

Berechnungen und Simulationen zum Verhalten von Ionen in der differenziellen Pumpstrecke des KATRIN-Experiments

Diplomarbeit von

Alexander Windberger

An der Fakultät für Physik Institut für experimentelle Kernphysik IEKP

Erstgutachter: Zweitgutachter: Betreuender Mitarbeiter: Zweiter betreuender Mitarbeiter: Prof. Dr. Guido Drexlin Prof. Dr. Thomas Müller Dr. Strahinja Lukić Dipl. Phys. Andreas Kosmider

Bearbeitungszeit: 01. Dezember 2009 – 28. Januar 2011

Inhaltsverzeichnis

1. Theoretischer Überblick und Motivation für die Suche nach der Neutrinomasse				
1.1.	Neutrinos in der Natur	1		
1.2. Neutrino-Flavour-Oszillation als Evidenz für eine Neutrinomasse				
1.3.	Experimentelle Möglichkeiten	$\overline{7}$		
	1.3.1. Kosmologische Bestimmung	7		
	1.3.2. Bestimmung aus dem doppelten neutrinolosen β -Zerfall	8		
	1.3.3. Bestimmung durch die Kinematik des β -Zerfalls \ldots	9		
Das	KATRIN-Experiment	13		
2.1.	β -Elektronen-Quelle	14		
2.2.	Transportstrecke	15		
	2.2.1. Differenzielle Pumpstrecke	15		
	2.2.2. Kryogene Pumpstrecke	16		
2.3.	Spektrometer	17		
	2.3.1. Funktionsweise eines MAC-E-Filters	17		
	2.3.2. Experimentelles	19		
2.4.	Fokalebenendetektor	19		
lone	n als Störquelle	21		
3.1.	Untersuchung der Ionisationsprozesse	21		
	3.1.1. Ionen aus dem Tritium- β -Zerfall	21		
	3.1.2. Ionenbildung durch Stoßionisierung	22		
	3.1.3. Ionenbildung durch dissoziativen Elektroneneinfang	23		
	3.1.4. Cluster-Bildung durch Drei-Teilchen-Reaktionen	25		
	3.1.5. Rekombination von Ionen mit sekundären Elektronen	26		
	3.1.6. Simulation der Ionisationsprozesse	26		
3.2.	Fehler und Untergrund durch Ionen	29		
	3.2.1. In den Spektrometern	29		
	3.2.2. In der Transportstrecke	31		
Bese	eitigung von lonen durch ein elektrostatisches Dipolsystem	35		
4.1.	Funktionsprinzip des Dipolsystems	35		
4.2.	Design und technische Umsetzung	36		
4.3.	Das Ionen-Testexperiment an der DPS2-F	40		
	4.3.1. Versuchsaufbau	40		
	4.3.2. Funtkionsweise der eingesetzten Geräte	40		
	4.3.2.1. Ionenquelle ELIOTT	40		
	4.3.2.2. Faraday-Cups	19		
	noille faraaa) caps to	44		
	4.3.2.3. Massenspektrometer FT-ICR	$\frac{42}{42}$		
lone	4.3.2.3. Massenspektrometer FT-ICR	42 42 45		
	 1.1. 1.1. 1.2. 1.3. Das 2.1. 2.2. 2.3. 2.4. Ione 3.1. 3.2. Bess 4.1. 4.2. 4.3. 	11. Neutrinos in der Natur 12. Neutrino-Flavour-Oszillation als Evidenz für eine Neutrinomasse 13. Experimentelle Möglichkeiten 1.3.1. Kosmologische Bestimmung 1.3.2. Bestimmung aus dem doppelten neutrinolosen β -Zerfall 1.3.3. Bestimmung durch die Kinematik des β -Zerfall 1.3.3. Bestimmung durch die Kinematik des β -Zerfall 2.1. Differenzielle Pumpstrecke 2.2.1. Differenzielle Pumpstrecke 2.2.2. Kryogene Pumpstrecke 2.3.3. Spektrometer 2.3.1. Funktionsweise eines MAC-E-Filters 2.3.2. Experimentelles 2.4. Fokalebenendetektor 2.5. Experimentelles 2.6. Tonen als Störquelle 3.1.1. Ionen aus dem Tritium- β -Zerfall 3.1.2. Ionenbildung durch Stoßionisierung 3.1.3. Ionenbildung durch Stoßionisierung 3.1.4. Cluster-Bildung durch Drei-Teilchen-Reaktionen 3.1.5. Rekombination von Ionen mit sekundären Elektronen 3.1.6. Simulation der Ionisationsprozesse 3.2.1. In den Spektrometer 3.2.2.2.1. In der Transportstrecke 3.2.3. Experimenter 3.2.4. Cluster-Bildung durch lonen 3.2.5. Rekombination von Ionen mit sekundären Elektronen 3.1.6. Simulation der Ionisationsprozesse <t< th=""></t<>		

	5.2.	.2. Berechnung des elektrischen Feldes			
		5.2.1. F	Funktionsweise der Elfield33-Klasse	46	
		5	5.2.1.1. Die Randelement-Methode	47	
		5	5.2.1.2. Die Robin-Hood-Methode	47	
		5.2.2. I	Diskretisierung der Geometrie der differenziellen Pumpstrecke	48	
		5.2.3. K	Karte zur Interpolation des elektrischen Feldes	54	
	5.3.	Berechn	ung des magnetischen Feldes	57	
5.4. Ionenerzeugung mit Hilfe der PAGEGenerator-Klasse					
5.5. Umsetzung der Neutralisierung von Ionen				62	
5.6. Ionenbahn-Berechnung mit Hilfe von KTrack				64	
5.7. Konfiguration von Kassiopeia			ration von Kassiopeia	65	
5.8. Simulationen und Erkenntnisse			onen und Erkenntnisse \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	65	
		5.8.1. V	Verifizierung von Simulation und $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift	65	
		5.8.2. L	Lebensdauer und Ladungsdichte von Ionen	70	
		5.8.3. S	Simulation des Testexperiments	75	
		5.8.4. V	Verbesserungsvorschläge	78	
6.	Zusa	ammenfa	ssung und Ausblick	81	
An	nhang		1	85	
	Α.	Widersta	andsmessung von Titanoxidbeschichtungen	85	
	В.	Einbaua	nleitung für das Dipolsystem	87	
		B.1. E	Einbauteile, Hilfsteile und Werkzeuge	87	
		B.2. A	Arbeitsschritte	88	
Lit	eratu	irverzeich	nnis	97	

Abbildungsverzeichnis

1.1. 1.2. 1.3. 1.4.	Energiespektrum der NeutrinoquellenErgebnisse verschiednener Neutrino-Oszillations-ExperimenteHierarchie-Szenarien der NeutrinomassenVerlauf des Tritium- β -Spektrums	$2 \\ 6 \\ 8 \\ 10$
 2.1. 2.2. 2.3. 2.4. 2.5. 	Übersicht über das KATRIN-Experiment	14 15 16 18 20
 3.1. 3.2. 3.3. 3.4. 3.5. 	Potenialverläufe von ${}^{3}HeT^{+}$ -Zustände	22 24 24 28 33
 4.1. 4.2. 4.3. 4.4. 4.5. 4.6. 4.7. 	Skizze der Wirkung des Dipolfeldes auf Ionen	 37 38 39 41 41 42 43
$\begin{array}{c} 5.1.\\ 5.2.\\ 5.3.\\ 5.4.\\ 5.5.\\ 5.6.\\ 5.7.\\ 5.8.\\ 5.9.\\ 5.10.\\ 5.11.\\ 5.12.\\ 5.13. \end{array}$	Übersicht über das Modell der DPS2-F	$\begin{array}{c} 46\\ 48\\ 50\\ 50\\ 50\\ 51\\ 51\\ 53\\ 54\\ 55\\ 55\\ 57\\ 59\\ \end{array}$
5.14. 5.15. 5.16. 5.17	Gegenüberstellung der Ionenverteilungen von T^+ und T_5^+	59 61 61 62

5.18. Flussdiagramm zu KSExitConditionDPS	<u> 3</u> 3
5.19. Beispielhafte Darstellung einer Ionenbahn	66
5.20. Ionenbahn in Strahlrohrabschnitt C	66
5.21. Darstellung der Endpunkte der Ionenbahnen für T_3^+	68
5.22. Verteilung der Weglängen von Ionen bei 100 V Dipolspannung	69
5.23. Verteilung der Lebensdauer für verschiedene Ionenarten	71
5.24. Verteilung der Lebensdauer für verschiedene Dipolspannungen	71
5.25. Spannungsabhängigkeit von $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ für WTGS-Ionen	72
5.26. Spannungsabhängigkeit von $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ für Ionen aus der Ionenquelle 7	77
A.1. Wärmetauscher zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit von Titan-	
oxidbeschichtungen	36
B.2. Modellzeichnung des Testaufbaus zum Dipoleinbau	90
B.3. Hilfsaufbau zur Installation des Dipolsystems	91
B.4. Werkzeuge und Einbauteile des Dipolsystems	91
B.5. Werkzeuge und Einbauteile zur Installation der Klemmringe 9	92

Tabellenverzeichnis

3.1.	Simulierter Ionenstrom am WGTS-Ausgang	27
3.2.	Verschiebungen der β -Spektren im Bereich des Endpunkts für Ionen $\ .$	32
۳ 1		50
5.1.	Zur Modellierung der DPS2-F verwendete Telle	50
5.2.	Übersicht über die in Kassiopeia definierten Bereiche	67
5.3.	Vergleich der Anzahl der Dipoldurchgänge dieser Simulation und der in [Rei09]	68
5.4.	Ergebnisse der Simulationen mit WGTS-Ionen	73
5.5.	Ergebnisse der Simulationen des Testexperiments	76

1. Theoretischer Überblick und Motivation für die Suche nach der Neutrinomasse

Im Jahre 1930 wurde ein elektrisch neutrales Teilchen von Wolfgang Pauli mit dem β -Zerfall in Verbindung gebracht [Pau00]. Er postulierte die Existenz eines neuen unbekannten Teilchens, weil es zwei Probleme löst. Ausgehend von der Existenz des Protons und des Elektrons muss ein weiteres neutrales Fermion als Kernsubstituent existieren um das Verhalten von Atomen anhand ihres Spins der Fermi- beziehungsweise Bose-Statistik zuordnen zu können. Des Weiteren lässt sich das kontinunierliche β -Spektrum der Zerfallselektronen nicht durch ein Zwei-Körperproblem beschreiben ohne Energie- und Impulserhaltung zu verletzen. Wie sich herausstellte, sind dafür zwei verschiedene Teilchen verantwortlich: zum Ersten das Neutron, welches seinen Spin zum Gesamt-Spin des Atoms beiträgt und zum Zweiten das Neutrino, welches im β -Zerfall zusammen mit dem Elektron abgestrahlt wird. Mit diesem Wissen wird der β -Zerfall heute durch die Reaktionsgleichung

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$
 (1.1)

beschrieben.

In einem in [Pau00] wiedergegebenen Artikel geht Pauli davon aus, dass das Neutrino eine Masse $m_{\bar{\nu}_e} = 0$ besitzt und bezieht sich dabei auf ein Tritium-Zerfallsexperiment von Langer und Moffat [LM52]. Dabei wurde das Energiespektrum der Elektronen mit einem magnetischen Spektrometer untersucht. Wie später detailliert erläutert wird, hängt die Lage des energetischen Endpunkts von der Masse des Elektron-Antineutrinos ab. Das experimentelle Ergebnis ergab keinen Hinweis auf eine Modifikation des Endpunkts, daraus wurde eine obere Grenze von $m_{\bar{\nu}_e} < 250 \,\text{eV}$ abgeleitet.

Dieses einleitende Kapitel soll einige Gründe zusammenfassen, aus denen man heute trotzdem nach der Neutrinomasse sucht und welche Verfahren zu diesem Zweck eingesetzt werden können.

1.1. Neutrinos in der Natur

Neutrinos liegen in drei leptonischen Familien oder Flavours vor, ν_e , ν_μ und ν_τ . Da sie ausschließlich schwach wechselwirken sind Neutrinos nur sehr schwierig direkt nachweisbar. Diese Tatsache erweist sich als Hindernis bei der Erforschung der inneren Eigenschaften



Abbildung 1.1.: Energiespektrum der Neutrinoquellen. Entnommen aus [Bru06]. Diese Abbildung verdeutlicht die Vielzahl verschiedener Bereiche, in die Neutrinos unterschiedlicher Energiebereiche verwickelt sind. Ein Verständnis dieser Bereiche kann nicht ohne ein Verständnis der Neutrinos an sich entwickelt werden.

dieser Teilchen. Die Aufdeckung dieser Parameter ist besonders interessant da, Neutrinos Bestandteil vieler wichtiger physikalischer Prozesse sind und daher eine Schlüsselrolle zum Verständnis dieser Prozesse einnehemen. Aus diesem Grund werden Neutrinos aus stark unterschiedlichen Quellen zur Aufdeckung ihrer intrinsischen Eigenschaften und als Botschafterteilchen aus dem Kosmos benutzt (Abbildung 1.1), wie folgende Auflistung verdeutlicht [Per09].

• Kosmischer Neutrinohintergrund

Der Urknall-Theorie zufolge befand sich das Universum ca. 1 s nach dem Urknall in einem dichten plasmaartigen Zustand. Zu dieser Zeit sind die primordialen Neutrinos aus dem thermischen Gleichgewicht ausgefroren, da ihre Reaktionsraten mit anderen Teilchen kleiner wurden als die Hubble-Expansionsrate und damit keine Wechselwirkung mehr möglich war. Aus Gründen der Entropie-Erhaltung ergibt sich mit der bekannten Dichte der Hintergrundphotonen N_{γ} die Dichte dieser primordialen Neutrinos zu $N_{\nu} = 3 \cdot \frac{3}{11} N_{\gamma} = 339 \,\mathrm{cm}^{-1}$ für alle Familien. Heute sind sie von den ca. $10^{10} \,\mathrm{K}$ zum Zeitpunkt der Entkopplung auf 1,95 K abgekühlt und finden sich am unteren Teil des Energiespektrums der Neutrinoquellen (Abbildung 1.1). Der Wirkungsquerschnitt primordialer Neutrinos bei dieser thermischen Energie liegt in der Größenordnung von $10^{-56} \,\mathrm{cm}^2$. Ihr Nachweis wird dadurch sehr schwer und ist noch nicht gelungen. Eine interessante Nachweisreaktion beruht in diesem Zusammenhang auf dem Prozess

$$\nu_e + {}^3H \to {}^3He + e^- \tag{1.2}$$

Durch ihre große Zahl könnten sie, je nach Größe der Neutrinomasse, eine wichtige Rolle bei der Strukturbildung im Universums gespielt haben. Zudem tragen sie Informationen über das sehr frühe Universum, was die Untersuchung dieser Teilchen sehr interessant macht.

• Solare Neutrinos

Nach dem Standard-Sonnen-Modell finden in der Sonne zahlreiche Fusions- und Zerfallsprozesse statt aus denen Neutrinos hervorgehen. Durch ihren kleinen Wirkungsquerschnitt können Neutrinos ohne Wechselwirkung den solaren Kern durchfliegen und die Erde erreichen. Ihre Energiespektren liefern dadurch Informationen auf Echtzeitbasis über die im Sonneninneren ablaufenden Reaktionen und erlauben dezidierte Tests des Standard-Sonnen-Modells. Auf diese Weise konnte durch das Homestake-Experiment erstmals ein nicht modellverträglich kleiner Fluss von solaren Elektron-Neutrinos nachgewiesen werden [CDD⁺98], der heute durch Flavour-Oszillation (Abschnitt 1.2) und den MSW-Effekt¹ gedeutet wird [Wol78].

• Neutrinos aus Supernovae

Überschreitet ein massenreicher Stern in seinem Eisenkern die Chandrasekhar-Massengrenze, endet er in einer Supernova Typ II. Dabei kollabiert der Eisenkern des Sterns und zerfällt durch die starke Erhitzung auf ca. 10¹⁰ K über Photodesintegrationsprozesse in ein Proton-Elektron Plasma. Die so verursachte Neutronisierung

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e$$
 (1.3)

erschafft in Verbindung mit thermischen Reaktionen Neutrinos, die den Stern vor den Photonen verlassen können. Solche Neutrinos waren "Vorboten" für Supernova 1987A. Im kollabierten Zustand ist die Sternmaterie so dicht, dass nur Neutrinos in nennenswerter Anzahl den Proto-Neutronstern verlassen können. Dementsprechend strahlt eine Supernova Typ II 99% ihrer freiwerdenden Gravitationsenergie über Neutrinos aller Flavours ab. Die Untersuchung dieser Neutrinos in zukünftigen Supernovae sollen helfen, die Vorgänge während eines Gravitationskollapses zu verstehen.

• Reaktor- und Geologische Neutrinos

Neutrinos entstehen auch auf der Erde durch natürliche und künstliche Prozesse. Innerhalb der Zerfallsketten der Spaltprodukte aus Kernreaktoren befinden sich zahlreiche β -instabile Kerne. Neutrinos aus dem β -Zerfall dieser Kerne bieten eine zusätzliche unabhängige Möglichkeit zur Untersuchung der weiter unten detailliert erwähnten Neutrino-Oszillationen.

Innerhalb der Erde, speziell in der Erdkruste und im Erdmantel, stellen die Isotope ^{238}U , ^{232}Th und ^{40}K eine spezifische Neutrinoquelle dar. Innerhalb ihrer Zerfallsketten befinden sich ebenfalls β -instabile Kerne.

• Atmosphärische Neutrinos

Kosmische Quellen, wie beispielsweise Supernova-Überreste, Pulsare oder aktive Galaxien, beschleunigen Protonen und geladene Kerne mit einem charakteristischen Energiespektrum bis hin zu 10^{20} eV. Treffen diese Teilchen der kosmischen Strahlung auf Kerne der oberen Erdatmosphäre entstehen hauptsächlich π^- , π^+ , und π^0 , deren nachfolgende Zerfälle Neutrinos produzieren.

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \begin{cases} \nu_{\mu} \\ \bar{\nu}_{\mu} \end{cases}$$
(1.4)

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \begin{cases} \nu_e + \bar{\nu}_{\mu} \\ \bar{\nu}_e + \nu_{\mu} \end{cases}$$
(1.5)

Die Messung des Flusses dieser Neutrinos in Abhängigkeit des Azimutwinkels liefert Information über die Flavour-Oszillation von Neutrinos.

¹Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein-Effekt

• Kosmische Neutrinos

4

Die Entdeckung von galaktischen und extragalaktischen γ -Strahlern im TeV-Bereich lässt auch auf die Existenz von kosmischen Neutrinos in diesem Energiebereich schließen. Die γ -Strahlung könnte zum Teil aus dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ stammen. Ist dies der Fall, so kann davon ausgegangen werden, dass dieselben Quellen auch Neutrinos über geladene Pionen

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \begin{cases} \nu_{\mu} \\ \bar{\nu}_{\mu} \end{cases}$$
(1.6)

erzeugen. Können solche TeV-Neutrinos detektiert werden, bieten sich neue Möglichkeiten der Neutrino-Astronomie. Da Neutrinos nicht mit dichter interstellarer Materie wechselwirken, können sie über viel größere Entfernungen als γ -Strahlung im TeV-Bereich zurückverfolgt werden.

Die genaue Kenntnis über Neutrinoeigenschaften eröffnet demzufolge ein breites Band neuer Einblicke in den Kosmos, insbesondere in die Sonne und die Erde und bietet einen Zugang zu fundamentaler Physik.

1.2. Neutrino-Flavour-Oszillation als Evidenz für eine Neutrinomasse

Eine der fundamentalsten Teilcheneigenschaften ist die Ruhemasse. Obwohl die Ruhemasse der Neutrinos m_{ν} im Standardmodell der Teilchenphysik verschwindet, gibt es deutliche Hinweise auf eine von Null verschiedene Neutrinomasse $m_{\nu} \neq 0$ und damit auf Physik jenseits des Standardmodells. Das zwingendste Argument für $m_{\nu} \neq 0$ ist die von unabhängigen Experimenten festgestellte Flavour-Oszillation von Neutrinos.

Die Flavour-Oszillation lässt sich analog zur CKM-Matrix², welche die Quark-Eigenzustände der starken Wechselwirkung in Quark-Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung entwickelt erklären [Pov09, Per09]. Neutrinos entstehen über die schwache Wechselwirkung stets als Flavour-Eigenzustände mit den Flavours $\alpha = e, \mu, \tau$. Die Propagation erfolgt jedoch in der Basis der Massen-Eigenzustände i = 1, 2, 3. Die Flavour-Eigenzustände können in der Basis der Massen-Eigenzustände mit Hilfe der PMNS-Matrix³ $U_{\alpha i}$ entwickelt werden. Die PMNS-Matrix entspricht einer Drehung der Basissysteme zueinander mit

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{i} U_{\alpha i} |\nu_{i}\rangle$$

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & e^{i\delta}\sin\theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta}\sin\theta_{13} & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \cdot$$

$$\begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0 \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$(1.7)$$

und den Mischungswinkeln θ_{ij} und der CP-verletzenden Phase δ , die experimentell noch nicht bestätigt ist. Zur Veranschaulichung wird nur die erste Matrix aus (1.8), also die Oszillation zwischen nur zwei Zuständen, betrachtet. Führt man die Zeitentwicklung von $|\nu_{\mu}\rangle$ in der Basis $|\nu_i\rangle$ durch, erhält man

$$|\nu_{\mu}(t)\rangle = \cos\theta_{23} \cdot |\nu_{2}\rangle e^{-iE_{\nu_{2}}t/\hbar} + \sin\theta_{23} \cdot |\nu_{3}\rangle e^{-iE_{\nu_{3}}t/\hbar}$$
(1.9)

²Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

³Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix

mit der Energie eines Massenzustandes

$$E_{\nu_i} \approx pc \left(1 + \frac{m_{\nu_i} c^2}{2p^2} \right) \qquad \text{für} \quad m_i \ll E_i \tag{1.10}$$

und der zurückgelegten Strecke L = ct ergibt sich für die Überlebenswahrscheinlichkeit P des Anfangs-Zustandes $|\nu_{\mu}\rangle$

$$P_{\nu_{\mu} \to \nu_{\mu}} = \langle \nu_{\mu}(t) | \nu_{\mu}(t) \rangle$$

$$= 1 - \sin^{2}(2\theta_{23}) \cdot \sin^{2}\left(1, 27 \frac{\Delta m_{23}^{2}L}{E}\right)$$

$$(1.11)$$

und entsprechend für die Umwandlung

$$P_{\nu_{\mu} \to \nu_{\tau}} = \langle \nu_{\mu}(t) | \nu_{\tau}(t) \rangle \tag{1.12}$$

$$= 1 - P_{\nu_{\mu} \to \nu_{\mu}} \tag{1.13}$$

mit $\Delta m_{23}^2 = m_3^2 - m_2^2$, $[\Delta m_{23}^2] = (eV/c^2)^2$, [L] = km und [E] = GeV. Analog lassen sich auch die anderen Oszillationen mit jeweils zwei Flavours ausdrücken. Aus Gleichung (1.11) ist erkennbar, dass die Mischung für einen Winkel $\theta_{ij} = 45^{\circ}$ maximal wird. Besonders wichtig ist, dass die Wellenlänge der Oszillation von E und L abhängt.

In diesem Modell sind die unabhängigen Parameter Δm_{12}^2 und Δm_{23}^2 sowie drei Mischungswinkel θ_{12} , θ_{13} und θ_{23} , experimentell zu bestimmen. Unterschiedliche Experimente sind sensitiv auf verschiedene Bereiche dieser Parameter, wie aus Abbildung 1.2 hervorgeht.

Die in der obigen Rechnung beschriebene Umwandlung wurde erstmals durch das Super-Kamiokande-Experiment [FHI⁺98, Ish04] bei der Untersuchung atmosphärischer Neutrinos nachgewiesen. Super-Kamiokande basiert auf einem 50 kt Wasser-Cherenkov-Detektor mit 11146 Photomultipliern. Er weist die in der oberen Atmosphäre entstehenden e- oder μ -Neutrinos (Abschnitt 1.1) über ihre geladenen Wechselwirkungen mit Kernen im Detektorvolumen nach. Je nach Neutrino-Flavour entstehen Elektronen oder Myonen, welche über die charakteristische Form ihrer Cherenkov-Kegel unterschieden werden können. Durch die Analyse der Cherenkov-Kegel können insbesondere auch Energie und Azimutwinkel bestimmt werden. Abhängig vom Azimutwinkel legt ein Neutrino unterschiedliche Strecken von minimal 20 km, wenn es direkt von oberhalb des Observatoriums kommt, bis maximal 12000 km zurück, wenn es vertikal von der entgegengesetzten Erdhalbkugel kommt. Die Parameter E und L sind also bestimmbar. Durch den Vergleich der Winkelverteilungen von gemessenem Fluss zu berechnetem Fluss ergibt sich ein Defizit von μ -Neutrinos. Der e-Neutrinofluss weist dagegen keine Abweichung auf, was darauf schließen lässt, dass Umwandlungen der Art $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ für den reduzierten μ -Neutrinofluss verantwortlich sind. Die Parameterbereiche für Δm_{23}^2 und θ_{23} konnten so auf

$$39,64^{\circ} < \theta_{23} < 49,78^{\circ} \tag{1.14}$$

$$1,9 \cdot 10^{-3} \,\mathrm{eV}^2 < \Delta m_{23}^2 < 3,0 \cdot 10^{-3} \,\mathrm{eV}^2$$
 (1.15)

mit einem Konfidenzlevel von 90% eingeschränkt werden [Ish04, WIA⁺10].

Das Homestake-Experiment entdeckte erstmals das spezifische Defizit von ν_e aus der Sonne im Vergleich zum Standard-Sonnen-Modell über die Bestimmung der Anzahl radioaktiver ³⁷Ar-Atome aus dem inversen β -Zerfall [CDD⁺98]

$$\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow {}^{37}Ar + e^- \tag{1.16}$$

Diese Reaktion ist nur auf ν_e sensitiv.

Das vor wenigen Jahren durchgeführte SNO-Experiment⁴ bestätigte 2001 schließlich das

⁴Sudbury Neutrino Observatory

 $\mathbf{6}$



Abbildung 1.2.: Ergebnisse verschiednener Neutrino-Oszillations-Experimente. Entommen aus [Mur10]. Die Ergebnisse stammen von solaren, atmosphärischen, Beschleuniger, Reaktor- und Baseline-Experimenten. Die hellen Bereiche sind durch diese Experimente ausgeschlossen, die farbigen sind erlaubt.

Standard-Sonnen-Modell durch die Messung des gesamten Sonnenneutrinoflusses aller Flavours [AAA⁺10]. Der Detektor bestand aus 1 kt schwerem Wasser D_2O und untersuchte folgende Neutrinoreaktionen:

$$\nu_{\alpha} + e^{-} \rightarrow \nu_{\alpha} + e^{-} \tag{1.17}$$

$$\nu_e + D \quad \to \quad p + p + e^- \tag{1.18}$$

$$\nu_{\alpha} + D \rightarrow p + n + \nu_{\alpha}$$
 (1.19)

Die Reaktionen (1.17) und (1.18) wurden hauptsächlich in einer ersten Messphase über das Cherenkov-Licht der gestreuten ELektronen nachgewiesen. In einer zweiten Phase wurde NaCl zum D_2O hinzugefügt. Das darin enthaltene ${}^{35}Cl$ fängt bevorzugt die in Reaktion (1.19) entstehenden Neutronen ein. Beim Neutroneneinfang abgestrahltes Fluoreszenzlicht kann ebenfalls über die Photomultiplier nachgewiesen werden.

Die zusammengefassten Ergebnisse aller solaren Neutrino-Experimente mit den Ergebnis-

sen von KamLAND⁵, welches die Oszillation von Reaktorneutrinos mit Hilfe des inversen β -Zerfalls in Flüssigszintilator untersucht [EEF⁺03], ergeben für die Parameter Δm_{12}^2 und θ_{12} [AAA⁺10]

$$34, 34^{\circ} < \theta_{12} < 34, 42^{\circ}$$
 (1.20)

$$7,38 \cdot 10^{-5} \,\mathrm{eV}^2 < \Delta m_{12}^2 < 7,80 \cdot 10^{-5} \,\mathrm{eV}^2 \tag{1.21}$$

mit einem Konfidenzlevel von 95%.

Von θ_{13} ist bisher nur eine Obergrenze von $\theta_{13} < 13, 81^{\circ}$ (95% C.L.) [AAA⁺10] bekannt. Das Double-Chooz-Experiment [ABB⁺06] wird die Sensitivität verbessern, indem es Flussanomalien von Reaktorneutrinos mit zwei in verschiedenen Entfernungen aufgestellten Detektoren untersuchen wird. Elektron-Anti-Neutrinos lösen im Detektorvolumen inverse β -Zerfälle aus. Die so entstehenden Neutronen werden von Gadolinium eingefangen und emmitieren beim Einfang γ -Quanten, welche zum Nachweis dienen. Double Chooz kann θ_{13} im Bereich bis

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0,02 \tag{1.22}$$

bestimmen.

1.3. Experimentelle Möglichkeiten

Das quantenmechanische Phänomen der Neutrino-Oszillation, welches ein eindeutiges Indiz für endliche Neutrinomasse und Mischung darstellt, wird durch zahlreiche unabhängige Experimente bestätigt. Durch die Bestimmung der Massendifferenzen Δm_{ij}^2 der verschiedenen Massenzustände haben die Massen relativ zueinander einen festen Abstand. Es fehlt von der experimentellen Seite der Zugang zum Parameter einer absoluten Masse. Je nach Größe dieser Masse kann ein hierarchisches Szenario eintreten, bei dem die Massendifferenzen in der Größenordnung der Absolutmasse liegt, oder der quasi-degenerierte Fall, bei dem die Massendifferenzen im Vergleich zur Absolutmasse vernachlässigbar sind (Abbildung 1.3). Allerdings konnten bisher nur Obergrenzen für absolute Neutrinomassen angegeben werden und keine Unterscheidung der Szenarien erbracht werden. Ein weiterer großer Zweig der Neutrinophysik beschäftigt sich deshalb mit der Suche nach der Neutrinomasse. Dazu stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung.

1.3.1. Kosmologische Bestimmung

Ein sehr vielversprechender Ansatz ist die kosmologische Bestimmung der Neutrinomasse. Dazu werden Daten aus kosmologischen Vermessungen verwendet, insbesondere die Vermessung des kosmischen Mikrowellenhintergrunds [WMA10] und die Messung der Rotverschiebungen sichtbarer Galaxien [AAA⁺09]. Der Einfluss von Neutrinos macht sich hierbei in der Strukturbildung im Universum bemerkbar. Durch ihre geringe Masse und ihre hohe Temperatur zum Zeitpunkt der Entkopplung können sie aus Gravitationspotentialen, die durch Anhäufung von Materie entstehen, entkommen. Daurch werden diese Strukturen ausgewaschen.

Durch den Vergleich der Messdaten mit Simulationen und Berechnungen kann auf Parameter wie die Neutrinomasse m_{ν} geschlossen werden. Allerdings fließen viele miteinander korrelierte Parameter ein, sodass es schwierig ist, den Einfluss der Neutrinomasse zu analysieren. Verschiedene Gruppen haben so Obergrenzen im Bereich von $m_{\nu} < 0,7 \,\text{eV}$ bis $m_{\nu} < 2,12 \,\text{eV}$ festgelegt [KAT05].

⁵Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector

8



Abbildung 1.3.: Hierarchie-Szenarien der Neutrinomassen. Entommen aus [KAT05]. Die Masse der Massenzustände m_i sind über dem leichtesten Massenzustand m_1 dargestellt. Je nach größe der Absolutmasse liegen die Massendifferenzen in derselben Größenordnung oder sind vernachlässigbar. Für kleine Absolutmassen tritt das hiererachische Szenario ein, für große Absolutmassen das quasi-degenerierte.

1.3.2. Bestimmung aus dem doppelten neutrinolosen β -Zerfall

Für majorana-artige Neutrinos gilt die Relation $\bar{\nu}_e = \nu_e$, wodurch der neutrinolose doppelte β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$ -Zerfall) möglich wird. Der doppelte β -Zerfall ($2\nu\beta\beta$ -Zerfall) ist für Kerne mit geraden Anzahlen von Kernladungsträgern Z und Kernsubstituenten A möglich und kann wie folgt beschrieben werden:

$$(Z, A) \rightarrow (Z+2, A) + 2e^{-} + 2\bar{\nu}_e$$
 (1.23)

Derartige Zerfälle sind nur erlaubt, wenn für die Massen M des Kerns gilt

$$M(Z+1,A) > M(Z,A)$$
 (1.24)

Andernfalls ist der einfache β -Zerfall bevorzugt. Die Lebensdauer für $2\nu\beta\beta$ -Zerfälle liegt dabei in der Größenordnung von 10^{20} Jahren [Per09].

Beim $0\nu\beta\beta$ -Zerfall sind Neutrinos virtuelle Teilchen, die den Zerfall vermitteln. Der Zerfallsprozess ist in zwei Stufen aufteilbar:

$$(Z, A) \rightarrow (Z+1, A) + e^- + \bar{\nu}_e$$
 (1.25)

$$(Z, A+1) + \nu_e \rightarrow (Z+2, A) + e^-$$
 (1.26)

$$\Rightarrow (Z, A) \quad \rightarrow \quad (Z+2, A) + 2e^{-} \tag{1.27}$$

Das Neutrino müsste also sein eigenes Anti-Teilchen sein, damit dieser Prozess möglich wäre. Über die Halbwertszeit des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls lässt sich dann unter Zuhilfenahme von

$$\left(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}\right)^{-1} = C_{mm} \frac{\langle m \rangle^2}{m_e^2} \tag{1.28}$$

die Majorana-Masse $\langle m \rangle$ bestimmen, sofern das Kernmatrixelement C_{mm} bekannt ist. Der $0\nu\beta\beta$ -Prozess bestimmt die kohärente Summe über die Massenzustände

$$\langle m \rangle = \left| \sum_{i=1}^{3} \left| U_{ei}^{2} \right| \cdot e^{i\alpha_{i}} \cdot m_{i} \right|$$
(1.29)

Die Parameter α_i sind zusätzliche Majorana-Phasen. Da keine Neutrinos emmitiert werden, ist der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall experimentell durch einen diskreten Peak an der Stelle $E_0 = M(Z + 2, A) - M(Z, A)$ vom kontinuierlichen $2\nu\beta\beta$ -Spektrum zu unterscheiden.

In [KDHK02] ist die statistische Überarbeitung und Analyse der Daten aus dem ^{76}Ge -Zerfall des Heidelberg-Moscow-Experiments beschrieben. Das Ergebnis ist

$$0, 8 \cdot 10^{25} \,\mathrm{yr} < T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} < 18, 3 \cdot 10^{25} \,\mathrm{yr} \quad (95\% \mathrm{C.L.})$$
 (1.30)

$$0,05 \,\mathrm{eV} < \langle m \rangle < 0,84 \,\mathrm{eV}$$
 (90%C.L.) (1.31)

Auf Grund der Art der Analyse wird dieses Ergebnis jedoch kontrovers diskutiert. Neuartige Experimente, beispielsweise mit angereichterten ⁷⁶Ge Detektoren wie GERDA⁶ [Bet07], oder mit ¹³⁶Xe wie EXO⁷ [ABB⁺05] können dieses Ergebnis in Zukunft bestätigen oder widerlegen.

Obwohl $0\nu\beta\beta$ -Zerfallsexperimente interessante Enteckungen jenseits des Standardmodells liefern können, wie die Majorana-Beschaffenheit des Neutrinos, die Leptonzahlverletzung oder die Majorana-Phasen α_i , ist die Messung der Neutrinomasse mit Schwierigkeiten verbunden. Zum Einen kann für eine ungünstige Parameterkonfiguration der α_i die Masse $\langle m \rangle$ verschwinden (Gleichung (1.29)). Zum Anderen besteht eine große Unsicherheit durch das stark modellabhängige Kernmatrixelement C_{mm} (Gleichung (1.28)). Die bei solchen Experimenten verwendeten Kerne wie ⁷⁶Ge, ¹⁰⁰Mo, ¹¹⁶Cd, ¹³⁰Te oder ¹³⁶Xe, sind in ihrer Schalenmodellbeschreibung kompliziert und die Ergebnisse von Berechnungen weichen je nach Modell stark voneinander ab.

1.3.3. Bestimmung durch die Kinematik des β -Zerfalls

Eine dritte Möglichkeit zur M Essung von
 m_{nu} ist die Untersuchung des Energiespektrums de
s $\beta\mbox{-}{\rm Zerfalls}$

$$(Z, A) \rightarrow (Z+1, A) + e^- + \bar{\nu}_e$$
 (1.32)

Das Spektrum der kinetischen Energie des Zerfallselektrons ist gegeben durch [KAT05]

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} = C \times F(Z, E) p \cdot (E + m_e c^2) \left[(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 \right]^{\frac{1}{2}} \Theta(E_0 - E - m_\nu) \quad (1.33)$$

Die Parameter m_e , p und E bezeichnen hier die Masse, den Impuls und die kinetische Energie des Elektrons. E_0 beschreibt die maximale Elektronenenergie für eine verschwindende Neutrinomasse von $m_{\nu} = 0$, also den Endpunkt des Energiespektrums. Im Gegensatz zu Gleichung (1.29) basiert hier m_{ν} auf einer inkohärenten, phasenunabhängigen Summe:

$$m_{\nu}^2 = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 \cdot m_i^2 \tag{1.34}$$

F(Z, E) ist die Fermi-Funktion, $\Theta(E_0 - E - m_{\nu})$ eine Stufenfunktion, um die Energieerhaltung zu wahren und C eine Konstante

$$C = \frac{G_F^2}{2\pi^3} \cos^2 \theta_C |M|^2$$
 (1.35)

⁶Germanium Detector Array

⁷Enriched Xenon Observatory



Abbildung 1.4.: Verlauf des Tritium- β -Spektrums. Entnommen aus [KAT05]. Links ist das gesamte Spektrum der kinetischen Elektronenenergie dargestellt. Im um den Endpunkt vergrößerten Ausschnitt rechts ist der Einfluss einer von null verschiedenen Neutrinomasse zu erkennen. Im sensitiven Bereich knapp unterhalb des Endunkts von ca. 18,6 keV sind nur noch ein Anteil von $2 \cdot 10^{-13}$ der gesamten Zerfälle zu erwarten.

mit der Fermi-Konstanten G_F , dem Cabibbo-Winkel θ_C und dem Kernmatrixelement M. Der Verlauf des Spektrums ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Eine von Null verschiedene Neutrinomasse wirkt sich nach Gleichung (1.33) alleine durch den Phasenraumfaktor auf den Endpunkt des β -Spektrums aus. Da nur ein kleiner Anteil der β -Zerfälle im sensitiven Bereich knapp unterhalb des Endpunkts liegen, muss ein Zerfalls-Experiment demzufolge über eine hohe Luminosität und eine sehr gute Energieauflösung verfügen.

Die vorgestellte Methode besitzt den Vorteil, dass sie nicht davon abhängig ist, ob das Neutrino einen Majorana- oder Dirac-Charakter hat. Der Einfluss der Neutrinomasse auf das Spektrum ist rein kinematisch und damit einfach nachvollziehbar.

Es gibt zwei verschiedene Ansätze die Methode experimentell umzusetzen.

- Eine Möglichkeit basiert auf der Untersuchung des β -Spektrums von ^{187}Re . Hier entspricht der Detektor dem Emitter und dem Zerfallsvolumen, was einen relativ einfachen Aufbau ermöglicht. Über einen Thermistor wird die durch einen Zerfall verursachte minimale Temperaturänderung gemessen. ^{187}Re hat jedoch eine Halbwertszeit von 4, $11 \cdot 10^{10}$ Jahren und damit eine sehr geringe intrinsische Aktivität. Vorteile sind bei Umsetzung mit ^{187}Re der mit $E_0 = 2,47$ keV niedrigste Endpunkt aller bekannten β -Strahler und der modulare Aufbau des Experiments. Die niedrigste auf diese Weise gemessene Obergrenze ist durch das Milano-Experiment gegeben mit $m_{\nu} < 15 \,\mathrm{eV}$ (90% C.L.) [SAB⁺04]. Das MARE-Experiment⁸ [MAB⁺06] wird auf dieselbe Weise bis zu einer Empfindlichkeit von 0, 2 eV messen.
- Die zweite Möglichkeit besteht darin, das Tritium-β-Spektrum zu vermessen. Molekulares Tritium ist gasförmig bis zu 24 K. Das Energiespektrum der Elektronen aus einer molekularen Tritiumquelle kann mit einem elektromagnetischen Spektrometer vermessen werden. Der Einsatz von Tritium bietet viele Vorteile. Zwar hat es mit 18,6 keV den zweitniedrigsten Endpunkt, kann aber mit einer Halbwertszeit von nur 12,33 Jahren eine viel höhere Luminosität erreichen. Außerdem können notwendige Korrekturen durch atomare Endzustände und Kernstruktur auf Grund der kleinen Ordnungszahl von Tritium relativ einfach berechnet werden.

Die so durchgeführten Experimente in Mainz und in Troitsk, liefern jeweils Obergrenzen für Neutrinomassen von 2, 3 eV (95% C.L.) [KBB⁺04] und 2, 5 eV (95% C.L.)

 $^{^8\}mathrm{Microcalorimeter}$ Arrays for a Rhenium Experiment

 $[{\rm LAB^+99}].$ Das Nachfolge experiment KATRIN⁹ wird die Neutrinomasse mit einer Referenzsensitivität von $0,2\,{\rm eV}$ (90% C.L.) bestimmen. Das KATRIN-Experiment bildet den eigentlichen Rahmen dieser Arbeit und wird daher im nächsten Kapitel ausführlich beschrieben.

⁹Karlsruher Tritium Neutrino Experiment

2. Das KATRIN-Experiment

Das Karlsruher Tritium Neutrino Experiment (KATRIN) misst die Masse des Eletron-Anti-Neutrinos $\bar{\nu}_e$ über das Energiespektrum des Elektrons aus dem β -Zerfall von Tritium:

$${}^{3}H \rightarrow {}^{3}He + e^{-} + \bar{\nu}_{e}$$

$$(2.1)$$

Die Neutrinomasse wird in direkter und modellunabhängiger Form durch kinematische Überlegungen (Gleichung (1.33)) aus dem Verlauf des Spektrums in der Nähe des Endpunkts von $E_0 = 18,6 \text{ keV}$ (Abbildung 1.4) bestimmt. KATRIN erreicht eine Empfindlichkeit von 0,2 eV mit einem Konfidenzlevel von 90%, was den aktuellen Wert um eine Größenordnung verbessert. Eine Neutrinomasse von 0,3 eV kann mit einer Signifikanz von 5 σ nachgewiesen werden. KATRIN deckt damit einen großen Teil des kosmologisch relevanten Bereichs ab.

Eine Darstellung des KATRIN-Experiments ist in Abbildung 2.1 gegeben. Die technnische Umsetzung der in Abschnitt 1.3.3 beschriebenen Methode gestaltet sich wie folgt. Hochreines Tritiumgas wird in eine fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS) eingelassen. Hier finden die eigentlichen β -Zerfälle statt. Die WGTS soll bei hoher Luminosität gleichzeitig sehr gut definierte und konstante Druck- und Temperaturverhältnisse garantieren. Supraleitende Solenoide erzeugen dabei ein axiales Magnetfeld, welches die Elektronen aus den β -Zerfällen adiabatisch über die Transportstrecke in Richtung der Spektrometer führt.

Die Aufgabe der Transportstrecke ist es einerseits, die Elektronen adiabatisch zu führen, andererseits zu verhindern, dass Tritiumgas und -ionen die Spektrometer erreichen. Sie besteht aus einer differenziellen Pumpstrecke, die Tritiumgas über Turbomolekularpumpen aus dem Strahlrohr entfernt und Ionen über ein elektrostatisches Dipolsystem unterdrückt. Eine nachfolgende kryogene Pumpstrecke adsorbiert dann das verbleibende Tritiumgas durch eine an der inneren Wand angefrorene Argonschicht.

Die nachfolgenden Vor- und Hauptspektrometer führen eine Energieselektion der Elektronen durch über einen elektromagnetischen Hochpassfilter, einem sogenannten MAC-E-Filter¹. Das Vorspektrometer bietet dabei die Option, nieder-energetische Elektronen auszufiltern, während das Hauptspektrometer die Elektronen mit hoher Auflösung im Bereich nahe des Endpunkts analysiert.

Die so an den Fokalebenendetektor weitergeleiteten Elektronen werden letztlich gezählt und ergeben ein integrales Spektrum des Tritium- β -Zerfalls.

 $^{^1\}mathrm{Magnetic}$ Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter



Abbildung 2.1.: Übersicht über das KATRIN-Experiment. Das KATRIN-Experiment gliedert sich von links nach rechts in die Rear Section (gelb), die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS) (blau), die Transportstrecke (rot) bestehend aus der differenziellen (DPS2-F) und der kryogenen Pumpstrecke (CPS), das Vor- (grün) und Hauptspektrometer (grau) sowie den Fokalebenendetektor (grün). Insgesamt erstreckt sich das KATRIN-Experiment über eine Länge von ca. 70 m.

Die erwähnten Bereiche des KATRIN-Experiments werden in diesem Kapitel ausführlich beschrieben. Die numerischen Angaben dieses Kapitels sind, falls nicht anders gekennzeichnet, aus [KAT05] entommen. Das elektrostatische Dipolsystem, welches das Thema dieser Arbeit ist, wird in Kapitel 4 detailliert erläutert.

2.1. β -Elektronen-Quelle

Das Tritium-Einlaßsystem des KATRIN-Experiments befindet sich in der Mitte des 10 m langen WGTS-Strahlrohrs (Abbildung 2.2). Hier wird Tritiumgas mit einem Druck von $3, 35 \cdot 10^{-3}$ mbar über 250 Löcher mit je 2 mm Durchmesser gleichmäßig in das WGTS-Strahlrohr injiziert. Gleichzeitig wird das Gas über die in der WGTS integrierten differenziellen Pumpstrecken DPS1-R und DPS1-F abgepumpt. Auf diese Weise entsteht eine Säulendichte von $5 \cdot 10^{17}$ cm⁻² [MDLS09]. Das in der WGTS enthaltene Tritiumgas zerfällt damit mit einer Aktivität von $1, 7 \cdot 10^{11}$ Bq. Da die Aktivität konstant sein muss, um die Messung nicht systematisch zu verfälschen, muss die Säulendichte bis auf 0, 1% stabil sein. Außerdem variiert der Energieverlust von Zerfallselektronen durch elastische Streuung in der Quelle, sollte sich der Druck zeitlich ändern [Höt09].

Das einfließende Tritiumgas hat eine geringe Temperatur von 27 K, um eine hohe Tritiumdichte und Aktivität bei geringem Tritiumdruck und damit Tritiumfluss bereitzustellen. Um den Tritiumdruck zeitlich konstant zu halten, muss auch die Temperatur bis auf 0, 1% konstant sein. Außerdem ist die Dopplerverbreiterung zerfallender Tritium-Moleküle in der Auswertung zu berücksichtigen, sodass die Temperatur nahe am Bereich der Kondensation gewählt werden muss, um thermische Effekte zu minimieren. Die Temperaturstabilisierung wird durch ein zwei-phasiges Neon-Kühlsystem an der Außenseite der WGTS-Strahlrohre realisiert. Durch Variation des Neondrucks kann die Temperatur in einem Bereich von 27 K bis 30 K auf dem gewünschten Niveau stabil gehalten werden [Bod11].

Ein weiterer zu vermeidender Unsicherheitsfaktor der Quelle ist die Tritiumreinheit. Die Tritiumreinheit muss mindestens $\epsilon = 95\%$ betragen, um Fehler durch den Zerfall von Tritium in Verbindungen mit Fremdatomen, hauptsächlich Deuterium, zu vermeiden. Solche Zerfälle haben ein vom T_2 -Zerfall abweichendes Energiespektrum und damit eine systematische Auswirkung auf die Massenbestimmung. Zu diesem Zweck durchläuft in der WGTS abgepumptes Gas ein Kreislaufsystem, welches das Gas reinigt und die Zusammensetzung laserspektroskopisch überwacht [Sch09].

Die supraleitenden WGTS-Solenoide generieren in axialer Richtung ein nahezu homogenes Magnetfeld von 3,6 T innerhalb des WGTS-Strahlrohrs. Zerfallselektronen werden so in Richtung der Rear Section oder in Richtung der DPS2-F entlang der Feldlinien geführt. Das magnetische Feld erlaubt es, Elektronen innerhalb einer Querschnittsfläche von 53 cm^2



Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der Quelle mit Dichteprofil. Entnommen aus [KAT05]. Links ist ein Schnitt entlag der Strahlachse abgebildet. Die äußere Hülle, die das Isoliervakuum umschließt, ist hellblau, die innere Hülle ist grün gezeichnet. Die Pumpstutzen sind gelb und die supraleitenden Magnete dunkelblau dargestellt. **Rechts** ist eine Draufsicht auf die WGTS zu sehen. Das Dichteprofil ist am Gaseinlass maximal und nimmt auf beiden Seiten zu den Pumpen hin bis auf nahezu null ab.

im WTGS-Strahlrohr auf den Detektor abzubilden. Die Elektronen werden in einem magnetischen Fluss von

$$\phi = \int \vec{B} d\vec{A} = 191 \,\mathrm{T} \,\mathrm{cm}^2 \tag{2.2}$$

weiter in die DPS2-F transportiert.

Neben Elektronen entstehen durch den β -Zerfall direkt, oder über indirekte Prozesse, Ionen. Diese werden ebenso wie Elektronen magnetisch geführt und erreichen die DPS2-F. Durch diese Ionen entstehen im KATRIN-Experiment wesentliche, nicht zu vernachlässigende systematische Prozesse, die den Schwerpunkt dieser Arbeit darstellen. In Kapitel 3 werden die Entstehungsprozesse und die daraus resultierenden Folgen detalliert untersucht.

2.2. Transportstrecke

2.2.1. Differenzielle Pumpstrecke

Im für das KATRIN-Experiment wichtigen Bereich nahe des Endpunkts liegen nur ein Bruchteil von ungefähr $2 \cdot 10^{-13}$ aller β -Zerfälle. Es muss also garantiert sein, dass hinreichend wenig neutrale Tritium-Moleküle das elektrostatische Filterpotential umgehen und im Volumen des Hauptspektrometers zerfallen, wo sie Untergrund in Form gespeicherter keV-Elektronen erzeugen. Aus diesem Grund muss der Gasfluss hinter der WGTS insgesamt um einen Faktor 10^{14} unterdrückt werden. Der Gasfluss ist nach der DPS1-F dabei bereits um einen Faktor 10^2 auf ca. $10^{-2} \,\mathrm{mbar} \frac{\ell}{\mathrm{s}}$ reduziert . Die DPS2-F trägt dazu einen weiteren Unterdrückungsfaktor von mindestens 10^5 bei.

Die DPS2-F ist schematisch in fünf Strahlrohrabschnitte mit jeweils 1 m Länge und einem Durchmesser von 86 mm aufgeteilt, die durch vier Pumpbereiche getrennt sind (Abbildung 2.3). Die wichtigste Aufgabe der DPS2-F ist die oben ganannte Unterdrückung des Gasflusses aus der WGTS. Dazu sind an jedem der vier Pumpbereiche Turbomolekularpumpen (TMP) mit 2000 ℓ /s Pumpleistung für H_2 angeschlossen. Die Strahlrohrabschnitte sind zueinander um 20° gedreht, um sicherzustellen, dass Gasmoleküle, die mit exakt axial ausgerichtetem Impuls aus der WGTS kommen, trotzdem an den Wänden der DPS2-F gestreut werden und durch die TMPs abgepumpt werden.



Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der Transportstrecke. Links ist ein Schnitt der DPS2-F [KAT05] abgebildet. In den äußeren Rohrsegmenten (a) befinden sich im Messbetrieb Penningfallen zur Überprüfung der Ionendichte, in den mittleren Rohrsegmenten (c) befindet sich das Dipolsystem zur Ionenunterdrückung. Die 5 Strahlrohrabschnitte (a) und (c) sind durch 4 Pumpbereiche (b) verbunden, an denen Turbomolekularpumpen angeschlossen sind. **Rechts** ist die CPS abgebildet [Mül07], die aus CPS1-F (d), welche als Argon-Frostpumpe dient, und CPS2-F (e) besteht. Die Abschnitte sind durch Ventile getrennt. Insgesamt muss der Tritiumfluss aus der DPS1-F von ca. $10^{-2} \text{ mbar} \frac{\ell}{s}$ um 12 Größenordnungen auf $10^{-14} \text{ mbar} \frac{\ell}{s}$ reduziert werden.

Eine wesentliche Randbedingung bei der Unterdrückung des Tritiumgasflusses ergibt sich durch die Forderung, dass die DPS2-F auch den adiabatischen Transport von Elektronen sicherstellen muss. Dazu sind um die Strahlrohre supraleitende Magnete installiert, die ein maximales magnetisches Führungsfeld von 5,6 T Flussdichte aufbauen.

Das Führungsfeld transportiert wie oben dargelegt allerdings auch Ionen im Flussschlauch. Um diese Ionen zu entfernen, wird in den mittleren drei Strahlrohrabschnitten ein Dipolsystem installiert, welches Ionen mittels einer $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift aus dem Flussschlauch drängt. Da es nur mit einem geringen Spannungswert von 100 V betrieben wird, beeinflusst es die schnellen Signalelektronen nahe dem Endpunkt nicht. Zur Überwachung der Ionendichte und deren Zusammensetzung werden in den äußeren Strahlrohrabschnitten FT-ICR²-Massenspektrometer eingesetzt. Das vor der CPS gelegene Massenspektrometer dient zugleich als elektrostatischer Spiegel, der mit einem Potential von 100 V verhindert, dass Ionen die CPS erreichen. Näheres zu diesen Applikationen ist Abschnitt 4 zu entnehmen.

2.2.2. Kryogene Pumpstrecke

Wie auch in der DPS2-F werden in der CPS Elektronen durch ein Feld von 5,6 T geführt. Die CPS besteht aus sechs Strahlrohrabschnitten mit 15° Schikanen zu 1 m Länge und 86 mm Durchmesser. Die CPS liefert einen weiteren Unterdrückungsfaktor von mindestens 10⁷, sodass der integrale Sollwert von 10¹⁴ erreicht wird. Dazu wird der erste Abschnitt, die CPS1-F, als Argon-Frostpumpe eingesetzt. Das eingelassene Argon kondensiert bei einer CPS-Temperatur von 3K-5K an den Strahrohrwänden zu einer polykristallinen Schicht mit großer Oberfläche. Tritiumgas, das auf diese Oberfläche trifft, wird dort mit hoher Wahrscheinlichkeit adsorbiert. Da der Tritiumfluss durch die DPS2-F bereits reduziert ist, kann die Menge des adsorbierten Tritiums im Vergleich zur Kapazität vernachlässigt werden.

Die CPS2-F kann je nach Anforderung auch im Argonmodus betrieben werden, oder als NEG³-Pumpe eingesetzt werden.

²Fourier-Transform Ion-Cyclotron-Resonance

³Non Evaporable Getter

2.3. Spektrometer

Die Nachfolgende Spektrometersektion basiert auf dem MAC-E-Filterprinzip, das nachfolgend erläutert werden soll.

2.3.1. Funktionsweise eines MAC-E-Filters

Ein MAC-E-Filter funktioniert basiert auf der adiabatischen Führung und Fokussierung von Elektronen. Die Adiabatisieforderung ist gegeben, wenn sich das Magnetfeld innerhalb eines Zyklotronumlaufs des Elektrons nur wenig ändert. Dann bleibt der durch die Zyklotronbahn eingeschlossene magnetische Fluss $\phi = \pi r^2 B$ und damit das magnetische Moment im nicht-relativistischen Grenzfall erhalten:

$$\mu = \frac{e^2}{2m_e c^2} r^2 B \tag{2.3}$$

In diesem Falle ist die kinetischen Energie des Elektrons E_{kin} erhalten. Diese kann dabei aufgespalten werden in die longitudinale Energie $E_{||}$ entlang der Magnetfeldlinien und eine transversale Komponente senkrecht zu den Magnetfeldlinen, welche die in der Zyklotronbewegung gespeicherte Energie E_{\perp} definiert.

$$E_{kin} = E_{||} + E_{\perp} \tag{2.4}$$

$$E_{||} = E_{kin} \cdot \cos^2 \theta \tag{2.5}$$

$$E_{\perp} = E_{kin} \cdot \sin^2 \theta \tag{2.6}$$

Der Winkel θ beschreibt hierbei den zwischen Elektronenimpuls und magnetischer Führungslinie eingeschlossenen Winkel. Aus der Erhaltung von μ folgt

$$E_{\perp} = \mu B \tag{2.7}$$

$$\Rightarrow \mu = \frac{E_{\perp}}{B} = const.$$
 (2.8)

Da die Gesamtenergie erhalten ist, wird im Bereich des abfallenden Magnetfelds Transversalenergie in Longitudinalenergie umgewandelt, indem sich der Winkel θ verkleinert. Der Impulsvektor neigt sich zur Magnetfeldlinie hin, wie in Abbildung 2.4 gezeigt ist.

Im Punkt minimaler magnetischer Feldstärke B_A , also in der Analysierebene, bleibt nur der Anteil

$$\Delta E = \frac{B_A}{B_{max}} E_\perp \tag{2.9}$$

von der ursprünglich transversalen Energie E_{\perp} im maximalen Magnetfeld B_{max} übrig. Es wird ebenso ein elektrisches Potential U angelegt mit einem Maximum in der Analysierebene. Es filtert damit alle Elektronen mit

$$qU > E_{\parallel,A} \approx E_{kin,0} \tag{2.10}$$

Mit Hilfe des MAC-E-Filters können die Elektronen nach ihrer Startenergie $E_{kin,0}$ beim β -Zerfall in der Quelle integraler Weise selektiert werden. Es bleibt der restliche Anteil der transversalen Energie ΔE , welcher die Energieauflösung beschränkt.



Abbildung 2.4.: Skizze zur Visualisierung der Funktionsweise des MAC-E-Filters. Entnommen aus [KAT05]. Es ist eine beispielhafte Elektronenbahn durch das Vor- oder Hauptspektrometer dargestellt. Das abnehmende Magnetfeld wandelt Transversalimpuls des Elektrons in Longitudinalimpuls um. Im Magnetfeldminimum B_A , in der Analysierebene, liegt nur noch ein Anteil von B_A/B_0 der Gesamtenergie in der Transversalbewegung. An diesem Punkt ist das elektrische Potential U maximal und filtert Elektronen nach ihrer longitudinalen Energie.

2.3.2. Experimentelles

Im Messbetrieb ermöglicht das Vorspektrometer die Option eines Vorfilters für Elektronen mit Energien kleiner als 18,3 keV. Es reduziert in diesem Modus den Anteil der Elektronen, die das Hauptspektrometer erreichen von $10^{10} \,\mathrm{s^{-1}}$ auf $10^4 \,\mathrm{s^{-1}}$ und verhindert damit, dass niederenergetische Elektronen im Haupspektrometer Restgas ionisieren und so Untergrund erzeugen.

Zudem dient es im Vorfeld des KATRIN-Betriebs als Instrument für Testmessungen, die Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Hauptspektrometers erlauben [Frä10].

Im Hauptspektrometer findet die eigentliche Analyse der β -Zerfallselektronen aus der WGTS statt. Es ist 23,3m lang, hat einen maximalen Durchmesser von ca. 10m und fasst 1400 m³. Einerseits muss es lang genug sein, um eine möglichst langsame Änderung des Magnetfelds $\Delta B/B$ zu ermöglichen, sodass die Elektronenbewegung adiabatisch bleibt. Andereseits muss der Durchmesser groß genug sein, damit der gesamte Flussschlauch aus der WGTS analysiert werden kann und die Statistik möglichst groß ist. Gleichzeitig muss aber auch das Feld in der Analysierebene klein genug sein, um eine gute Energieauflösung zu gewährleisten. Der Flussschlauch dehnt sich in der Analysierebene auf einen Durchmesser von 9m aus. Das Feld in der Analysierebene beträgt damit nur noch 0, 3 mT. Das nachfolgende Magnetfeldmaximum von 6 T wird durch den Pinchmagneten Ausgang des Hauptspektrometers definiert. Durch das gegenüber der WGTS erhöhte Magnetfeld werden Elektronen mit einem Startwinkel relativ zum Führungsfeld von größer als 51° magnetisch gespiegelt. So wird verhindert, dass Elektronen zum Spektrometer gelangen können, die eine lange Strecke in der WGTS zurückgelegt und dadurch eine hohe Stoßwahrscheinlichkeit haben. Die Energieauflösung ist mit

$$\Delta E = \frac{3 \cdot 10^{-4} \,\mathrm{T}}{6 \,\mathrm{T}} \cdot 18,6 \,\mathrm{keV} = 0,93 \,\mathrm{eV}$$
(2.11)

fünf mal besser die der Vorgängerexperimente.

Um eine derartige Auflösung zu realisieren, müssen elektrische und magnetische Felder mit höchster Präzision eingestellt werden. So beträgt zum Beispiel in der Analysierebene der Anteil des Erdmagnetfelds bereits 16% des Gesamtwerts. Simulationen zeigen, dass auch kleinere Streufelder Untergrund erzeugen können [Lei10]. Zur Abschirmung vor äußeren Feldern werden die Spulensysteme "Low Field Coil System" (LFCS) und "Earth Magnetic Field Compensation System" (EMCS) aufgebaut [Her10]. Die Hochspannung der Hauptspektrometerelektroden muss parallel dazu auf 0,1% [Grö10b] stabil sein, um systematische Fehler zu vermeiden.

Um die Ausgasrate der 650 m² großen Edelstahloberfläche des Hauptspektrometertanks zu kompensieren, sind NEG-Pumpen mit einer Pumpleistung von ungefähr $10^6 \ell/s$ für H_2 installiert. So wird der Druck im Haupspktrometer konstant auf unter 10^{-11} mbar gehalten. Dadurch wird vermieden, dass im Tank befindliches Restgas ionisiert wird und Untergrund erzeugt. Da die Getterpumpen kleine Spuren von radioaktivem Radon emanieren, werden sie zum Tankinneren hin geeignet abgeschirmt [Gör10a].

Elektronenuntergrund, der seinen Ursprung in der Tankwand hat, wie beispielsweise durch kosmische Myonen herausgeschlagene Sekundärelektronen, werden durch ein inneres Drahtelektrodensystem abgeschirmt. Diese Abschirmung wurde in [Gro10] detailliert untersucht.

2.4. Fokalebenendetektor

Zur Elektronendetektion im KATRIN-Experiment wird ein Multipixel-Silizium-Halbleiterdetektor verwendet. Das Silizium-PIN⁴-Diodenarray befindet sich am Ausgang des Hauptspektrometers zur ortsabhängigen Abbildung von Elektronen, welche das Analyse-Potential überwinden. Der Detektor hat einen Durchmesser von 90 mm und verfügt über eine

⁴Positive Intrinsic Negative



Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung des Detektoraufbaus. Entnommen aus [Frä10]. Links befindet sich eine Skizze des gesamten Detektoraufbaus. Die Signalelektronen kommen von links aus dem Hauptspektrometer im grün gekennzeichneten Flusschlauch. Durch den Pinchmagnet (a) am Ausgang des Hauptspektrometers wird die Auflösung des Hauptspektrometers definiert. Durch den Solenoiden (b) wird der Flussschlauch auf den Fokalebenendetektor mit einem Durchmesser von 90 mm abgebildet. **Rechts** ist in der Draufsicht die Segmentierung des Fokalebenendetektors in 148 Pixel gleicher Fläche zu erkennen.

Ortsauflösung von 148 gleichflächigen Pixeln, durch welche die Effekte von Inhomogenitäten der Spektrometerfelder analysiert und korrigiert werden können. Ein Skizze des Detektoraufbaus und der Segmentierung ist in Abbildung 2.5 gegeben.

Zur Filterung von Untergrundereignissen besitzt der Detektor eine hinreichend gute Energieauflösung von 1,4 keV. Da die zu erwartende Elektronenrate im Bereich des Endpunkts hier bei einigen mHz liegt ist ein wesentlich kleinerer intrinsischer Untergrund erforderlich. Aus diesem Grund verfügt er über ein aktives und ein passives Veto zur Abschirmung von externen Untergrundquellen. Allerdings muss der Detektor für Kalibrierungsmessungen auch hohe Raten von 10^5 Hz verarbeiten können.

3. Ionen als Störquelle

Bei jedem β -Zerfall entsteht neben einem Elektron auch ein positiv geladenes Ion. Verschiedene Prozesse (zur Visualisierung der folgenden Diskussion siehe Abbildung 3.4) führen dazu, dass aus den ursprünglichen ${}^{3}HeT^{+}$ -Ionen sowie neutralem Tritium-Gas auch $T^{+}, T_{3}^{+}, T_{5}^{+}$ und Cluster höherer Ordnung sowie ${}^{3}He^{+}$ und T^{-} hervorgehen. Diese Ionen und Ionen-Cluster werden auf Grund ihrer elektrischen Ladung ebenso wie Elektronen entlang magnetischer Feldlinien geführt. Sie bleiben daher von den Pumpen der differenziellen Pumpstrecken unbeeinflusst und können in Richtung der Spektrometer vordringen. Werden keine Maßnahmen zur Entfernung dieser Ionen getroffen, können sie gravierende Auswirkungen auf die Messung der Neutrinomasse haben.

In diesem Kapitel soll ein Überblick über die angesprochenen Ionisationsprozesse gegeben werden und die von Ionen an verschiedenen Stellen im KATRIN-Experiment induzierten systematischen Effekte.

3.1. Untersuchung der Ionisationsprozesse

3.1.1. Ionen aus dem Tritium- β -Zerfall

Der Ursprung der Ionen liegt in der WGTS. Da die Tritiumdichte am Ausgang der WGTS nur noch 3,6%-5% der Injektionsdichte im Zentrum der WGTS beträgt [KAT05], finden die meisten β -Zerfälle innerhalb der WGTS statt. Aus jedem dieser Zerfälle ensteht neben einem primären Elektron auch ein primäres positiv geladenes Ion:

$$T_2 \rightarrow {}^3HeT^+ + e^- + \bar{\nu}_e \tag{3.1}$$

Wie in [JSF99] beschrieben, können diese primären ${}^{3}HeT^{+}$ -Molekülionen in verschiedenen elektronischen oder molekularen Anregungszuständen vorliegen, aus denen nachfolgende Dissoziationsprodukte hervorgehen können. Oberhalb der in Abbildung 3.1 dargestellten Zustände existiert noch ein Kontinuum von Rydberg-Zuständen, die sich bis zur Ionisationsschwelle, dem Grundzustand von ${}^{3}HeT^{++}$, erstrecken. Folgende fünf Kanäle sind möglich:

$$T_2 \rightarrow {}^3HeT^+ + e^- \tag{3.2}$$

$$T_2 \rightarrow {}^{3}He^{+} + T + e^{-} \tag{3.3}$$

$$T_2 \rightarrow {}^{3}He + T^+ + e^- \tag{3.4}$$

$$T_2 \rightarrow {}^{3}He^{+} + T^{+} + e^{-} + e^{-}$$
 (3.5)

$$T_2 \rightarrow {}^{3}He^{++} + T + e^{-} + e^{-}$$
 (3.6)



Abbildung 3.1.: Molekülpotentiale für ³HeT⁺ über dem Kernabstand R. Berechnet von [JSF99]. Für die meisten Zustände liegt kein Potentialminimum in R vor. Für diese Zustände dissoziieren die Moleküle in die angegebenen Produkte. Im Grundzustand dissoziiert das Molekül nur für ausreichend große β -Elektronenenergien und damit Kernrückstoßenergien.

Die Kanäle (3.5) und (3.6) stammen dabei aus ${}^{3}HeT^{++}$ -Zuständen oberhalb der Ionisationsschwelle.

Ein stabiles ${}^{3}HeT^{+}$ kann sich im Grundzustand bilden, wenn die β -Elektronenenergie und damit die Kernrückstoßenergie klein genug ist. Man erhält in Abhängigkeit von der Kernrückstoßenergie eine Wahrscheinlichkeit von $P({}^{3}HeT^{+}) = 0, 39-0, 57.$

Ist die Kernrückstoßenergie größer, dissoziiert das ${}^{3}HeT^{+}$ -Molekül in T^{+} und ${}^{3}He$. Weitere Beiträge hierzu liefern die resonanten Zustände unter- und oberhalb der Ionisationsschwelle (Abb. 3.1), sodass die Abschätzung $P(T^{+}) = 0, 13-0, 41$ ergibt.

Die Wahrscheinlichkeit ${}^{3}He^{+}$ zu erhalten ist $P({}^{3}He^{+}) = 0.31$ -0.34. Beiträge liefern hier die in Abbildung 3.1 dargestellten Zustände, Rydberg-Zustände und Resonanzen oberhalb der Ionisisationsschwelle (Kanal (3.5)).

Kanal (3.6) tritt nur selten auf, mit Wahrscheinlichkeiten von $P({}^{3}He^{++}) = 0$ -0.02. Da Kanal (3.5) sowohl zu $P({}^{3}He^{+})$ als auch zu $P(T^{+})$ beiträgt, kann die Summe der Wahrscheinlichkeiten größer als 1 sein.

3.1.2. Ionenbildung durch Stoßionisierung

Einen anderen großen Zweig bilden Ionen, die durch Wechselwirkung von Elektronen mit neutralem Gas entstehen. Hauptsächlich handelt es sich dabei um Reaktionen mit T_2 . Eine Möglichkeit sind die folgenden Stoßionisierungs-Reaktionen:

$$e^{-} + T_2 \rightarrow e^{-} + T_2^{+} + e^{-}$$
 (3.7)

$$e^{-} + T_2 \rightarrow e^{-} + T^{+} + T + e^{-}$$
 (3.8)

Da keine Literaturdaten zu diesen Reaktionen für Tritium zu finden sind, wird im Folgenden die verfügbare Literatur über Wasserstoff zu Hilfe gezogen. Motivation hierfür ergibt sich aus der Tatsache, dass die elektronische Zusammensetzung von Wasserstoff gleich der von Tritium ist und die Reaktionen maßgeblich von elektrischen Potentialen beeinflusst werden. Daher sollten die Schlussfolgerungen zumindest qualitativ zutreffend sein. In Abbildung 3.2 sind die Wirkungsquerschnitte der äquivalenten Wasserstoff-Reaktionen dargestellt. Aus den Wirkungsquerschnitten lassen sich die Wahrscheinlichkeiten für das Entstehen der Ionenspezies im Endzustand abschätzen. Es ergibt sich im Mittel eine Wahrscheinlichkeit $P(T_2^+) \approx 0,95$ und $P(T^+) \approx 0,05$ für Stoßionisierung im T_2 -Grundzustand. Aus den Wirkungsquerschnitten lässt sich ebenfalls erkennen, dass Stoßionisierung einen großen Einfluss auf die Ionenbildung hat. Die nachfolgende einfache Rechnung ermöglicht eine erste Einschätzung des Sachverhalts. Aus Abbildung 3.2 lässt sich der Wirkungsquerschnitt für die mittlere β -Elektronenenergie $\sigma(\bar{E} = 5,7 \text{ keV}) \approx 4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ ablesen. Mit der Relation

$$\lambda_{e^-} = \frac{1}{\sigma \cdot n(T_2)} \tag{3.9}$$

und der mittleren Tritiumdichte $n(T_2) \approx 5 \cdot 10^{14} \,\mathrm{cm}^{-3}$ [KAT05] ergibt sich für die mittlere freie Weglänge eines primären Elektrons in diesem Energiebereich in der WGTS $\lambda_{e^-} = 5 \,\mathrm{m}$. Da die Elektronen auf spiralförmigen Zyklotronbahnen entlang magnetischer Feldlinien laufen, legen sie in Abhängigkeit vom Zyklotronimpuls unterschiedlich lange Strecken in der WGTS zurück. Ergänzende Simulationen [Glü10a] ergeben, dass Elektronen im Mittel 15 Ionen und damit auch 15 sekundäre Elektronen erzeugen. Diese sekundären Elektronen können weitere Moleküle ionisieren, werden aber schließlich über inelastische Stöße mit Molekülen abgekühlt (Abb. 3.2) und thermalisiert. Mit ihrer mittleren Energie $\bar{E} \approx 4 \,\mathrm{meV}$ liegen die thermischen Sekundärelektronen weit unterhalb der Schwellenenergie für Ionisierung von 15.4 eV und spielen für diesen Vorgang keine Rolle mehr.

3.1.3. Ionenbildung durch dissoziativen Elektroneneinfang

Außer der Stoßionisierung ist beim Zusammentreffen eines T_2 -Moleküls und eines Elektrons auch der dissoziative Elektroneneinfang möglich:

$$e^- + T_2 \rightarrow T + T^-$$
 (3.10)

Diese Reaktion ist endotherm und benötigt eine Aktivierungsenergie von 3.75 eV [HČH⁺04]. Für den Grundzustand des H_2 -Moleküls ist der Wirkungsquerschnitt in Abbildung 3.3 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der dissoziative Elektroneneinfang nur im schmalen Energiebereich von 3.75 eV - 6 eV eine Rolle spielt. Erwartungsgemäß sollte die Reaktionsrate vergleichsweise klein sein, da der Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung 10^{-21} cm^2 liegt. Die räumliche Dichte der Elektronen, die sich in diesem schmalen Band aufhalten, ist gering und der Wirkungsquerschnitt für Molekülanregungen liegt im selben energetischen Bereich, ist aber viel größer (Abbildung 3.2). Somit werden Elektronen schnell unter die Schwellenenergie heruntergekühlt in dem sie T_2 -Moleküle anregen.

Die Reaktionen (3.7), (3.8) und (3.10) sind stark abhängig von der intrinsischen Energie des an der Reaktion beteiligten T_2 -Moleküls. Qualitativ haben höhere Rotations- und Vibrationsanregungen auch größere Wirkungsquerschnitte [JPL⁺84, HČH⁺04]. Besonders stark macht sich dieser Effekt bemerkbar beim dissoziativen Elektroneneinfang von Molekülen die sich vor dem Einfang in Vibrationsanregungszuständen befinden. In Abbildung 3.3 ist erkennbar, dass sich die Schwellenenergie nach unten verschiebt und sich das Energieband ausdehnt. Der Wirkungsquerschnitt erhöht sich um mehrere Größenordnungen. Bei einer WGTS-Temperatur von 30 K sollte der relative Anteil angeregter T_2 -Moleküle $< 10^{-6}$ sein [Glü10a]. Abhängig von der Häufigkeit von Anregungen durch Elektronen und der Lebensdauer angeregter Zustände, können diese einen spürbaren Einfluss auf die Ionenbildung haben [BH79].



Abbildung 3.2.: Exemplarische Auswahl verschiedener, für die Ionenbildung relevanter Wirkungsquerschnitte über der Stoßenergie. Die Interpolation der Daten aus [JLE⁺87], bzw. im Falle des Dissoziativen Elektroneneinfangs aus [CJL⁺01]. Zur Abschätzung und zum Vergleich der Wirkungsquerschnitte der beschriebenen Reaktionen. Einander gegenübergestellt sind die beiden möglichen Stoßionisierungen (rot) sowie die konkurrierenden Prozesse der Vibrationsanregung (schwarz) und des dissoziativen Elektroneneinfangs für verschiedene Vibrationszustände ν (blau). Die Wirkungsquerschnitte der Rekombinationsreaktionen (grün) sind über die Anfangszustände $\nu = 0 - 9$ gemittelt.



Abbildung 3.3.: Wirkungsquerschnitte für dissoziativen Elektroneneinfang über der Stoßenergie. Berechnungen sind aus [HČH⁺04] entnommen. Links zu sehen ist der Wirkungsquerschnitt für ein H_2 im Grundzustand. Rechts ist die Abhängigkeit von der reinen Vibrationsanregung ν und von der reinen Rotationsanregung J. Bemerkenswert ist, dass sich der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von ν um Größenordnungen ändert.

3.1.4. Cluster-Bildung durch Drei-Teilchen-Reaktionen

Die weitere Entwicklung von Ionen wird durch Cluster-Bildung bestimmt. Folgende Prozesse führen zur Bildung des kleinsten vorkommenden Clusters T_3^+ :

$${}^{3}HeT^{+} + T_{2} \rightarrow {}^{3}He + T_{3}^{+}$$
 (3.11)

$$T_2^+ + T_2 \rightarrow T_3^+ + T$$
 (3.12)

$$T^+ + T_2 + T_2 \rightarrow T_3^+ + T_2$$
 (3.13)

Analog zu Reaktion (3.13) können auch Cluster mit bis zu mehreren dutzend Molekülen über die dargestellte Drei-Teilchen-Reaktion gebildet werden:

$$T_{2n+1}^+ + T_2 + T_2 \rightarrow T_{2n+3}^+ + T_2$$
 (3.14)

Die Reaktionen (3.11) und (3.12) sind exotherm und ihre Reaktionsraten betragen $k \approx 10^{-9} \,\mathrm{cm}^3 \mathrm{s}^{-1}$ [Ori77, JLE⁺87]. Diese Werte werden schon bei wesentlich höheren Temperaturen (800 K) als in der WGTS erreicht. Auf Grund der exothermen Natur der Reaktion sind bei kleineren Temperaturen nochmals höhere Reaktionsraten zu erwarten.

Um die Zusammensetzung des Ionenstroms am WGTS-Ausgang abschätzen zu können, wird die Zeit τ bis zu einer Reaktion mit der Zeit T verglichen, die ein Ion braucht um die WGTS zu durchqueren. Die erzeugten Ionen bewegen sich mit der mittleren Fließgeschwindigkeit \bar{v}_{Gas} des Tritiumgases in Richtung WGTS-Ausgang. Der Parameter \bar{v}_{Gas} besitzt eine komplexe räumliche Verteilung, daher wird ein mittlerer Wert von $\bar{v}_{Gas} \approx 10 \text{ m/s}$ benutzt. Daraus folgt, dass ein Ion eine Zeitspanne von $T \approx 1$ s für den 10 m langen Weg braucht. Im Vergleich dazu beträgt die Reaktionszeitkonstante:

$$\tau = \frac{1}{k \cdot n(T_2)} = 2 \cdot 10^{-6} \,\mathrm{s} \tag{3.15}$$

Man kann daher davon ausgehen, dass alle ${}^{3}HeT^{+}$ - und T_{2}^{+} -Ionen in der WGTS vollständig in T_{3}^{+} -Ionen umgewandelt werden.

Bei der Cluster-Bildung spielt es eine entscheidende Rolle, dass neben T_3^+ noch ein weiteres Reaktionsprodukt entsteht. Man kann die Reaktion (3.14) in mehrere Teilreaktionen aufspalten:

$$T_{2n+1}^+ + T_2 \rightarrow T_{2n+3}^+^*$$
 (3.16)

$$T_{2n+3}^{+} \rightarrow T_{2n+1}^{+} + T_2$$
 (3.17)

$$T_{2n+3}^{+} + T_2 \rightarrow T_{2n+3} + T_2$$
 (3.18)

Nach der Reaktion (3.16) befindet sich das T_{2n+3}^+ in einem elektronisch angeregten Zustand. Die elektronischen Anregungszustände sind nicht stabil und haben eine endliche Lebensdauer. Das Cluster dissoziiert entweder (Reaktion (3.17)), oder es stößt mit einem weiteren T_2 , welches die Anregungsenergie aufnehmen kann und das Cluster stabilisiert, siehe Reaktion (3.18). Diese konkurrierenden Prozesse bestimmen die Reaktionsrate k_3 für Drei-Teilchen-Reaktionen. Eine ausführliche theoretische Beschreibung und die experimentell bestimmten Raten sind in [Pau96, PLSG95] gegeben. Die Reaktionsraten wurden für Tritiumgas bei 10 K gemessen. Bei einer Temperatur von 30 K sollte, nach der in [PLSG95] bestätigten T^{-1} Abhängigkeit, k_3 größer sein. Am Beispiel von H_3^+ ist $2 \cdot k_3(10 \text{ K}) \approx k_3(25 \text{ K})$. Trotzdem werden hier die bei 10 K gemessenen Werte nach [Pau96, PLSG95] benutzt, da sie für Cluster von H_3^+ bis H_{21}^+ vorliegen. Die Raten liegen in einem Bereich von $10^{-28} \text{ cm}^6 \text{s}^{-1}$ bis $10^{-26} \text{ cm}^6 \text{s}^{-1}$ mit einem Maximum bei der Entstehung von H_{11}^+ . Dementsprechend ergibt sich analog zu Gleichung (3.15) für

$$\tau = \frac{1}{k_3 \cdot n(T_2) \cdot n(T_2)}$$
(3.19)

eine Reaktionszeitkonstante von $\tau \approx 4 \cdot 10^{-2} \,\mathrm{s}$ bis $4 \cdot 10^{-4} \,\mathrm{s}$. Darüber hinaus zeigen Ionen-Cluster gemessene Bildungsenthalpien von $\Delta H(H_3^+ \to H_5^+) = 299 \,\mathrm{meV}$ bis $\Delta H(H_{19}^+ \to H_{21}^+) = 27 \,\mathrm{meV}$ [Hir87], womit sie stabil sind bei WGTS-Temperaturen (=4 meV). Schlussfolgernd kann man festhalten, dass große Ionen-Cluster einen signifikanten Anteil an allen WGTS-Ionen bilden werden.

3.1.5. Rekombination von Ionen mit sekundären Elektronen

Neben den dargestellten Reaktionen existiert eine Vielzahl weiterer Prozesse, an denen Ionen beteiligt sind. Eine Vereinfachung ergibt sich durch die Tatsache, dass Reaktionen von Ionen untereinander und mit primären Elektronen ignoriert werden können da, solche Reaktionen selten stattfinden, denn die Tritiumdichte ist sehr viel größer als die Ionendichte.

Ein anderer Sachverhalt ergibt sich für sekundäre, thermale Elektronen, die mit Ionen rekombinieren. Primäre Elektronen erzeugen eine Vielzahl sekundärer Elektronen. Die Dichte sekundärer Elektronen ist damit wesentlich größer als die primärer Elektronen. Hinzu kommt, dass die Rekombination keine Schwellenenergie aufweist und bei kleinen Energien groß ist.

Die atomaren Ionen, wie T^+ und He^+ , sind vergleichsweise stabil gegen Rekombination. Sie zeigen Reaktionsraten in der Größenordnung von $10^{-13} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ bis $10^{-12} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ [JLE⁺87]. Viel bedeutsamer ist die Rekombination für Ionen-Moleküle und -Cluster. In Abbildung 3.2 sind beispielhaft zwei Reaktionen mit Wasserstoff aufgeführt, wobei festzuhalten ist, dass alle vorkommenden Ionen neutralisiert werden können. Ionen-Cluster dissoziieren nach der Rekombination wie folgt:

$$T_{2n+1}^+ + e^- \rightarrow \sum_{m \le n}^{m \le n} T_2 + \sum_{m \ge n}^{2(n-m)+1} T$$
 (3.20)

Für die Rekombination gilt in besonderem Maße, dass die nachfolgend dargestellten Daten nur für eine qualitative Abschätzung zu verwenden sind, da die der Literatur entnommenen Werte signifikant von einander abweichen.

Die Rekombination hat in ihrem Energiebereich keine konkurrierenden Reaktionen. In [MBJ84] werden Reaktionsraten aufgelistet, die schon bei 100 K im Bereich $k(H_3^+ + e^- \rightarrow Rekomb.) \approx 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ beziehungsweise $k(H_5^+ + e^- \rightarrow Rekomb.) \approx 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ liegen, bei steigender Tendenz für kleinere Temperaturen. Verglichen mit den Maxima anderer Reaktionsraten ist dies um Größenordnungen mehr als zum Beispiel für $k(H_2 + e^- \rightarrow Ionisierung) \approx 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ [JLE⁺87]). Die tatsächliche Effektivität hängt allerdings auch von der Dichte thermaler Elektronen ab.

3.1.6. Simulation der Ionisationsprozesse

Um die Ionenbildung in der WGTS in ihrer Komplexität rechnerisch zu erfassen sind detaillierte Simulationen notwendig. Eine erste Berechnung ist in [Glü10c] präsentiert, wobei alle hier beschriebenen Prozesse betrachtet werden. Die Cluster-Bildung wird bis zum T_5^+ -Cluster verfolgt. Die neutrale Gasdichte und Geschwindigkeit wird über den Knudsenfluss berechnet. Es werden primäre und sekundäre Elektronen betrachtet mit ihren jeweiligen Energieverteilungen und Dichten. Die Ionendichten werden über Kontinuitätsgleichungen mit Erzeugungs- und Vernichtungsraten berechnet, die sich aus den Reaktionsraten und den lokalen Dichten der Reaktionspartner bestimmen. In Tabelle 3.1 sind die Ergebnisse für den aus der WGTS austretenden Ionenstrom dargestellt. Die Ergebnisse entsprechen den Erwartungen der vorangegangenen Diskussion. Der große Einfluss der Cluster-Bildung sowie der Rekombination ist deutlich zu erkennen.

Allerdings kann eine Simulation ohne die exakten Reaktionsraten und Wirkungsquerschnitte keine quantitativen Ergebnisse liefern. Genauen Aufschluss über die Zusammensetzung und die Stärke des Ionenstroms kann daher erst eine Messung im Tritiumbetrieb geben.

Tabelle 3.1.: Simulierter Ionenstrom am WGTS-Ausgang. Daten entnommen aus [Glü10c]. Es ist die Abhängigkeit des Ionenstroms von verschiedenen Parametern dargestellt. Durch die Elektron-Ion-Rekombination nimmt der positive Ionenstrom um einen Faktor 5 ab. Für den Fall, dass Elektronen Heizprozesse durchlaufen, ist der Wirkungsquerschnitt bei einer Elektronentemperatur von 300 K für die Rekombination geringer, somit steigt der positive Ionenstrom. Durch Vernachlässigen der Umwandlung von T_3^+ zu T_5^+ erhöht sich die Zahl der positiven Ionen, da die Rekombinationsrate von T_5^+ höher ist als die von T_3^+ .

Ionenarten	Ionenstrom (nA)			
		ohne $e^-\text{-}\mathrm{Rekombination}$	bei $300{\rm K}$	ohne $T_3^+ \to T_5^+$
T_3^+	19	19	19	97
T_5^+	6.5	123	21	0
T^+	1	1	1	1
He^+	0, 25	0, 25	0, 25	0,25
T^{-}	2	2	2	2
pos. Ionen	27	144	42	98



Ein + symbolisiert eine Reaktion. So kann T_2 in ${}^3HeT^+$ zerfallen, oder mit Elektronen zu T^+ , T_2^+ oder T^- reagieren. Alle Ionen können zu neutralem Gas rekombinieren, positive Ionen können mit neutralem Gas ungeradzahlige Ionen-Cluster bilden. Auf diese Weise können Cluster mit mehreren zehn Atomen Abbildung 3.4.: Übersicht über die wichtigsten Ionisationsprozesse in der WGTS. Die Pfeile entlang der Zweige weisen die Richtungen der Prozesse. entstehen, allerdings wächst mit der Cluster-Größe auch ihre Rekombinationswahrscheinlichkeit.
3.2. Fehler und Untergrund durch Ionen

Der Gasfluss am Einlass der WGTS wird durch die beiden Turbomolekularpumpen der DPS1-F bis zum Eingang der DPS2-F um ungefähr einen Faktor 100 reduziert [KAT05]. Zur Beschreibung der dort herrschenden Gasdynamik dient die Knudsen-Zahl Kn. Sie beschreibt das Verhältnis der mittleren freien Weglänge λ eines Teilchens zu einer charakteristischen Länge L der umgebenden Geometrie:

$$Kn = \frac{\lambda}{L} \tag{3.21}$$

Ist Kn > 1, gilt also $\lambda > L$, treffen die Teilchen öfter die Wände als andere Moleküle und die Gasdynamik wird gut durch das Molekularfluss-Modell beschrieben. In diesem Modell wird davon ausgegangen, dass Gasteilchen nicht mehr miteinander wechselwirken und auf geraden Bahnen zwischen den Wänden der umschließenden Geometrie reflektiert werden. Am DPS2-F Eingang ergibt sich der Wert von $Kn \approx 10$. Für Ionen bedeutet dies, dass sie an dieser Stelle vom neutralen Tritiumgas näherungsweise unbeeinflusst sind. Ihre Bahn wird nun durch das magnetische Feld der DPS2-F-Solenoide bestimmt und kann durch die Lorentz-Gleichung beschrieben werden. Völlig analog zur in Kapitel 2 dargestellten Elektronenbewegung folgen Ionen den magnetischen Feldlinien mit dem Zentrum ihrer Zyklotron-Spiralbewegung. Dadurch können Ionen nicht durch die kryogenen und differenziellen Pumpsysteme entfernt werden.

Ohne Gegenmaßnahmen verursachen Ionen einen hohen Untergrund in den Spektrometern, wie im nachfolgenden Abschnitt gezeigt wird.

3.2.1. In den Spektrometern

Mit einer einfachen Rechnung kann einleitend abgeschätzt werden, welchen Effekt Ionen haben, die das Hauptspektrometer erreichen. Die kritischste Phase im Messbtrieb des KATRIN-Experiments ist die Vermessung des Energiespektrums der β -Elektronen aus dem Tritiumzerfall nahe am Endpunkt von $E_0 \approx 18,6 \text{ keV}$ (2). Negative Ionen mit ihren thermischen Energien von wenigen meV werden durch das Retardierungspotential von -18,6 kV reflektiert. Positive Ionen hingegen werden durch das Retardierungspotential beschleunigt. Nach Simulationen [Glü06] treffen sie in den meisten Fällen die Elektroden und nur in seltenen Fällen auch den Detektor. Am Detektor können Ionenereignisse allerdings leicht von Elektronenereignissen unterschieden werden.

Der eigentliche den Untergrund erzeugende Prozess ist die Ionisierung von Restgas durch Ionen und die dabei entstehenden sekundären Elektronen. Da auch in diesem Fall die Wirkungsquerschnitte für Tritium nicht bekannt sind, wird wiederum vorgegangen wie in Kapitel 3.1.2 und die analoge Betrachtung für Wasserstoff durchgeführt. Beispielhaft seien zwei Reaktionen für Stöße mit Wasserstoff, dem dominierenden Restgas dargestellt:

$$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_2^+ + H_2^+ + e^-$$
 (3.22)

$$H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H_2^+ + e^-$$
 (3.23)

Ihre Wirkungsquerschnitte liegen für die durch das Spektrometerpotential auf 18,6 keV beschleunigten Ionen bei $\sigma(E_0) \approx 10^{-16} cm^2$. Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt für Stoßionisierung mit Elektronen nahe am Endpunkt um einen Faktor 100 kleiner (Abb. 3.2). Der angestrebte Druck im Hauptspektrometer bei Raumtemperatur T = 300 K ist $p_{HS} = 10^{-11}$ mbar. Unter der Annahme, dass der Wirkungsquerschnitt für alle Ionensorten im Ionenstrom mit $I_{Ion} = 27$ nA in der oben genannten Größenordnung liegt und sie im Hauptspektrometer eine typische Strecke s = 20 m zurücklegen [Glü06], ergibt sich mit

$$N_e = \frac{I_{Ion}}{e} \cdot \frac{p_{HS}}{k_b \cdot T} \cdot \sigma \cdot s \tag{3.24}$$

ein Produktionsrate von Sekundärelektronen von $N_e = 8,1 \,\mathrm{kHz}$.

Die bei diesen Reaktionen erzeugten Sekundärelektronen können nun

- den Detektor erreichen, wenn sie hinter hinter der Analysierebene entstehen und ihr Impuls in Richtung der magnetischen Feldlinien groß ist
- magnetisch gefangen werden, wenn ihr Impuls in Richtung der magnetischen Feldlinien klein genug ist
- zwischen Vor- und Hauptspektrometerpotential gefangen werden, wenn sie vor der Analysierebene entstehen und ihre Energie klein ist
- auf die Elektroden des Hauptspektrometers treffen, wenn ihre Energie groß ist
- oder zurück in Richtung WGTS laufen.

In [KAT05] ist die Grenze für den tolerierbaren Gesamtuntergrund im KATRIN-Experiment auf $\Gamma = 10 \text{ mHz}$ festgelegt. Selbst wenn nur ein kleiner Bruchteil der Elektronen den Detektor direkt erreicht, würde allein durch diesen Beitrag ein nicht tragbarer Untergrund entstehen.

Hinzu kommt, dass gespeicherte sekundäre Ionen und Elektronen ihre Energie nach und nach durch Stöße mit Restgas abgeben und es dabei weiter ionisieren können. Dies stellt ebenfalls eine potentielle Untergrundquelle dar. Eine zweite Möglichkeit ist, dass gefangene Elektronen durch elastische Stöße mit Restgas ihren Winkel ändern, so dass sie den Detektor erreichen.

Diejenigen Ionen, die die Elektroden treffen, können dabei weitere Elektronen herausschlagen und somit wiederum die genannten Fallen füllen.

Da die Ionenenergie und damit die Größe des Ionisierungs-Querschnitts durch das Retardierungspotential bestimmt wird, ist der Untergrund beim Abtasten des Trtiumspektrums nicht konstant und könnte zusätzlich eine Auswirkung auf den systematischen Fehler haben.

Ein ebenso großes potenzielles Problem entsteht durch Tritiumzerfälle im Hauptspektrometer, die unbedingt verhindert werden müssen, da die entstehenden β -Elektronen zum Untergrund beitragen. Das Entfernen von Tritiumgas ist wie oben erwähnt die primäre Aufgabe der differenziellen und der kryogenen Pumpstrecken. Aus der WGTS tritt ein Tritiumfluss von $2.5 \cdot 10^{19} s^{-1}$ aus. Die Pumpstrecken DPS1-F, DPS2-F und CPS sind ausgelegt auf einen Unterdrückungsfaktor 10^{14} , wodurch nur noch ein Fluss von $2.5 \cdot 10^5 s^{-1}$ das Hauptspektrometer erreicht. Der äquivalente Tritiumstrom, der nach der Ionensimulation aus Tabelle 3.1 das Hauptspektrometer erreichen würde, wäre

$$\dot{N}_{Ion} = \frac{1}{2e} \cdot (1 \cdot 0, 25 \,\mathrm{nA} + 1 \cdot 1 \,\mathrm{nA} + 3 \cdot 19 \,\mathrm{nA} + 5 \cdot 6, 5 \,\mathrm{nA}) = 2,8 \cdot 10^{11} s^{-1} \qquad (3.25)$$

wobei in der Realität auch größere Cluster entstehen können, die mehr Tritium transportieren.

Dieser Abschnitt zeigt, dass das KATRIN-Experiment seine sub-eV Sensitivität einbüßen würde, wenn die in der WGTS entstandenen Ionen das Hauptspektrometer erreichen würden. Aus diesem Grund wird im Messbetrieb die Endkappenelektrode der im letzten Rohrsegment der DPS2-F gelegenen FT-ICR auf ein Potential von 100 V gesetzt. Durch diesen elektrostatischen Spiegel wird verhindert, dass positive Ionen das Hauptspektrometer erreichen. Wie der folgende Abschnitt zeigt, entstehen durch diese Konfiguration jedoch neue Probleme.

3.2.2. In der Transportstrecke

Mit dem elektrostatischen Spiegel am Ausgang der DPS2-F auf einem Potentialwert von 100 V werden die aus der WGTS strömenden Ionen reflektiert, da sie im Mittel nur Energien von $\bar{E}_{kin} = 4 \text{ meV}$ aufweisen, wohingegen Signalelektronen im Bereich von $E_{kin} = 18.6 \text{ keV}$ das symmetrische Potential überwinden und nicht beeinflusst werden.

Die reflektierten Ionen werden zurück in Richtung der WGTS geleitet und erreichen wiederum Bereiche mit höherer Gasdichte. Die Stoßwahrscheinlichkeit nimmt dementsprechend zu und die Ionen können nach einer endlichen Zahl von elastischen Stößen wieder in Richtung Hauptspektrometer reflektiert werden. Bei der sehr niedrigen kinetischen Energie sind die einzigen anderen Möglichkeiten die Rekombination oder die Cluster-Bildung (Abschnitt 3.1.1). Die Wahrscheinlichkeiten dieser Prozesse können nicht analytisch abgeschätzt werden, da sie stark von den lokalen Dichten von Gas, Ionen und Elektronen sowie den genauen Wirkungsquerschnitten abhängen.

Das geschilderte Verhalten der Ionen in der DPS2-F ist durch die Kontinuitätsgleichung beschreibbar:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \vec{j} = \epsilon - \upsilon \tag{3.26}$$

wobei ρ die Ladungsdichte in der DPS2-F bezeichnet, \vec{j} die Stromdichte, ϵ und v sind Dichten der Erzeugungs- beziehungsweise Vernichtungsraten. In erster Linie soll hier diskutiert werden, welchen Einfluss eine hohe mittlere Dichte von Ionen in der DPS2-F auf das Experiment hat. Für diese einfache Betrachtung soll ρ homogen, das heißt $\vec{\nabla}\vec{j} = 0$, sein. Für die Erzeugungsrate E wird ein konstanter Strom aus der WGTS angenommen.

$$E = I_0 \tag{3.27}$$

Für die Vernichtungsrate V wird ein Term der Form

$$V = \frac{Q}{\tau} \tag{3.28}$$

benutzt. Der Parameter τ bezeichnet die mittlere Lebensdauer von Ionen, die zunächst nur durch Rekombination zustande kommt. Gleichung (3.26) vereinfacht sich dann mit der Ladung Q in der DPS2-F, zu:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = I_0 - \frac{Q}{\tau} \tag{3.29}$$

Für die zeitliche Entwicklung der Ladung folgt:

$$Q(t) = I_0 \tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \tag{3.30}$$

Im kritischen Fall, das heißt wenn τ sehr groß ist, steigt die Ladung näherungsweise linear an und wächst unbegrenzt mit $Q(t) = I_0 \cdot t$. Für kleine τ stellt sich ein Gleichgewicht ein bei $Q(t) = I_0 \tau$.

Im Falle dass Ionen lange in der DPS2-F gespeichert werden können, bilden sich daher hohe Ionenkonzentrationen und damit Ladungsdichten. Diese können verschiedene Probleme mit sich bringen:

• systematischer Fehler durch den β -Zerfall von Ionen auf Grund von

unbekannten Kernrückstoßenergien E_{rec}

unbekannten Endzustandsverteilungen

verschobenen Endpunktsenergien

- systematischer und statistischer Fehler durch ein Raumladungspotential
- Aufhebung des elektrostatischen Spiegels durch ein Raumladungspotential

Die β -Zerfallsspektren von Ionen und Clustern unterscheiden sich von den Zerfallsspektren neutraler Tritium-Moleküle. Abgesehen von Korrekturen auf Grund von Doppler-Verbreiterung durch die Gaskinetik der Tritium-Moleküle und der Strahlungskorrektur durch die Elektronbewegung, ist das differenzielle Elektronenenergie-Spektrum des T_2 -Zerfalls wie folgt zu beschreiben [Höt09]:

$$\frac{dN}{dE} = C \cdot F(Z, E) \cdot p_e \cdot (E + m_e c^2) \cdot \sum_f \left[P_f \cdot (E_0 - E_f - E_{rec} - E) \cdot \sqrt{(E_0 - E_f - E_{rec} - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \cdot \Theta \left(E_0 - E_f - E_{rec} - E - m_\nu c^2 \right) \right]$$
(3.31)

Gleichung (3.31) wurde in Kapitel 2 bereits ohne die Korrekturterme erklärt. Die Kernrückstoßenergie

$$E_{rec} \approx E \cdot \frac{m_e}{M_{\text{Molekül}}} \tag{3.32}$$

hat für den T_2 -Zerfall keine große Bedeutung, da sie sich nur durch einen konstant niedrigeren Endpunkt bemerkbar macht. Nicht zu vernachlässigen ist jedoch die Tatsache, dass Tritium-Cluster jedoch abweichende Massen $M_{\text{Molekül}}$ aufweisen. Für T_2 ist $E_{rec} = 1,7 \text{ eV}$ konstant im Analyseintervall von E_0 bis $E_0 - 50 \text{ eV}$. Die Abweichungen für einige Ionenspezies davon sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Eine weitere wichtige Korrektur in Gleichung (3.32) ist die Summe über alle Endzustände f des ${}^{3}HeT^{+}$ -Moleküls mit den Wahrscheinlichkeiten P_{f} . Je nach Endzustandsenergie des verbleibenden Teilchens fehlt dem β -Elektron ein geringer Betrag kinetischer Energie. Die Endzustände sind für ${}^{3}HeT^{+}$ genau berechnet [DTSJ06, DT08] und können in der Simulation berücksichtigt werden. Für den T^{-} -Zerfall liegen ebenfalls Berechnungen vor [SS10], für größere Cluster allerdings nicht. In Abbildung 3.5 ist der Einfluss auf das errechnete Spektrum dargestellt, wenn statt der gesamten Verteilung nur eine konstante mittlere Anregungsenergie von $\overline{E}_{f} = 1, 7 \,\mathrm{eV}$ einfließt. Das Ignorieren der Endzustände hätte einen

Tabelle 3.2.: Verschiebungen der β -Spektren im Bereich des Endpunkts für verschiedene Ionenarten. Die verschiedenen Ionenarten haben relativ zum T_2 -Zerfall verschobene Endpunktsenergien [Dos05] auf Grund ihrer atomaren Massenunterschiede. Zusätzlich werden die Spektren durch die massenabhängige Kernrückstoßenergie E_{rec} verschoben (Gl. (3.32)). Je mehr die Ionenspektren zu höheren Energien hin verschoben sind, desto größer ist ihr Einfluss auf den systematischen Fehler des KATRIN-Experiments.

Zerfallsprozess	Endpunktsenergie ($\mathrm{eV})$	Kernrückstoßenergie ($\mathrm{eV})$
$T_2 \to {}^3HeT^+ + e^- + \bar{\nu}_e$	$E_0 = 18575$	$E_{rec} = 1,7$
$T^+ \to {}^3He^{++} + e^- + \bar{\nu}_e$	$E_0 - 49,23$	$E_{rec} + 1, 7$
$T_2^+ \to {}^3HeT^{++} + e^- + \bar{\nu}_e$	$E_0 - 32, 4$	E_{rec}
$T_3^+ \to {}^3HeT_2^{++} + e^- + \bar{\nu}_e$	$E_0 - 17, 7 \pm 2, 1$	$E_{rec} - 0, 6$
$T_5^+ \to {}^3HeT_4^{++} + e^- + \bar{\nu}_e$	$E_0 - 12, 0 \pm 3, 2$	$E_{rec} - 1, 0$
$T^- \rightarrow {}^3He + e^- + \bar{\nu}_e$	$E_0 + 15, 42$	$E_{rec} + 1, 7$



Abbildung 3.5.: Auswirkung der Endzustandsverteilung auf das Tritium-Spektrum. Die Abbildungen sind aus [Höt09] entnommen. Links zu sehen ist der Quotient $\frac{N(FSD)}{N'(\bar{E}_f=1,7\,\mathrm{eV})}$ des berechneten T_2 -Spektrums unter Berücksichtigung der Endzustandsverteilung N(FSD) zum Spektrum N', in das nur eine mittlere Anregungsenergie von $\bar{E}_f = 1,7\,\mathrm{eV}$ einfließt (rot). Zum Vergleich ist auch der Quotient $\frac{N(m_\nu=0,3\,\mathrm{eV})}{N(m_\nu=0)}$ dargestellt (blau), um zu verdeutlichen, dass das Ignorieren der Endzustandsverteilung eine ähnliche Auswirkung wie $m_\nu \neq 0$ hat. Rechts ist der Quotient der Spektren $\frac{N(\epsilon=95\%)}{N'(\epsilon'=90\%)}$ für verschiedene Tritiumreinheiten ϵ abgebildet (rot). Da bei Zerfällen verunreinigter Tritium-Moleküle die Endzustände nicht berücksichtigt werden können, entsteht wieder ein systematischer Effekt, der ähnliche Auswirkungen wie $m_\nu \neq 0$ hat (schwarz).

ähnlichen Effekt auf die Form des Spektrums wie eine von null verschiedene Neutrinomasse.

Die energetisch größte Abweichung im Vergleich zum T_2 -Spektrum stellt die Verschiebung des Ionen-Spektrums durch die atomare Massendifferenz dar. In Tabelle 3.2 sind Beispiele aufgelistet. Es ist zu erkennen, dass der Zerfall positiver Ionen seinen Endpunkt bei kleineren Energien hat, da das positive Potential das β -Elektron stärker bindet. Dies ist ein günstiger Fall, da dadurch wenig Zerfälle von positiven Ionen in das enge Analyseintervall fallen. Eine größere Gefahr besteht durch den T^- -Zerfall. Da der Endpunkt des T^- -Zerfalls energetisch höher liegt als der des T_2 -Zerfalls, finden auch noch im empfindlichsten Messbereich, das heißt einige eV unterhalb des Endpunkts, störende Zerfälle statt. Für $T^$ wird allerdings eine realtiv kleine Produktionsrate erwartet (Anschnitt 3.1.3).

Um eine Abschätzung des Einflusses von Ionenzerfällen auf den systematischen Fehler des Gesamtexperiments zu erhalten, wird exemplarisch der Design-Parameter der Tritiumreinheit $\epsilon = 95\%$ [KAT05] betrachtet. Eine zeitlich konstante, hohe Rate von T_2 -Zerfällen ist für das KATRIN-Experiment von großer Wichtigkeit. Wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist, können Elektronen aus Zerfällen anderer Moleküle systematische Fehler verursachen, wenn ihre Endzustandsverteilung nicht berücksichtigt werden kann. Bei Ionenzerfällen kommen die in der vorangegangenen Diskussion erläuterten Unsicherheiten hinzu.

Eine gefährliche Gleichgewichts-Konzentration von Ionen liegt demnach in der Größenordnung $\epsilon_{\text{Ionen}} = 1\%$, was $N_{\epsilon_{\text{Ionen}}} \approx 3 \cdot 10^{17}$ Tritium-Molekülen entspricht. Um bei einer konstanten Produktion in der WGTS von $\dot{N}_{Ion} = 2.8 \cdot 10^{11} \,\text{s}^{-1}$ (Gl. (3.25)) eine solche Zahl zu erhalten, wäre folgende Speicherzeit nötig:

$$\tau = \frac{N_{\epsilon_{\text{Ionen}}}}{\dot{N}_{Ion}} \approx 12 \,\text{d} \tag{3.33}$$

Das Auftreten einer derart langen Speicherzeit erscheint unrealistisch, wodurch der Fehler durch Ionenzerfall als klein eingeschätzt werden kann. Da die zu Grunde liegenden Simulationen allerdings nur bis zu einer Cluster-Größe von T_5 reichen, ist diese Aussage rein qualitativ zu beurteilen.

Die letzten beiden Punkte der obigen Aufzählung beziehen sich auf die Problematik der

Aufladung der DPS2-F, die durch eine große Speicherzeit für Ionen verursacht wird. In der WGTS sind bewegliche, thermische Elektronen vorhanden, die positive Raumladungsdichten neutralisieren können [KAT05]. Wärend positive Ionen am elektrostatischen Spiegel am DPS2-F-Ausgang reflektiert werden, gelangen Elektronen hindurch. Somit ist auch die Ladungsneutralität in der DPS2-F nicht vollständig erfüllt.

Ein systematischer Effekt ergibt sich dadurch, dass β -Elektronen, die auf einem erhöhtem Potential entstehen, ein verschobenes Energiespektrum aufweisen. Beinhaltet das Potential zusätzlich noch räumliche oder zeitliche Fluktuationen, entsteht eine weitere Verschmierung des Spektrums. Bei hohen Plasmadichten können durch diesen Sachverhalt auch schwer abschätzbare Instabilitäten auftreten.

Bedingt durch eine Aufladung kann ein Raumladungspotential entstehen, welches den elektrostatischen Spiegel neutralisiert. Positive Ionen würden dann die Spektrometer erreichen, was die oben beschriebenen gravierenden Folgen hätte (Abschnitt 3.2.1).

Für eine Abschätzung des von Ionen verursachten Potentials $\Delta \phi$ wird die Laplace-Gleichung

$$\Delta \phi = \frac{\rho}{\epsilon_0} \tag{3.34}$$

im Inneren eines unendlich langen Zylinders mit dem DPS2-F-Radius $R=0,043\,\mathrm{m}$ und der homogenen Raumladungsdichte

$$\rho = \frac{I_0 \cdot \tau}{V_{\rm DPS}} \tag{3.35}$$

gelöst. Das DPS2-F-Strahlrohr umfasst ohne die Berücksichtigung der Pumpstutzen ein Volumen von $V_{\text{DPS}} = 0,175 \,\text{m}^2$. Die Laplace-Gleichung vereinfacht sich so zu

$$\frac{1}{r}\frac{\partial\phi}{\partial r} + \frac{\partial^2\phi}{\partial r^2} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$
(3.36)

Mit der Randbedingung $\phi(r=R) = 0$ ergibt sich

$$\phi(r) = \frac{\rho}{4\epsilon_0} \left(r^2 - R^2 \right) \tag{3.37}$$

Bei einer Speicherzeit von $\tau = 10$ s ensteht damit ein Potentialmaximum von $\phi(r = 0) \approx$ -80 V. Ein Großteil dieser Ladung wird durch thermische Elektronen neutralisiert. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass ein signifikanter Anteil von primären Elektronen mit höheren Energien dem Ionenpotential entkommen und sich auf die gesamte Transportstrecke verteilen kann. Somit ist das Plasma in der DPS2-F nicht vollständig neutral. Ein solches Potential mit möglichen Instabilitäten kann die Energie der Signalelektronen erheblich verfälschen und den elektrostatischen Spiegel neutralisieren. Speicherzeiten in dieser Größenordnung sind also auf keinen Fall tragbar.

Die Speicherzeit kann vorab nicht abgeschätzt werden, da die Wahrscheinlichkeit für ein Ion, am DPS2-F-Eingang neutralisiert zu werden, nicht bekannt ist. Wie oben gezeigt wurde, bringen Ionen in der DPS2-F eine Vielzahl an systematischen und statistischen Unsicherheiten mit sich. Besonders die Bildung eines Raumladungspotentials stellt ein erhebliches Risiko für das KATRIN-Experiment dar. Dieses und die anderen ionenbedingten Risiken müssen unbedingt beseitigt werden. Daraus lassen sich zwei wesentliche Schlussfolgerungen ziehen: Zum Einen muss die Ionendichte im Messbetrieb überwacht werden und zum Anderen muss sichergestellt sein, dass die Lebensdauer τ der Ionen auf wesentlich kürzere Werte beschränkt bleibt als die in diesem Abschnitt berechneten Werte.

4. Beseitigung von Ionen durch ein elektrostatisches Dipolsystem

Wie in Kapitel 3 gezeigt, müssen im KATRIN-Messbetrieb geeignete Maßnahmen ergriffen werden, um eine hohe Ionendichte in der DPS2-F zu vermeiden. Eine Methodik, die Ionen effektiv entfernt, muss gewisse Anforderungen erfüllen. Sie darf naturgemäß kein Hindernis für Signalelektronen darstellen, also an keiner Stelle in den magnetischen Flussschlauch eindringen. In [Rei09] wurde der Vorschlag gemacht, Dipolelektroden in die Strahlrohrsegmente einzusetzen, um ein elektrisches Feld zu erzeugen, welches senkrecht zum magnetischen Führungsfeld der DPS2-F-Solenoide steht. Langsame geladene Teilchen, das heißt in diesem Fall Ionen, werden auf diese Weise durch eine $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift aus dem Flussschlauch entfernt.

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift erklärt und die Umsetzung im aktuellen Design beschrieben.

4.1. Funktionsprinzip des Dipolsystems

Um den Effekt eines Dipolfelds in den Strahlrohren der DPS2-F zu veranschaulichen dient ein einfaches Modell [Rei09]. Im Bereich der Strahlrohre kann das Magnetfeld als nahezu homogen gesehen werden. Mit einem magnetischen Feld $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ und einem homogenen elektrischen Feld \vec{E} wird die Lorentz-Gleichung

$$\vec{F}_L = q\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) \tag{4.1}$$

gelöst durch

$$x(t) = r_c \sin(\omega_c \cdot t) + v_{\text{Drift},x} \cdot t + x_0$$
(4.2)

$$y(t) = r_c \cos(\omega_c \cdot t) + v_{\text{Drift},y} \cdot t + y_0$$
(4.3)

$$z(t) = \frac{qE_z}{2m} \cdot t^2 + v_z \cdot t + z_0 \tag{4.4}$$

Analog zur Elektronenbewegung kreisen Ionen mit einer Zyklotronfrequenz $\omega_c = \frac{qB}{m}$ mit einem Zyklotronradius $r_c = \frac{v_{\perp}}{\omega_c}$ um die magnetischen Feldlinien. Zusätzlich werden sie durch einen Beitrag des elektrischen Feldes in Magnetfeldrichtung E_z beschleunigt. Die Driftgeschwindigkeit \vec{v}_{Drift} kann allgemein beschrieben werden mit

$$\vec{v}_{\rm Drift} = \frac{1}{|\vec{B}|^2} \vec{E} \times \vec{B} \tag{4.5}$$

Geladene Teilchen haben also, wenn sie in den Bereich des Dipolfelds eindringen, eine konstante Driftgeschwindigkeit, die senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld ist. \vec{v}_{Drift} hängt nur ab von den jeweiligen Feldern und nicht von der Ladung oder der Flugrichtung des Teilchens. Die Driftstrecke von Ionen, die zwischen dem Gasstrom aus der Quelle und dem elektrostatischen Spiegel am Ausgang der DPS2-F reflektiert werden, addiert sich somit bei jedem Durchgang auf, bis die Ionen den Flussschlauch verlassen. Treffen sie dann auf die inneren Wände der DPS2-F, werden sie neutralisiert und können dann durch die Pumpen entfernt werden.

4.2. Design und technische Umsetzung

Das grundlegende Design von [Rei09] muss zum Einbau in die DPS2-F angepasst und modifiziert werden. Zur Erzeugung eines elektrischen Feldes in der DPS2-F werden schalenförmige Elektroden gewählt, die sich parallel zur Strahlrohrwand in den mittleren drei Strahlrohrabschnitten befinden und auf Potential gesetzt werden. Die Strahrohrwand ist relativ zu den Elektroden geerdet. Innerhalb dieser Abschnitte entsteht ein elektrisches Dipolfeld, das senkrecht zum axialen, homogenen Magnetfeld der Strahlrohre steht. Auf diese Weise kommt es in den Dipolfeldern zu einer $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift. Ionen werden so zu den isolierenden Keramikröhrchen hin abgelenkt, welche die Elektroden von der DPS2-F-Wand trennen. Der beschriebene Vorgang ist in Abbildung 4.1 visualisiert.

In [Rei09] ist eine Abschätzung für die Ablenkung von Ionen in der Strahlrohrmitte gegeben mit

$$S = 1, 3 \frac{L}{dB} \sqrt{\frac{mU_D}{q}} \tag{4.6}$$

Der Parameter L bezeichnet die Länge des Dipolfeldes, d den Abstand der Pole, B der Betrag des zum elektrischen Feld senkrechten Magnetfeldes, U_D die Dipolspannung, m die Teilchenmasse und q die Teilchenladung. Danach werden Ionen abhängig von ihrer Masse bei jedem Durchlauf durch einen Strahlrohrabschnitt für eine Dipolspannung $U_D = 100$ V um 4-10 mm abgelenkt.

Die Ablenkung S_e für hochenergetische Signale
lektronen kann entsprechend durch die nachfolgende Relation ausgedrückt werden:

$$S_e = 1, 3 \frac{U_D L}{dB} \sqrt{\frac{2m_e}{E_{kin}}}$$

$$\tag{4.7}$$

Auf Grund ihrer sehr viel kleineren Masse m_e und vergleichsweise hohen kinetischen Energie E_{kin} werden Elektronen im Bereich des Endpunkts um ca. einen Faktor 1000 schwächer abgelenkt als Ionen. Es besteht also für Signalelektronen kein systematischer Effekt durch eine signifikante Abgelenkung. Damit kann eine Dipolspannung von 100 V als sinnvoller Ausgangswert angenommen werden. Die Energie von Signalelektronen darf außerdem keinesfalls verfälscht werden. Da das Dipolpotential symmetrisch ist haben Teilchen vor dem Betreten des elektrischen Feldes dieselbe Energie wie nach dem Verlassen. Ein Einfluss des Dipolpotentials auf die Elektronenenergie kann damit ausgeschlossen werden.

In Abbildung 4.3 ist eine Darstellung des aktuellen Dipoldesigns zu finden. Der Einbau des Dipolsystems muss über die Pumpbereiche im 100° Winkel zum Strahrohr durchgeführt werden, da die Strahlrohrabschnitte nicht über die Endflansche der DPS2-F zu erreichen sind. Um die Einbauteile im Pumpbereich justieren zu können, werden vier unabhängige Elektrodenschalen in jedes Strahlrohr eingeführt. In der Mitte der Strahlrohre befindet sich je ein Balg, der 1 mm in das Strahlrohr hineinragt und den die Dipolschalen beim



Abbildung 4.1.: Skizze der Wirkung des Dipolfeldes auf Ionen. Querschnitt eines DPS2-F Strahrohrs (schwarz) mit Dipoleektrode (blau). Die Elektrode erzeugt ein elektrisches Feld (blau gepunktet), welches senkrecht zum in die Zeichenebene hineinzeigenden Magnetfeld steht. Der trans-magnetische Flußschlauch aus der WGTS ist grün dargestellt. Die Ionen (rot) werden durch die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift zu den Keramikröhrchen hin abgelenkt, wo sie neutralisiert werden.

Einschieben nicht überwinden können. Deswegen werden in den mittleren Pumbereichen je zwei Segmente in jede Richtung und an den äußeren Pumbereichen die verbleibenden zwei Segmente nach links oder rechts bis zum Balg eingeführt. Dieser Sachverhalt wird anhand von Abbildung 4.2 visualisiert. Eine detaillierte Beschreibung der Installation des Dipolsystems befindet sich in Anhang B. Um ein möglichst homogenes Feld über eine lange Strecke zu erreichen überbrücken die mittleren Dipole den Balg zum Teil.

Die Dipolschalen ruhen auf isolierenden Al_2O_3 -Röhrchen und sind so von der Strahlrohrwand getrennt. Für den Fall, dass diese Keramikröhrchen beim Ausheizen und Abkühlen der DPS2-F splittern befinden sich Dipolschalen und Keramikröhrchen auf Unterschalen, die diese Splitter auffangen und verhindern, dass sie in die empfindlichen Bälge gelangen. Ein weiterer Vorteil der Unterschalen ist, dass je zwei benachbarte Unterschalen miteinander verhakt werden. Falls eine Nachjustierung beim Einbau nötig sein sollte, können an einer Unterschale beide Elektroden herausgezogen werden.

Das Dipolsystem darf den magnetsichen Flusschlauch nicht abschatten. In [Rei09] ist berechnet, dass das Dipolsystem einen maximalen Durchmesser von 75 mm haben muss, um den Flussschlauch nicht zu stören. Die Edelstahlbleche von Elektroden und Unterschale haben eine Dicke von 1 mm und die Keramikröhrchen haben einen Durchmesser von 4 mm. Die Gesamthöhe des Dipolsystems von 6 mm ist damit bei einem Strahrohrdurchmesser von 86 mm zulässig.

Die Ionen sollen zu den bereits erwähnten Al_2O_3 -Röhrchen hin abgelenkt werden. Al_2O_3 ist ein Isolator, sodass das elektrische Feld nicht senkrecht auf den Röhrchen steht und Ionen über die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift bis auf die Oberfläche gelangen können.

Um zu verhindern, dass sich die Keramikoberfläche mit der Zeit auflädt, muss eine dünne Schicht eines hochohmigen Materials aufgetragen werden. In dieser Schicht fließt ein kleiner Strom, der Elektronen zur Rekombination mit Ionen bereitstellt. In [LKR09] ist die Strategie zur Untersuchung solcher Beschichtungen beschrieben.

- Die untere Grenze des Widerstands wird durch den Ionenstrom aus der WGTS bestimmt. Nach einer konservativen Abschätzung soll an der Oberfläche jedes Röhrchens mindestens ein Strom von $10 \,\mu\text{A}$ fließen um alle eintreffenden Ionen neutralisieren zu können.
- Die Obergrenze wird durch die maximale zulässige Heizlast im DPS2-F-Strahlrohr von 1 W bestimmt. Diese Leistung entspricht insgesamt einem Strom von 10 mA in allen Beschichtungen bei einer Dipolspannung von 100 V.

Bei einer Dipolspannung von 100 V muss die Beschichtung eines Keramikröhrchens einen Widerstand von $100 \text{ k}\Omega$ bis 2, 5 M Ω haben. Um eine Beschichtung in diesem Widerstandsbereich bei einer DPS2-F-Temperatur von 77 K zu erhalten, werden Titanoxid-Beschichtungen geeignet prozessiert. So kann ihr Widerstand über die Sauerstoffmigration im Material gesteuert werden. In Anhang A ist die Methode sowie die Umsetzung für diese Prozessierung erläutert. Anschließend werden die Stabilität unter Tritiumatmosphäre und die Langzeitstabilität des Widerstandes überprüft.

Die Funktionalität und die Effektivität des Dipolsystems soll in naher Zukunft in einem Ionen-Testexperiment innerhalb der DPS2-F bestimmt werden. In folgendem Abschnitt wird auf die dafür vorgesehenen Geräte eingegangen. Ein Vorschlag zur Durchführung der Messung ist in Abschnitt 5.8.3 zu finden.



Abbildung 4.2.: Schematische Skizze zum Einbau des Dipolsystems in die DPS2-F. Die innere Hülle der DPS2-F ist schwarz gezeichnet. In den beiden äußeren Strahlrohrabschnitten befinden sich FT-ICR-Massenspektrometer (grün), welche über die Endflansche eingesetzt werden können. Die einzelnen Dipolsegmente werden mit Hilfe von speziellem Werkzeug entlang der blau dargestellten Pfeile in die Strahlrohre bis zu den rot gefärbet Bälgen eingeschoben. Diese Bälge befinden sich in der Mitte jedes Strahlrohrsegments und können auf Grund ihres verjüngten Durchmessers nicht von den Unterschalen überwunden werden.





4.3. Das Ionen-Testexperiment an der DPS2-F

4.3.1. Versuchsaufbau

Für das geplante Ionen-Testexperiment stehen, wie auch im späteren Messbetrieb, FT-ICR-Massenspektrometer in den beiden Endabschnitten der DPS2-F zur Verfügung. Mit ihrer Hilfe kann die Ionenanzahl oder -ladung bestimmt weden. In den mittleren drei Strahlrohrabschnitten befindet sich das im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Dipolsystem.

Die Ionenerzeugung erfolgt im Testexperiment über die Ionenquelle $ELIOTT^1$, die im ersten Strahlrohrabschnitt plaziert wird. Zur Messung des erzeugten Ionenstroms werden zusätzlich zwei Faraday-Cups verwendet. Im nächsten Abschnitt wird die Funktionsweise der einzelnen Geräte erläutert, in Abschnitt 5.8.3 wird eine sinnvolle Vorgehensweise anhand von Simulationen vorgestellt.

4.3.2. Funtkionsweise der eingesetzten Geräte

4.3.2.1. Ionenquelle ELIOTT

Die Ionenquelle ELIOTT ist speziell für den Einsatz in der DPS2-F ausgelegt. Der Aufbau von ELIOTT ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Ionenquelle wird durch den Endflansch der DPS2-F von der WGTS-Seite her eingeführt, sodass sich das Elektrodensystem von ELIOTT im starken Magnetfeld von ungefähr 5 T befindet.

Durch die Bauart von ELIOTT ist dies ein großer Vorteil im Bezug auf den Ionenstrom. In die DPS2-F werden für das Testexperiment verschiedene zu ionisierende Gase eingefüllt und gleichzeitig abgepumpt, damit die Ionenbahnen nicht gestört sind. Durch eine UV-Lichtquelle werden Elektronen mit einer Photokathode erzeugt und durch eine gitterförmige Beschleunigerlektrode auf eine Energie gebracht, mit der sie das eingefüllte Gas ionisieren können. Eine Zylinderelektrode erzeugt ein Potentialplateau, wodurch alle innerhalb dieser Elektrode erzeugten Ionen die gleiche Energie haben. Eine gitterförmige Extraktorelektrode wird gegenüber der Photokathode auf ein negatives Potential gesetzt. Dadurch werden die positiven Ionen, auf die das Potential entgegengesetzt wirkt, in Richtung Strahlrohr beschleunigt während Elektronen reflektiert werden. Durch das starke Magnetfeld wirkt das Elektrodensystem auf Elektronen wie eine Penningfalle. Damit wird erreicht, dass Elektronen lange Wege innerhalb der Elektroden zurück legen und auch bei geringem Druck eine hohe Ionisierungsrate erreichen. Durch die Verwendung statischer Felder bei der Ionenerzeugung ist eine Störung der empfindlichen FT-ICR-Elektronik durch Mikrowellenfelder ausgeschlossen. Der hier beschriebene Vorgang ist in Abbildung 4.5 visualisiert.

Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise von ELIOTT und den eingesetzten Techniken ist in $[LBD^{+}11]$ zu finden. Bei ausführlichen Versuchen in einem Testaufbau bei variierendem Gasdruck und unterschiedlichen Potentialkonfigurationen der Elektroden konnten schon bei einem Druck von 10^{-4} mbar ein Ionenstrom von 2 nA erzeugt werden. Pro Elektron finden durch die Falleneigenschaft von ELIOTT mehrere Ionisierungen statt. Bei einem höheren Druck als 10^{-4} mbar ist ein Vielfaches des Ionenstroms zu erreichen. Die so erzeugten Ionen haben typischerweise, je nach Potential der Zylinderelektrode, Energien von einigen $10 \,\mathrm{eV}$. Der Durchmesser des Strahls entspricht ungefähr dem Durchmesser der Photokathode von 3 cm.

Im Testexperiment wird es durch Erhöhen des Gasdrucks im Strahlrohrabschnitt bis zum ersten Pumpbereich möglicherweise gelingen, insbesondere thermische Ionen zu erzeugen. Dadurch kann eine realistische Nachbildung der in der WGTS entstehenden Ionen erreicht werden.

¹Electron impact Ion source to Test the Transport section



Abbildung 4.4.: Aufbau der Ionenquelle ELIOTT. Entommen aus [Luk10]. Der Aufbau ist dafür ausgelegt, die Ionenquelle in die DPS2-F einzuführen. Als UV-Lichtquelle dient eine vakuumdichte D_2 -Entladungslampe. Die Photokathode, ein mit Gold beschichtetes Vakuumfenster, befindet sich am Ende eines Vakuumrohrs und wird von der Rückseite her bestrahlt. Die verschiedenen Gitterelektroden werden durch Kupferstäbe gehalten und einzeln mit Spannung versorgt sowie durch eine elektrische Durchführung vom atmosphärenseitigen Aufbau getrennt [LBD+11].



Abbildung 4.5.: Potentialverlauf und schematische Funktionsweise von ELIOTT. Die Photokathode wird von der Rückseite her mit UV-Licht bestrahlt und emmitiert Elektronen (blau). Diese werden beschleunigt und ionisieren das zwischen den Elektroden befindliche Gas (grün). Durch das starke Magnetfeld und die negative Extraktorspannung sind Elektronen gefangen. Entstandene Ionen (rot) werden durch die Extraktorspannung nach außen gesogen. Ihre Energie ist durch das Potentialplateau der Zylinderelektrode definiert.



Abbildung 4.6.: Aufbau der Faraday-Cups für das Ionentestexperiment. Entommen aus [Luk10]. Der dargestellte Faraday-Cup ist für den Einsatz im hinteren Strahlrohr der DPS2-F ausgelegt. Die beiden verwendeten Faraday-Cups unterscheiden sich nur in ihren Dimensionen. Ionen, die auf die Edelstahlplatte treffen, erzeugen einen Strom, der mit Hilfe eines Pico-Amperemeters ausgelesen wird. Die gitterförmige Unterdrückungselektrode verhindert mit einem Potetial von einigen Volt, dass herausgelöste Ionen und Elektronen in den Flussschlauch zurückgelangen.

4.3.2.2. Faraday-Cups

Im Ionen-Testexperiment werden zwei Faraday-Cups eingesetzt. Wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist, bestehen sie aus einer Edelstahlplatte, in der eintreffende Ionen einen Strom verursachen und einer Gitterelektrode um Elektronen zurückzuhalten, die aus der Edelstahlplatte herausgelöst werden. Ein Faraday-Cup befindet sich im Strahlrohrabschnitt am Ausgang der DPS2-F, ein zweiter befindet sich im ersten Pumpbereich. Die Stahlplatten dieser Einheiten sind so bemessen, dass sie den Flussschlauch, in dem Ionen in ELIOTT erzeugte werden, vollständig abdecken. Aus diese Weise kann der durch ELIOTT erzeugte Ionenstrom direkt gemessen werden und so die Quelleneigenschaften und die Transporteigenschaften der DPS2-F überprüft werden.

4.3.2.3. Massenspektrometer FT-ICR

Zur Detektion von Ionen im Messbetrieb des KATRIN-Experiments sowie im Testexperiment dienen FT-ICR-Massenspektrometer. Der Nachweis von Ionen basiert auf der namensgebenden Fourier-Transformation Ion-Cyclotron-Resonance-Technik. Eine ausführliche Beschreibung der Messmethode und des Aufbaus ist in [URL⁺09] zu finden. Eine schematische Skizze ist in Abbildung 4.7 gegeben.

Die FT-ICR-Massenspektrometer wirken wie Penning-Fallen. Geladenen Teilchen sind durch ein elektrostatisches Potential, welches von Elektroden an den Enden der Falle erzeugt wird, axial gefangen. Ihre radiale Bewegung ist durch das Magnetfeld im DPS2-F Strahlrohr beschränkt. In der Mitte der FT-ICR-Massenspektrometer befinden sich vier Ringelektrodensegmente, die sich paarweise gegenüber liegen. Eines der Elektrodenpaare wird mit Radiofrequenz-Wechselspannung beaufschlagt um die gespeicherten Ionen anzuregen. Über das andere Elektrodenpaar wird der durch die Ionenanregung in den Elektroden induzierte Strom gemessen. Über einen an der Falle angebrachten Vorverstärker, der für den Betrieb bei niedrigen Temperaturen ausgelegt ist, wird das Signal an eine externe



Abbildung 4.7.: Schematischer Aufbau der FT-ICR-Massenspektrometer. Entommen aus [Sta06]. Um den Flussschlauch nicht abzuschatten besitzt das FT-ICR-Massenspektrometer einen Innendurchmesser von 71 mm. Durch die Endkappenelektroden und das Magnetfeld der DPS2-F wirkt das FT-ICR-Massenspektrometer für Ionen wie eine Penning-Falle. Die vierfach segmentierten Ringelektrodensegmente sind paarweise gekoppelt. Ein Elektrodenpaar regt gefangene Ionen mittels Radiofrequenz-Wechselspannung an, das andere misst anschließend den im Elektrodenpaar induzierten Strom. Das Signal wird über einen kryogenen sechsfachen Vorverstärker an die externe Elektronik weitergegeben.

25-fach-Verstärkerstufe und an einen FFT²-Analysator weitergegeben.

Die in der Penning-Falle gefangenen Ionen führen drei charakteristische periodische Bewegungen aus. Sie bewegen sich zum Einen in axialer Richtung zwischen den Potentialen der Endkappenelektroden mit der Frequenz ν_a , zum Anderen führen sie modifizierte Zyklotronund Magnetronbewegungen aus mit den Frequenzen

$$\nu_{\pm} = \frac{\nu_z}{2} \pm \sqrt{\frac{\nu_z^2}{2} - \frac{\nu_a^2}{2}}$$
(4.8)

Die modifizierte Zyklotronfrequenz ist ν_+ , die entsprechende Magnetronfrequenz ist ν_- . ν_z ist die Zyklotronfrequenz im reinen Magnetfeld B

$$\nu_z = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{qB}{m} \tag{4.9}$$

Zum Ionennachweis wird die Frequenz ν_+ verwendet. Die Lage der Peaks im Frequenzspektrum hängt also vom Faktor q/m der gefangenen und kohärent angeregten Ionen ab. Die Intensität des induzierten Stroms I_{eff} beträgt für ein Ion

$$I_{eff} = \frac{q}{D} \cdot \sqrt{\frac{E}{m}} \tag{4.10}$$

mit dem effektiven Abstand des Ions zu den Elektroden D, und seiner kinetischen Energie E. Der gesamte messbare Strom ist demzufolge proportional zur Ladung und Anzahl der kohärent angeregten Ionen.

Die Messroutine der FT-ICR-Massenspektrometer besteht typischerweise aus den folgenden Schritten:

²Fast Fourier Transform

- Ionen werden eingefangen, indem die Endkappenelektroden auf Potential gesetzt werden.
- Ein hireichend schmales Anregungsfrequenzband wird über dem relevanten Frequenzbereich von 1-20 MHz verschoben.
- Das durch die kohärente Ionenbewegung induzierte Signal wird gemessen, verstärkt und analysiert.
- Durch Heruntersetzen der Endkappenpotentiale werden die Ionen wieder entlassen.

In ausführlichen Testexperimenten am MPIK-Heidelberg wurde das FT-ICR-Massenspektrometer zusammen mit ELIOTT charakterisiert. Eine Massenauflösung von $\Delta m/m = 6, 25 \cdot 10^{-6}$, die nötig ist um T^+ -Ionen von He^+ -Ionen zu unterscheiden, ist bei genügend langer Anregungszeit gegeben. Die gemessenen Nachweisgrenzen liegen für ${}^{4}He^{+}$ bei 6000 Ionen und für H_2O^+ bei 1000 Ionen. Die Anzahl von Ionen aus der WGTS im Messbetrieb, die sich im Mittel im Fallenvolumen aufhalten, ist mit den den Abschätzungen aus Abschnitt 5.8.2 viel größer.

5. Ionenbahn-Simulation in der differenziellen Pumpstrecke

Um die wichtigen im vorangegangenen Kapitel dargestellten Parameter des Dipolsystems vor dem Einbau der Hardware-Komponenten abzuschätzen und zu optimieren, ist es nötig, das Verhalten von Ionen in einem möglichst realistischen Modell zu simulieren. Das Simulationsprogramm Kassiopeia stellt zu diesem Zweck viele grundlegende Module bereit [BBC⁺]. Andere Werkzeuge wurden für die speziellen Fragestellungen dieses Kapitels hinzugefügt oder modifizert. Auf Grund der gebrochenen Rotationssymmetrie der DPS2-F ist eine hohe Rechen- und Speicherkapazität erforderlich, um in akzeptabler Rechenzeit die erforderliche Präzision zu erreichen. In diesem Kapitel werden die benutzten Komponenten und die problemspezifischen Konfigurationen beschrieben, sowie die Ergebnisse der Simulation analysiert und diskutiert.

5.1. Motivation zur Durchführung einer Simulation

Die Bewegung von Ionen in magnetischen und elektrischen Feldern, wie sie in der DPS2-F herrschen, ist ein analytisch nicht berechenbarer Vorgang. Die Parameter Startort und -impuls, Magnetfelder und elektrische Felder im Zusammenspiel mit der nicht axialsymmetrischen Geometrie der Elektroden beeinflussen die Ionenbahnen auf komplexe Weise.

Wie in den vorangegangenen Kapiteln dargestellt wurde, muss vorab eine Abschätzung der mittleren Lebensdauer τ (Gl. (3.30)) von Ionen in der DPS2-F gemacht werden, um gegebenenfalls das Dipolsystem für eine höhere Spannung auszulegen. Andererseits darf die Dipolspannung nicht so hoch sein, dass sie Signalelektronen signifikant beeinflusst. Die Simulation muss deshalb so angelegt sein, dass sie die Bewegung der Ionen innerhalb der kompletten DPS2-F-Geometrie hinreichend genau berechnet. Dies bedeutet im Idealfall eine Beschreibung der Ionenbahnen von der Stelle aus, an der sie im Mittel vom Gasfluss der DPS2-F nicht mehr beeinflusst werden, bis hin zum elektrostatischen Spiegel am Ausgang der DPS2-F. Um ein sinnvolles Ergebnis im Sinne einer Monte-Carlo-Simulation zu erhalten, ist es außerdem notwendig, den möglichen Startparameterbereich vollständig und mit ausreichend großer Statistik abzudecken. Die simulierten Ionen sollen daher dieselben Eigenschaften haben wie die Ionen, die aus der WGTS zu erwarten sind. Da diese Ionen auf Grund ihrer thermischen Geschwindigkeitsverteilung theoretisch beliebig kleine kinetische Energien haben können, müssen elektrische Potentiale sehr genau bestimmt werden. In der Realität müssen hier allerdings Kompromisse zwischen tolerierbarer Rechenzeit und hinreichender Genauigkeit sowie der Forderung nach großer Statistik gemacht werden.

Zusammenfassend muss man also

- die elektrischen und magnetischen Felder präzise berechnen,
- ein Modell für in der WGTS entstandene Ionen erstellen,
- eine detaillierte DPS2-F-Geometrie modellieren
- und die Teilchenbahnberechnung geeignet konfigurieren.

Auf diese Punkte wird im Folgenden eingegangen. Anschließend erfolgt eine Auswertung der erhaltenen Ergebnisse. Zur Orientierung und Einordnung der im Folgenden verwendeten Begriffe dient Abbildung 5.1.



Abbildung 5.1.: Übersicht über das Modell der DPS2-F. Die z-Achse ist die Strahlachse. Sie weist in Richtung Spektrometer. Die x-Achse zeigt in Richtung der Schikane und die y-Achse zeigt aus der Zeichenebene heraus. Die Strahlrohrabschnitte sind mit den Buchstaben A bis E und die Pumpbereiche mit den Ziffern 1 bis 4 gekennzeichnet. Die blau gezeichneten Dipole befinden sich in den Abschnitten B bis D, die FT-ICR-Massenspektrometer in den Abschnitten A und E.

5.2. Berechnung des elektrischen Feldes

5.2.1. Funktionsweise der Elfield33-Klasse

Die gebrochene Rotationssymmetrie der DPS2-F erfordert ein Verfahren zur Berechnung des elektrischen Feldes, welches für beliebige Elektrodenkonfigurationen gültig ist. Dieses Verfahren wird durch die Elfield33-Klasse bereitgestellt. Hierfür ist die Randelement-Methode (BEM¹) geeignet. Mit ihrer Hilfe lässt sich aus einer beliebigen, diskreten Ladungsdichte-Verteilung das elektrische Potential und Feld für jeden Punkt im Raum berechnen.

¹Boundary Element Method

Diese Ladungsdichte-Verteilung muss allerdings zunächst aus einer vorgegebenen Spannungsverteilung gewonnen werden. Dies stellt hohe Ansprüche an Rechen- und Speicherkapazität. Hier stellt die sogenannte "Robin-Hood"-Methode eine gute Möglichkeit dar, die Ladungsdichte-Verteilung im akzeptablen zeitlichen Rahmen zu bestimmen.

5.2.1.1. Die Randelement-Methode

Mit der Randelement-Methode ist es möglich, das elektrische Feld für eine beliebige Elektrodengeometrie S in jedem Raumpunkt zu berechnen. Eine Beschreibung ist in [Lei10] zu finden. Der Parameter S kann zunächst in N diskrete Unterelemente S_j zerlegt werden

$$S = \sum_{j=1}^{N} S_j \tag{5.1}$$

Im Falle der Feldberechnung mit Elfield33 bezeichnen S_j Rechtecke, deren Anzahl und Größe von der gewünschten Präzision der Berechnung abhängen. Im Allgemeinen sind die Potentiale U_i der Elektrodensegmente vorgegeben. Für die Berechnung des Potentials $\phi(\vec{r})$ am Punkt \vec{r} wird allerdings die Flächenladungsverteilung $\sigma(\vec{r}_S)$ der Elektrodengeometrie benötigt.

$$\phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int\limits_S \frac{\sigma(\vec{r}_S)}{|\vec{r} - \vec{r}_S|} \mathrm{d}^2 \vec{r}_S$$
(5.2)

 $\sigma(\vec{r}_S)$ ist eine diskrete Verteilung, die alle konstanten Flächenladungen der Unterelemente σ_j enthält. σ_j und U_i hängen über die Coulomb-Matrix $C_{ij} = C_j(\vec{r}_i)$ miteinander wie folgt zusammen

$$U_i = \sum_{j=1}^N C_{ij}\sigma_j \tag{5.3}$$

 C_{ij} beschreibt den Beitrag der Ladungsdichte des Elektrodensegments S_j zum Potential auf dem Elektrodensegment S_i :

$$C_j(\vec{r_i}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{S_j} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r_S}|} d^2 \vec{r_S}$$
(5.4)

Um σ_j zu erhalten muss also eine $N \times N$ große Matrix invertiert werden. Durch die Verwendung eines rekursiven Algorithmus ist Zahl der Unterelemente schnell durch die Speicherkapazität des Rechners begrenzt, wenn Elektrodengeometrien in mehrere tausend Segmente diskretisiert werden sollen. Um eine ausreichend feine Diskretisierung durchzuführen, also für eine möglichst große Zahl von Unterelementen, bietet sich die iterative Robin-Hood-Methode an. Sie wird in folgendem Abschnitt beschrieben.

5.2.1.2. Die Robin-Hood-Methode

Die Robin-Hood-Methode stellt eine einfache und vielseitige Methode zur Berechnung von Ladungsverteilungen dar. Die Robin-Hood-Methode ähnelt dem physikalischen Prozess der Ladungsverteilung in einem Leiter durch den Einfluss eines elektrostatischen Potentials. Wie in [LŠA06] beschrieben ist, wird von Gleichung (5.3) ausgegangen. Für eine diskrete Elektrodengeometrie wird, anstatt das Gleichungssystem direkt zu lösen, zunächst eine beliebige Ladungsverteilung angenommen, wie zum Beispiel $\sigma_j = 0$. Dies entspricht der physikalischen Situation, wenn kein elektrostatisches Potential existiert. Um das Dipolfeld zu simulieren, werden Elektroden auf eine vorgegebene Spannung U_{Ext} gesetzt, wodurch



Abbildung 5.2.: Flussdiagramm zur Robin-Hood-Methode. Entnommen aus [LŠA06].

sich das Potential ändert. In einem Leiter verteilen sich freie Elektronen so unter dem Einfluss des Potentials, dass die Leiteroberfläche eine Äquipotentialfläche bildet. Ähnlich wird auch in der Robin-Hood-Methode vorgegangen. Wie in Abbildung 5.2 dargestellt, wird zunächst das aus der beliebigen Ladungsverteilung resultierende Potential U_i für jedes Elektrodensegment mit den Gleichungen (5.3) und (5.4) berechnet. Anschließend werden die beiden Segmente S_l und S_k mit den größten Abweichungen vom vorgegebenen Potential ermittelt. Nun werden Ladungen q'_l und q'_k so an S_l und S_k transferiert, dass gilt:

$$q'_{l} = \frac{(U_{\text{Ext}} - U_{k}) C_{ll} - (U_{\text{Ext}} - U_{l}) C_{kl}}{C_{ll} C_{kk} - C_{kl} C_{lk}}$$
(5.5)

$$q'_{k} = \frac{(U_{\text{Ext}} - U_{l}) C_{kk} - (U_{\text{Ext}} - U_{k}) C_{lk}}{C_{ll} C_{kk} - C_{kl} C_{lk}}$$
(5.6)

Auf Grund der externen Spannungsversorgung ist dabei im Allgemeinen $q'_l \neq q'_k$. Auf diese Weise wird Ladung so lange transferiert, bis alle Segmente die vorgegebene Spannung erreicht haben.

Statt eines $N \times N$ großen Gleichungssystems bei einer direkten rekursiven Lösung müssen nun $N \ 2 \times 2$ große Gleichungsysteme gelöst werden. Die Menge des benötigten Arbeitsspeichers ist also nur linear abhängig von der Zahl der Elektrodensegmente, nicht mehr quadratisch. Dadurch ist es möglich mit derselben Speicherkapazität das elektrische Feld eines Elektrodensystems genauer zu berechnen.

5.2.2. Diskretisierung der Geometrie der differenziellen Pumpstrecke

Zwar kann mit Hilfe der Robin-Hood-Methode die Ladungsdichteverteilung für Elektrodensysteme mit einer großen Zahl von Segmenten N problemlos berechnet werden, die zur Berechnung des Potentials benötigte Zeit steigt allerdings ebenfalls linear mit N. Damit das im weiteren Verlauf zur Interpolation benötigte Potentialgitter in einem zeitlich sinnvollen Rahmen von einer Woche erstellt werden kann, muss eine optimale Konfiguration gefunden werden, welche die maximale Präzision bei gegebener Rechenzeit erlaubt.

Um eine Berechnung der Ladungsdichteverteilung und des Potentials durchführen zu können muss eine Datei bereitgestellt werden, welche die notwendigen Informationen über alle rechteckigen Elektrodensegmente zur Beschreibung der DPS2-F enthält. Die Datei beinhaltet für jedes Elektrodensegment

- eine individuelle Nummer,
- eine Nummer zur Identifikation der Symmetriegruppen mit gleicher Ladungsdichte,
- den Ortsvektor eines Eckpunkts des Rechtecks,
- die Einheitsvektoren in Richtung der benachbarten Eckpunkte,
- die Längen der Kanten
- und das elektrostatische Potential.

Zur Erstellung der Eingabedatei wird das Programm inputconical.c aus aus der Programmbibliothek von Ferenc Glück verwendet [Glü10b]. Es kann Konen in beliebige Anzahlen von Rechtecken in axialer und azimutaler Richtung diskretisieren. Zusätzlich ist es möglich die Seitenlängen der einzelnen Rechtecke in Richtung der Ränder von Elektroden zu verkürzen, sodass die Potentialberechnung an den Kanten genauer ist. Der Einsatz dieser Funktion ist sehr sinnvoll, da die Änderung der Ladungsdichte an den Kanten von Elektroden am größten ist und damit auch die Änderung des Potentials. In den Abbildungen 5.4 und 5.5 ist der Vergleich verschiedener Konfigurationen mit einer Referenzdatei dargestellt, die 14000 Elektrodensegmente umfasst. Als optimal stellt sich eine Konfiguration heraus, bei der die Dichte der Segmente zu den Elektrodenrändern hin in axialer Richtung kubisch und in azimutaler Richtung quadratisch zunimmt.

Das Konvergenzverhalten von Potential und elektrischem Feld im Hinblick auf die Zahl der Elektrodensegmente kann also durch eine geschickte Verteilung der Segmente verbessert werden. Um zu ermitteln welche Zahl von Elektrodensegmenten eine hinreichend genaue Feldberechnung liefert, wird das Feld entlang verschiedener Pfade, wie in Abbildung 5.6 zu sehen, parallel zur z-Achse sowie entlang konzentrischer Kreise erfasst. Es werden Eingabedateien mit einer schrittweise größer werdenden Anzahl von Elektrodensegmenten verglichen. In axialer sowie in azimutaler Richtung wird jeweils mit einer Datei begonnen, die nur 20% der Elektrodensegmente der Referenzdatei besitzt. In Schritten i von 20% werden die Segmente vermehrt und die Feldberechnung entlang derselben Pfade erneut durchgeführt. Zur Bestimmung des Konvergenzverhaltens in axialer Richtung werden die Felder entlang z1 bis z4 (Abbildung 5.6) für 5 verschiedene Eingabedateien berechnet und verglichen. Gleiches gilt für das Konvergenzverhalten in azimutaler Richtung entlang von r1 und r2. Die Größe

$$Q_{i,j} = \frac{\int_{\ell} |E_{i,j}(\vec{r}) - E_{i+1,j}(\vec{r})| \,\mathrm{d}\ell}{\int_{\ell} |E_{i+1,j}(\vec{r})| \,\mathrm{d}\ell} \qquad \text{mit} \qquad j = x, y, z \tag{5.7}$$

dient zur quantitativen Auswertung. Es wird über die Abweichung des Feldes der Eingabedatei \vec{E}_i vom Feld der nächstgrößeren Eingabedatei \vec{E}_{i+1} entlang des Pfades ℓ integriert und auf das Pfadintegral über \vec{E}_{i+1} normiert. Ergebnisse sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Da die elektrischen Felder mit wachsender Segmentanzahl schnell konvergieren, wohingegen die Zeit zur Berechnung der Felder auf Grund der Gleichungen (5.1) und (5.2) linear



Abbildung 5.3.: Potential eines DPS2-F-Strahlrohrs. Das Strahlrohr ist im Längs-(links) und im Querschnitt (rechts) dargestellt. Die schwarzen Linien kennzeichnen die Strahlrohrwände und die Dipolelektrode. Die Eingabedatei umfasst 14000 Elektrodensegmente, die Dipolelektrode liegt auf 100 V. In axialer Richtung (links bei x = 0) nimmt die Segmentdichte zu den Elektrodenrändern hin kubisch zu, in azimutaler Richtung quadratisch (rechts bei z = 0). In den Abbildungen 5.4 und 5.5 dient diese Konfiguration als Referenz.



Abbildung 5.4.: Vergleich von Potentialen im Längsschnitt. Dargestellt ist die Differenz der Potentiale aus der Referenzdatei und einer Datei mit 80% weniger Segmenten in axialer Richtung. Links ist die Dichte der Segmente konstant, rechts nimmt sie zu den Elektrodenrändern hin kubisch zu. Der größte Fehler tritt am Rand von Elektroden auf. Eine feinere Diskretisierung in diesem Bereich erhöht die Genauigkeit sehr wirkungsvoll.



Abbildung 5.5.: Vergleich von Potentialen im Querschnitt. Analog zu Abbildung 5.4 wird hier eine Datei betrachtet mit 80% weniger Segmenten in azimutaler Richtung. Links ist die Segmentdichte konstant, rechts nimmt sie zu den Rändern hin quadratisch zu. Der Unterschied ist kleiner als in Abbildung 5.4 und das Potential unter der Elektrode ist ungenauer. Da Ionen diesen Bereich im Aufbau nicht erreichen, ist die rechte Variante sinnvoll.

50



Abbildung 5.6.: Zur Feldauswertung verwendete Pfade. Entlang dieser Pfade werden die Feldkomponenten für Eingabedateien mit unterschiedlich vielen Elektrodensegmenten berechnet. Der Vergleich der so erhaltenen Felder lässt Aussagen über die Güte der Eingabedateien zu. Die Punkte z1 bis z4 sind zur z-Achse parallele Pfade innerhalb eines Strahlrohrsabschnitts, r1 und r2 sind kreisförmige Pfade um die Strahlrohrmitte.



Abbildung 5.7.: Konvergenz der Abweichung der elektrischen Felder. Die Abweichungen \vec{Q} werden nach Gleichung (5.7) berechnet. Für die Pfade z1 bis z4 wird die Segmentanzahl bei jeder Eingabedatei i um 20% der Elektrodensegmente der Referenzdatei in axialer Richtung erhöht. Analog wird für r1 und r2 die Segmentanzahl in azimutaler Richtung erhöht. Für jeden Pfad ist die größte Komponente der Abweichung abgebildet.

anwächst, ist es sinnvoll genau so viele Elektrodensegmente zu benutzen, bis \hat{Q} sich nur noch im Promille-Bereich ändert. Mit diesem Kriterium fällt die Wahl auf eine Eingabedatei, welche in axialer Richtung 60% der Segmente der Referenzdatei hat und in azimutaler Richtung 80%. In diesem Fall werden 6720 Segmente für eine ausreichend genaue Feldberechnung benötigt.

Obwohl im ersten und im letzten Strahlrohrabschnitt der DPS2-F sowie in den Pumpbereichen das elektrische Feld sehr schwach ist und für die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift keine Rolle spielt, müssen auch diese Abschnitte modelliert werden. Thermische Ionen aus der WGTS haben Energien im Bereich von wenigen meV. Auf ihre Lebensdauer in der DPS2-F hat die Zeit, die sie in Abschnitten ohne Elektroden verbringen einen großen Einfluss, da sie hier sehr langsam sind. Ein Potential in diesen Bereichen von einigen mV liegt also schon in derselben Größenordnung wie die Ionenenergie und kann nicht vernachlässigt werden. Da sich das Potential hier vergleichsweise wenig ändert, ist eine große Dichte von Elektrodensegmenten nicht entscheidend. Wichtig ist, dass das Potential lückenlos gegeben ist.

Mit den diskutierten Mitteln ist es möglich die DPS2-F vollständig zu modellieren. In Tabelle 5.1 ist eine Übersicht aller verwendeten Teile gegeben. Als Basiselement für Strahlrohrabschnitte mit Dipolelektroden dient ein halbes Strahlrohr mit angrenzendem halben Pumpbereich (Abbildung 5.8). Die Öffnung zu den Turbomolekularpumpen wurden vernachlässigt, da sie weit außerhalb des Flußschlauchs liegen. Durch geeignete Drehung, Spiegelung und Verschiebung können mit Hilfe des Basiselements die mittleren Abschnitte der DPS2-F gebildet werden. Die Randabschnitte bestehen aus einer Strahlrohrversion ohne Dipolelektroden und weniger homogen verteilten Segmenten.

Durch die Zuweisung von Symmetriegruppen kann die effektive Zahl der Segmente, die in die Berechnung einfließen, weiter reduziert werden. So gibt es eine Spiegelsymmetrie in der Mitte der DPS2-F. Für alle Segmente mit den Koordinaten (x, y, -z) existieren Segmente gleicher Ladungsdichte bei (x, y, z). Da der Einfluss der Pumpbereiche auf die Dipolfelder gering ist, gibt es eine analoge Symmetrie für die einzelnen Strahlrohre in der jeweiligen Strahlrohrmitte. Außerdem ist die Ladungsdichte in den einzelnen Strahlrohren näherungsweise gleich.

Auf diese Weise wird die Zahl der Segmente der gesamten DPS2-F, bestehend aus den in Tabelle 5.1 aufgelsiteten Teilen, für die Berechnung der Ladungsdichten von 33424 Segmenten effektiv auf 6696 unabhängige Symmetriegruppen verringert. Die Potentialberechnung an sich kann dadurch aber nicht beschleunigt werden.

Abschließend bleibt zu sagen, dass die Modellierung der DPS2-F, dank einiger Detailtreue, eine gute Näherung ist. Es werden weder die FT-ICR, noch die Bälge in der Mitte der Strahlrohrabschnitte nachgebildet. Besonders die Veränderung des elektrischen Feldes durch die Bälge kann am Flußschlauchrand bemerkbar sein, da die Feldstärke in diesem Bereich hoch ist. Außerdem ist die Dipolelektrode in jedem Strahrohr durchgehend modelliert. Das tatsächliche Design sieht vier Dipolsegmente pro Strahlrohr vor. Zwischen den Segmenten treten Lücken auf, die das elektrische Feld verändern (Abschnitt 4.2). Trotz dieser Unzulänglichkeiten stellt das Modell eine ausbaufähige Grundlage für zuverlässige erste Abschätzungen dar.



Abbildung 5.8.: Darstellung der Eingabedatei für die Feldberechnung im Längsschnitt. Die schwarzen Rechtecke sind geerdet, die blauen liegen auf einer Spannung von -100 V. Für die spätere Simulation kann die Spannung variiert werden. Zum Teil sind die erwähnten variablen Rechteckgrößen zu erkennen, zum Teil sind die Rechtecke zu klein um aufgelöst zu werden. Links zu sehen ist das komplette Modell für die DPS2-F aus 33424 Segmenten. Es besteht aus einem gedrehten und gespiegelten Basiselement, welches für die Strahlrohre mit Elektroden rechts zu sehen ist. Für die Enden der DPS2-F werden Strahlrohre ohne Dipolelektroden mit weniger Segmenten benutzt. Unten ist ein Strahlrohr mit Dipolelektrode abgebildet.



Abbildung 5.9.: Aufteilung der Interpolationskarten für das elektrische Potential. Die rot umrandeten Gebiete beinhalten ein enges Gitter mit einer Gitterkonstante von 2 mm. Sie enthalten die Abschnitte mit Dipolelektroden, in denen große räumliche Potentialänderungen vorkommen und damit hohe elektrische Feldstärken. Die blau umrandeten Gebiete enthalten ein weiteres Gitter mit einer Gitterkonstante von 5 mm. Insgesamt haben die Potentialkarten eine Größe von 2, 4 GB.

5.2.3. Karte zur Interpolation des elektrischen Feldes

Mit Hilfe der diskutierten Eingabedatei ist es nun möglich Teilchenbahnen unter dem Einfluss der elektrischen Dipolfelder zu berechnen. Da bei der Potentialberechnung über die Beiträge aller Segmente integriert werden muss, ist diese Prozedur zu langsam, um genügend Ionen zu simulieren. Um zu vermeiden, dass die Ionenbahnberechnung gebremst wird, indem für jeden Schritt das Potetential berechnet wird, sind Karten zur Interpolation des Potentials nötig. Dazu wird die in Kassiopeia implementierte Hermite-Interpolation benutzt. Diese Methode ist in [Lei10] erklärt. Die Berechnung des elektrischen Feldes aus dem Potential erfolgt durch Gradientenbildung und ist vergleichweise schnell.

Um Speicherplatz zu sparen, aber vor allem um die Rechenzeit zu verkürzen, wird die Interpolationskarte in mehrere Teile mit unterschiedlichen Gitterabständen unterteilt. Die Aufteilung ist in Abbildung 5.9 zu sehen. Für die Bereiche hoher Feldstärken werden Karten mit 2 mm Gitterabstand gewählt, für Bereiche niedriger Feldstärke entsprechend Karten mit 5 mm Gitterabstand. Die Abbildungen 5.10 und 5.11 veranschaulichen den Unterschied. Die einzelnen Abschnitte können so parallel berechnet werden. Die Rechenzeit liegt bei ungefähr sieben Tagen. Da der Einfluss der Dipolspannung auf die Lebensdauer von Ionen untersucht werden soll, werden Karten für die Spannungen -50 V, -100 V, -150 V und -200 V erstellt.



Abbildung 5.10.: Elektrische Feldstärke entlang der Strahlrohr-Mittelachse. Die Feldstärken sind direkt aus der Eingabedatei berechnet.



Abbildung 5.11.: Abweichung von E_y bei der Berechnung über eine Interpolationskarte. Dargestellt ist die Komponente mit der größten Differenz aus der direkten Berechnung (Abb. 5.10) und aus der Berechnung über Interpolationskarten. Die Abweichung ist groß bei einem steilen Feldstärkeverlauf. Durch die Wahl eines engeren Gitters kann an diesen Stellen die Genauigkeit der Berechnung stark verbessert werden.

verwendete Teile. Durch Schneiden, Drehen, Spiegeln, Verschieben und Verbinden der einzelnen Teile wird	e mit Dipolelektroden (Abb. 5.8) und ein Basisteil für die Endabschnitte ohne Dipole geformt. Diese werden	sammengesetzt um ein komplettes Modell der DPS2-F zu erhalten. Die Spalte "Verteilung" gibt die Potenz	in in der angegebenen Richtung steigt.
Tabelle 5.1.: Zur modellierung der DPS2-F verwendete Tei	zunächst ein Basisteil für die mittleren Abschnitte mit Dipolelektr	dann wieder durch die genannten Operationen zusammengesetzt u	an, mit der die Dichte der Segmente zum Rand hin in der angegeb

, mit der die Dichte	der Segmente z	um Rand hin in e	der ange	gebenen Rich	htung si	teigt.		4)	
Bezeichung	Länge (cm)	$\operatorname{Radius}\left(\operatorname{cm}\right)$		Winkel (°)		Spannung (V)	Segmentzahl		Verteilung	
		NON	bis	NON	bis		axial	azimutal	axial	azimutal
Strahlrohr										
mit Dipol										
Konus oben	10,2	5,49	4,3	-30	210	0	12	54	2	2
Konus unten	10,2	5,49	4,3	210	330	0	12	26	2	2
Strahlrohr oben	86, 36	4,3	4,3	-30	210	0	30	54	က	2
Strahlrohr unten	86, 36	4,3	4,3	210	330	0	30	26	က	2
Dipol	80,7	3,7	3,7	210	330	-50 bis -200	30	80	S	2
Strahlrohr										
ohne Dipol										
Konus	10,2	5,49	4,3	0	360	0	10	09	1	1
Strahlrohr	86, 36	4,3	4,3	0	360	0	10	09	1	1
Pumpbereich										
Zylinder	28,62	18,0	18,0	0	360	0	10	09	2	1
Wand	0	18,0	18,0	0	360	0	10	09	2	1



Abbildung 5.12.: Magnetfeldkarte der DPS2-F. Entnommen aus [Sch10]. Farbig dargestellt ist der Betrag des Magnetfelds in der DPS2-F. DPS2-F-Hülle und Solenoide sind durch schwarze Linien, Flußschlauchmitte und -ränder durch weiße Linien, gekennzeichnet.

5.3. Berechnung des magnetischen Feldes

Die Berechnung magnetischer Felder in der DPS2-F erfolgt mit der Hilfe der Magfield3-Klasse und erweist sich als weniger problematisch und zeitaufwändig, als die Berechnung elektrischer Felder. Eine ausführliche Beschreibung der hier erwähnten Methoden kann [Lei10] entnommen werden.

Die Erzeugung des Magnetfeldes in der DPS2-F basiert auf zylindersymmetrischen supraleitenden Spulen. Das Magnetfeld \vec{B} am Ort \vec{r} wird durch das Biot-Savart-Gesetz

$$\mathrm{d}\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mathrm{Id}\vec{l} \times \hat{r}}{r^2} \tag{5.8}$$

berechnet. I bezeichnet dabei den Spulenstrom, $d\vec{l}$ ein infinitesimal kleines Liniensegment des stromführenden Leiters und \hat{r} den Einheitsvektor des Ortsvektors \vec{r} . Gleichung 5.8 wird durch die Methode der vollständigen elliptischen Integrale gelöst. Die Lösung gilt im gesamten Raum, auch in den Spulen selbst. Durch die numerische Integration ist die Berechnung allerdings zeitaufwändig. Eine effizientere Methode für zylindersymmetrische Spulen ist die Entwicklung des Magnetfelds in Legendre-Polynome um die Symmetrieachse. Je nach Abstand des Punktes \vec{r} von der Symmetrieachse im Vergleich zum Abstand zur Spule kann die Zentralfeld-Entwicklung oder die Fernfeld-Entwicklung benutzt werden. Die Entwicklungskoeffizienten müssen nur einmal für eine Spulenkonfiguration berechnet werden. Die eigentiche Berechnung des Magnetfeldes konvergiert schnell und benötigt im Vergleich mit der Lösung elliptischer Integrale weniger Zeit. Für eine Berechnung des Feldes nahe oder innerhalb der Spulen müssen allerdings elliptische Integrale verwendet werden.

Eine ausführliche Betrachtung des DPS2-F Magnetfeldes findet sich in [Sch10]. Für die Ionenbahnberechnung wird dieselbe Konfiguration benutzt. Das so erhaltene Magnetfeld ist in Abbildung 5.12 zu sehen.

5.4. Ionenerzeugung mit Hilfe der PAGEGenerator-Klasse

Die Lebensdauer von Ionen wird, neben Feldern und Geometrie in der DPS2-F, zu einem großen Teil davon bestimmt, welche Parameter sie am DPS2-F-Eingang haben. Für eine Simulation müssen daher, neben den grundlegenden Ioneneiganschaften wie Masse und Ladung, auch die Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung bekannt sein, mit der Ionen erzeugt werden. Zu diesem Zweck wird der PAGEGenerator-Klasse [BBC⁺] der Monte-Carlo-Generator PAGEGeneratorWGTSIons hinzugefügt, der mit diesen Informationen Ionen, wie sie aus der WGTS zu erwarten sind, nachbildet.

Teilchen, die erzeugt werden sollen, werden in KSParticleDefinitions mit den für die Bahnberechnnung relevanten Informationen Masse, Ladung, Ladungsvorzeichen und einer Identifikationsnummer eingetragen. Über die Identifikationsnummer sind die Teilchen dann für die PAGEGenerator-Klasse abrufbar. Wie in [Rei09] gezeigt, ist es für die Lebensdauer eines Ions mit entscheidend an welcher Position senkrecht zur Strahlachse es das Dipolfeld betritt. Ein wichtiger Startparameter für den Generator ist deshalb die Dichteverteilung der jeweiligen Ionenart am DPS2-F-Eingang. Die Entstehung von Ionen in der WGTS ist für T^- , He^+ , T^+ , T_3^+ und T_5^+ bereits früher simuliert worden [Glü10c] (Kapitel 3). Diese Simulation beinhaltet auch die Dichteverteilungen der genannten Ionenarten in der WGTS. Wie in Abschnitt 3.2 erklärt, wird davon ausgegangen, dass Ionen nach dem Verlassen der WGTS nicht mehr mit dem Restgas wechselwirken und von Magnetfeldlinien geführt werden. Aus diesem Grund sollte die Dichteverteilung am WGTS-Ausgang mit der am DPS2-F-Eingang übereinstimmen. Die PAGEGenerator-Klasse verfügt über die Methode DicePosition, mit der die Startkoordinaten der Ionen festgelegt werden. In der abgeleiteten Klasse PAGEGeneratorWGTSIons werden die radialen Dichteprofile von He^+ , T^+ , T_3^+ und T_5^+ aus [Glü10c] als Polynom-Fits 4. Grades definiert. Aus diesen Funktionen wird der Radius als Zufallsvariable bestimmt und damit die Startpositionen der Ionen. Die radialen Stromdichteverteilungen und eine Gegenüberstellung der Dichteverteilung von T^+ und T_5^+ sind in den Abbildungen 5.13 und

Abschließend muss für die vollständige Beschreibung der Startparameter der Teilchenimpuls gesetzt werden. Dazu wird von einem einfachen Modell ausgegangen.

Tritiumionen führen thermische Bewegungen aus. Innerhalb der WGTS finden zahlreiche Stöße mit Tritiumgas statt, somit kann davon ausgegangen werden, dass Ionen dieselbe Temperatur von 30 K wie Tritiumgas haben. Zur DPS2-F hin steigt zwar die Temperatur des Strahlrohrs auf 70 K, allerdings gilt hier wieder, dass Ionen nach der WGTS nicht mehr mit dem Tritiumgas reagieren. Durch die Führung entlang magnetischer Feldlinien wechselwirken sie auch nicht mit dem Strahlrohr. Falls doch, würden sie ohnehin sofort neutralisiert werden.

Die thermische Bewegung von Ionen wird von der Gasflussgeschwindigkeit \bar{v}_{Gas} am WGTS-Ausgang überlagert. Durch die häufigen Stöße in der WGTS kann davon ausgegangen werden, dass Ionen mit dem Gas zusammen in Richtung der elektrostatischen Spektrometer, also der positiven z-Achse, hin strömen. Die Impulskomponenten $p_{x,y}$ der Tritiumionen sind dann Maxwell-Boltzmann verteilt.

$$w(p_{x,y}) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi m k_B T}}\right) e^{-\frac{p_{x,y}^2}{2m k_B T}}$$
(5.9)

$$w(p_z) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi m k_B T}}\right) e^{-\frac{(p_z - m \cdot \bar{v}_{Gas}(r))^2}{2m k_B T}}$$
(5.10)

Die Komponente p_z ist um $m \cdot \bar{v}_{Gas}(r)$ zu höheren Impulsen hin verschoben. $\bar{v}_{Gas}(r)$ ist vom Radius r relativ zur Strahlachse abhängig und ist in der Klasse PAGEGeneratorWGTSIons durch einen Polinom-Fit 2. Grades an Werte aus [Glü10d] definiert (Abbildung 5.15). Die Energiespektren der auf diesem Weg erzeugten Ionen sind in Abbildung 5.16 dargestellt.

Die für die spätere Simulation benutzten Spektren weichen leicht ab. Es stellt sich heraus, dass in der Potentialkarte kleine Fluktuationen auftreten, in denen Teilchen mit geringer Energie eingefangen werden, wenn diese Teilchen innerhalb eines Potentialminimums in den äußeren Strahrohrabschnitten entstehen. Diese Fallen sind keine physikalischen Eigenschaften der DPS2-F-Geometrie, sondern Effekte, die durch Näherungen in der Berechnung auftreten. Fast alle Teilchen mit einem Anfangsimpuls unterhalb von $p_z = 10^{-24} \text{ kg} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ in z-Richtung werden so gefangen. Da für die Auswertung gefangene Teilchen ohnehin ignoriert werden müssten, werden nur Teilchen mit einem Impuls $p_z > 10^{-24} \text{ kg} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ erzeugt. Dies betrifft je nach Ionenart die unteren 10% bis 20% des Spektrums. Diese Maßnahme wird die resultierende Speicherzeit etwas zu kleineren Zeiten hin verschieben. Die Teilchen mit beeinflusst. Obwohl der so entstehende Fehler die Simulation nicht stark verfälscht, muss

5.14 zu sehen.



Abbildung 5.13.: Radiale Ionenstromdichten am Eingang der DPS2-F. Die berechneten Daten aus [Glü10d] für die Flächendichten des Ionenstroms werden zu radialen Dichten transformiert. Anschließend werden die aufgeführten Polinome 4. Grades darauf angepasst. Diese dienen als Wahrscheinlichkeitsdichten des Radius für den Ionengenerator PAGEGeneratorWGTSIons. Wärend die Dichten von He^+ , T^+ und T_3^+ ähnlich verlaufen ist die Verteilung von T_5^+ mehr zu kleineren Radien hin gewichtet.



Abbildung 5.14.: Gegenüberstellung der Ionenverteilungen von T^+ und T_5^+ . Es wurden mit PAGEGeneratorWGTSIons jeweils 100000 Ionen im Minimum des Flußschlauchquerschnitts des ersten DPS2-F-Strahlrohrs erzeugt. Erkennbar ist, dass die Verteilung von T_5^+ deutlich zentrierter ist als die von T^+ .

in der weiteren Entwicklung daran gearbeitet werden. Geeignete Möglichkeiten hierzu wären die Entwicklung einer noch genaueren Potentialkarte durch eine größere Eingabedatei oder die Entwicklung einer Filterfunktion, um das Potential hinreichend zu glätten.

60



Abbildung 5.15.: Radialer Verlauf der mittleren Gasgeschwindigkeit. Die Simulationsdaten sind aus [Glü10d] entnommen. Für PAGEGeneratorWGTSIons wird ein Polinom 2. Grades angepasst. Die Geschwindigkeit $\bar{v}_{Gas}(r)$ überlagert die die thermische Geschwindigkeit in z-Richtung.



Abbildung 5.16.: Mit PAGEGeneratorWGTSIons berechnete Energiespektren. Es wurden jeweils 100000 Ionen erzeugt. Die Spektren von He^+ und T^+ sind fast identisch, die anderen unterscheiden sich deutlich von einander. Ein Fehler in der Einschätzung der Temperatur, falls sich etwa die Ionentemperatur auf dem Weg zur DPS2-F doch ändert, würde sich erwartungsgemäß stark auswirken, was anhand der Spektren für 70 K deutlich wird.

5.5. Umsetzung der Neutralisierung von Ionen

62

Wenn Ionen auf eine leitende Oberfläche treffen, rekombinieren sie mit den im Material verfügbaren freien Ladungsträgern. Mit der Neutralisierung von Ionen verschwinden auch die in Kapitel 3 diskutierten Probleme. Ionen werden dann zu neutralen Gasteilchen und können mittels der Turbomolekularpumpen oder der nachfolgenden kryogenen Pumpe enfernt werden. An dieser Stelle soll die Berechnung der Teilchenbahn abgebrochen werden. Die bereits erstellte Geometrie der Elektrodensegmente kann zu diesem Zweck nicht genutzt werden. Bei jedem Schritt des Teilchens den Abstand zu jedem der 33424 Subelemente zu berechnen, wäre an dieser Stelle zu zeitaufwändig. Hinzu kommt, dass Teilchen auch an Stellen gestoppt werden, an denen keine Elektroden existieren oder modelliert werden konnten, wie zum Beispiel an den Keramikröhrchen unterhalb der Dipolelektroden, an den Wellbälgen in der Mitte der Strahlrohrabschnitte oder an den FT-ICR-Einheiten in der Mitte der Randabschnitte.

Der Abbruch der Teilchenbahnberechnung bedarf einer schnellen technischen Umsetzung innerhalb des Kassiopeia-Packets. Als Basisklasse für Abbruchbedingungen steht die Klasse KSExitCondition zur Verfügung, für die DPS2-F Geometrie wurd speziell die abgeleitete Klasse KSExitConditionDPS hinzugefügt. Innerhalb dieser Klasse gibt es eine Funktion, die abfragt, ob die Berechnung am Ende eines Berechnungsschrittes abgebrochen werden soll. Dies ist der Fall, wenn sich das Teilchen außerhalb der definierten Geometrie befindet. Eine Übersicht über die Funktionsweise von KSExitConditionDPS befindet sich im Fließbild in Abbildung 5.18. Die DPS2-F wird in Richtung der positiven z-Achse, das heißt von links nach rechts, in die Strahlrohrabschnitte A bis E und in die Pumpbereiche 1 bis 4 unterteilt. KSExitConditionDPS überprüft nacheinander zunächst, in welchem Strahlrohrabschnitt oder Pumpbereich sich das Teilchen aufhält und dann gegebenenfalls in welchem Unterabschnitt eines Strahlrohrs es sich befindet. In den Randabschnitten A und E sind keine Dipole installiert, der Radius ist dort im Vergleich zur Strahlrohrwand allerdings durch die eingebauten FT-ICR verjüngt. Am Anfang und Ende jedes Strahlrohrabschnitts befinden sich ein konischer Teil und in der Mitte der 1 mm in das Strahlrohr hineinragende Wellbalg. Durch die Tatsache, dass die Wände der Pumpbereiche in axialer Richtung nicht senkrecht zur Mittelachse stehen, ist es im Programm einfacher, die Position des Teilchens durch Ausschluss zu bestimmen. Befindet sich das Teilchen hinter einem Strahlrohrabschnitt und vor dem nächsten, muss es im Pumpbereich sein.

Das hier beschriebene Programm wurde getestet, indem Punkte in einem Gitter erzeugt wurden, welches die gesamte DPS2-F umschließt. Alle Punkte für die KSExitConditionD-PS, die Bahnberechnung stoppt, werden verworfen und nur diejenigen gezeichnet, welche im erlaubten Bereich innerhalb der DPS2-F liegen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.17 zu sehen und stimmt genau mit den Dimensionen der Elektrodendatei überein.



Abbildung 5.17.: Test von KSExitConditionDPS. Überlagerung der nicht durch KSExit-ConditionDPS verworfenen Punkte (rot) mit der Elektrodendatei (schwarz). Die Dimensionen stimmen überein. Die Gitterkonstante des Punktgitters ist in diesem Fall mit 1 cm recht grob. Feinere Details, wie Bälge und Dipole sind hier nicht zu erkennen. Zur eigentlichen Auswertung wurden kleinere Bereiche um diese Details mit engeren Gittern untersucht.



Abbildung 5.18.: Flussdiagramm zu KSExitConditionDPS. Die Abschnitte A bis E sind in Richtung der positiven z-Achse, von links nach rechts, angeordnet. Die einzelnen Strahlrohrabschnitte sind wiederum in Unterabschnitte unterteilt, je nach dem, ob Konen, Dipole, Bälge oder FT-ICR enthalten sind. Die Bestimmung des Unterabschnitts, in dem sich das Teilchen aufhält, ist im Diagramm zu einer einzigen Abfrage zusammengefasst.

5.6. Ionenbahn-Berechnung mit Hilfe von KTrack

Eine Simulation mit Kassiopeia gliedert sich in mehrere Organisationsebenen [BBC⁺]. Die oberste davon ist der Run. Ein Run beinhaltet alle Ereignisse während einer Ausführung von Kassiopeia. Physikalische Parameter, wie zum Beispiel die diskutierten Felder, Generatoren und Abbruchbedingungen, werden zu Beginn eines Runs geladen und verändern sich innnerhalb eines Runs nicht. Ein Run besteht aus einem oder mehreren Events. Die Event-Ebene umfasst alle im Event gestarteten Teilchenbahnen und Sekundärteilchenbahnen, die sogenannten Tracks. Auf der Track-Ebene werden alle Informationen über das Teilchen und seine Anfangs- und Endparameter organisiert. Die kleinste Ebene ist der Step. Steps sind diskrete Rechenschritte während eines Tracks, innerhalb derer die Bewegungsgleichungen für das Teilchen gelöst werden und verschiedene physikalische Prozesse passieren, wie Streuung an Restgas, oder die später vorgestellte Reflektion. Alle Parameter, die das Teilchen während eines Steps beeinflussen, sind auf dieser Ebene organisiert. Die Anzahl der zu verwendenden Steps in einem Track kann anhand bestimmter Kriterien festgelegt werden. Im Fall der Ionensimulation in der DPS2-F erweist es sich als sinnvoll, eine bestimmte Zahl von Steps pro Zyklotronperiode vorzugeben.

Für die Ionensimulation werden Runs mit mehreren Events gestartet. Da keine Sekundärteilchen betrachtet werden, enthält jedes Event einen Track. Auf der Step-Ebene ist durch Kassiopeia die Möglichkeit gegeben, die Simulation zeitlich zu optimieren. Um die Teilchenbewegung innerhalb eines Steps zu berechnen, stehen zwei grundlegende Möglichkeiten zur Auswahl.

• Zum Einen die Exact-Stepping-Methode, bei der die Lorentz-Gleichnung

$$\dot{\vec{r}} = \vec{v} \tag{5.11}$$

$$\dot{\vec{v}} = q\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right)$$
(5.12)

mittels implementierter numerischer Lösungsverfahren gelöst wird,

• zum Anderen die Adiabatic-Stepping-Methode, bei der die Differentialgleichungen

$$\dot{\vec{x}} = \hat{B}v_{long} \tag{5.13}$$

$$\dot{v}_{long} = -\frac{\mu}{\gamma} \left(\vec{\nabla} |\vec{B}| \right) \hat{B} + q \vec{E} \cdot \hat{B}$$
(5.14)

gelöst werden.

Die Adiabatic-Stepping-Methode kann für den Fall adiabatischer Führung geladener Teilchen angewendet werden. In diesem Fall bleibt das magnetische Moment μ erhalten. Dies gilt, wenn sich das magnetische Feld innerhalb eines Zyklotronumlaufs des Teilchens wenig ändert (Kapitel 2). Es reicht dann aus, die Bewegung des Zyklotronzentrums der Teilchenbewegung zu betrachten. Es bewegt sich immer entlang der Magnetfeldlinien \hat{B} mit der Geschwindigkeit v_{long} . Die Abweichungen davon, beispielsweise durch Gyration oder Drifts, können durch entsprechende Prozesse addiert werden. Die Adiabatic-Stepping-Methode kann demzufolge für Ionen in den wohldefinierten Bereichen der DPS2-F angewendet werden, die kleine elektrische Felder enthalten, wie die Strahlrohrabschnitte ohne Dipole und Pumpbereiche. In diesen Bereichen sind Ionen sehr langsam. Innerhalb des ersten Strahlrohrabschnitts würde zum Beispiel ein 4 meV-Ion aus der WGTS eine Größenordnung von 10^4 Zyklotronumläufen machen.

Zwar unterscheiden sich diese Verfahren im zeitlichen Aufwand bei der Berechnung einzelner Steps nicht wesentlich, allerdings liefert die Adiabatic-Stepping-Methode schon bei räumlich viel größeren Steps als die Exact-Stepping-Methode sinnvolle Ergebnisse. Die Exact-Stepping-Methode benötigt mehrere Steps pro Zyklotronumlauf, um überhaupt zu
konvergieren. Durch den Einsatz der Adiabatic-Stepping-Methode in den genannten Gebieten kann eine deutliche Ersparnis an Rechenzeit bei gleichwertigen Ergebnissen erzielt werden.

Die Reflektion von Teilchen ist ebenfals in KTrack intgegriert. Über die Reflektion von Teilchen durch den Gasfluss aus der WGTS sind derzeit keine Aussagen möglich. Im Strahlrohrabschnitt E wird die Endkappenelektrode des FT-ICR-Massenspektrometers als elektrostatischer Spiegel benutzt. Um die Reflektion zu simulieren wird der Prozess KTrackReflection hinzugefügt. Er kehrt die Impulse von Teilchen um, die eine Grenzfläche überschreiten. In der späteren Simulation werden die Reflektionsflächen an den Endkappenelektroden von den im ersten und letzten Rohrabschnitt installierten FT-ICR plaziert.

5.7. Konfiguration von Kassiopeia

Die Konfiguration von Kassiopeia erfolgt durch thematisch getrennte Konfigurationsdateien. Hierbei werden Objekte mit Namen und Eigenschaften definiert. Eine sehr nützliche Option ist die Definition von Gebieten. Innerhalb eines Gebiets können Einstellungen individuell angepasst werden. Für die Ionensimulation ist es in diesem Zusammenhang sinnvoll Gebiete einzuführen, die sich an den Potentialkarten orientieren, da sich die Anforderungen an die Berechnung in diesen Gebieten unterscheiden. Die DPS2-F setzt sich daher aus 11 Gebieten zusammen, deren Grenzflächen mit Gitterebenen der Potentialkarten senkrecht zur z-Achse übereinstimmen. Die Grenzen der Gebiete sowie die wichtigsten Konfigurationsparameter sind in Tabelle 5.2 gegeben.

Die Anzahl der Steps pro Zyklotronumlauf wird durch Betrachtung der Energieerhaltung eines Teilchens bestimmt. Ist die Energieerhaltung gegeben, kann die Bahnberechnung als zuverlässig angesehen werden. Obwohl die Grenzen der Gebiete mit Potentialgitterflächen übereinstimmen, treten an den Grenzflächen, unabhängig von der Anzahl der Steps, kleine Potentialsprünge auf. Die Untersuchung einzelner niederenergetischer Ionen mit einer minimalen Energie von 0, 1 meV ergibt eine hinreichend gute Energieerhaltung, die maximal um 2% verletzt ist. Der Effekt wird für Ionen mit höheren Energien schnell vernachlässigbar. Auf die beobachteten Teilchenbahnen hat dies keine bemerkbaren Auswirkungen. Die Bestimmung der Energieerhaltung ist recht Speicheraufwändig, da jeder einzelne Step eines Ions gespeichert werden muss. Deswegen ist hier keine statistische Auswertung durchgeführt worden.

Im Vergleich dazu ist die Energieerhaltung innerhalb eines Gebiets mit einer Verletzung von maximal 10^{-4} sehr gut, wenn das Teilchen sich kurz vor der Elektrode aufhält. Die verwendete Konfiguration ist in Tabelle 5.2 aufgeführt.

5.8. Simulationen und Erkenntnisse

5.8.1. Verifizierung von Simulation und $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift

Mit den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Werkzeugen kann nun eine erste Simulation durchgeführt werden. Zur Veranschaulichung wird zunächst exemplarisch eine einzelne T^+ -Ionenbahn untersucht. Das Ion wird mit 10meV bei (0,033 m; 0 m; -0,276 m), also am äußeren Rand des Flußschlauchs, gestartet. In Abbildung 5.19 ist zu sehen, wie das Ion in die negative x-Richtung abgelenkt wird und im Strahlrohrabschnitt D neutralisiert wird. Es durchläuft bis dahin 16 Mal Strahlrohrabschnitte mit Dipolen. Aus Abbildung 5.20 kann entnommen werden, dass das Ion im Dipolfeld bei jedem Durchlauf, abhängig von der Position, um einige Millimeter abgelenkt wird. Damit passt die Ionenbahn gut mit den Simulationen und Berechnungen aus [Rei09] zusammen.

Für eine erste Monte-Carlo-Simulation werden 100000 He^+ -, T^+ -, T_3^+ - und T_5^+ -Ionen mit PAGEGeneratorWGTSIons erzeugt. Die Berechnung wird in 200 Paketen von je 2000



Abbildung 5.19.: Beispielhafte Darstellung einer Ionenbahn. Die Blickrichtung ist die positive z-Richtung und geht vom Pumpbereich 2 aus. Das Ion wird durch die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift sichtbar bogenförmig von links nach rechts abgelenkt und im Strahlrohrabschnitt D neutralisiert.



Abbildung 5.20.: Ionenbahn in Strahlrohrabschnitt C. In diesem vergrößerten Ausschnitt der Ionenbahn aus Abbildung 5.19 ist die Wirkung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift deutlich zu erkennen. Bei jedem Durchgang durch das Dipolfeld beträgt die Ablenkung ca. 5 mm in die negative *x*-Richtung.

Bezeichung	z-Koordinate (m) von bis		Potentialgitter Abstand (mm)	Art der Berechnung	Steps pro Zyklotronumlauf
Abschnitt A	-3,294	-2,225	5	adiabatisch	0,2
Pumpbereich 1	-2,225	-1,88	5	adiabatisch	2
Abschnitt B1	-1,88	-1,38	2	exakt	40
Abschnitt B2	-1,38	-0,87	2	exakt	40
Pumpbereich 2	-0,87	-0,53	5	adiabatisch	2
Abschnitt C	-0,53	0, 53	2	exakt	40
Pumpbereich 3	0, 53	0,87	5	adiabatisch	2
Abschnitt D1	0,87	1,38	2	exakt	40
Abschnitt D2	1, 38	1,88	2	exakt	40
Pumpbereich 4	1,88	2,225	5	adiabatisch	2
Abschnitt E	2,225	3,294	5	adiabatisch	0,2

Tabelle 5.2.: Übersicht über die in Kassiopeia definierten Bereiche. Zur Orientierung sind die Abbildungen 5.1 und 5.9 hilfreich.

Events parallelisiert und dauert bis zu ca. 7 Tage für He^+ und T^+ auf dem TESLA-Cluster. Einige dieser Ionen, das heißt ein Anteil von 0% bis 2%, werden bei der Anaylse diskriminiert, weil sie in Potentialfluktuationen gefangen sind.

In Abbildung 5.21 ist gut zu erkennen, dass die Ionen die theoretischen Erwartungen erfüllen und stets in Richtung der negativen *x*-Achse hin abgelenkt und neutralisiert werden. Die meisten Ionen treffen dabei auf die Keramikröhrchen unterhalb der Dipole auf (Abbildung 4.1) und einige werden an den hervorstehenden Bälgen neutralisiert. Wenige Ionen werden außerhalb der Dipolabschnitte eliminiert, wenn sie durch die Dipole aus dem Flusschlauch herausgedrängt wurden und gegen die Kanten zu den Pumpbereichen oder gegen die FT-ICR in den äußeren Strahlrohrabschnitten treffen.

Eine weitere Betrachtung, die zur Bestätigung des Modells sinnvoll ist, basiert auf der Verteilung der Weglängen der Ionen bis zu ihrer Eliminierung. In Abbildung 5.22 ist ein Histogramm der Weglängen der simulierten Ionen dargestellt. Die Abhängigkeit der Zahl der Dipoldurchgänge von der Ionenmasse ist deutlich zu erkennen. Der größte Anteil von Ionen wird innerhalb der Dipolfelder neutralisiert. Die Positionen der Peaks stimmen genau mit den Abständen der Dipolabschnitte zueinander überein. Drei Peaks entsprechen einem vollständigen Durchgang durch die DPS2-F. Teilt man für jede Ionenart die mittlere Weglänge durch die Breite von drei Peaks, erhält man die Anzahl der Durchgänge durch die DPS2-F. Einem Durchgang durch die DPS2-F entsprechen drei Dipoldurchgängen.

Die Anzahl der Dipoldurchgänge wird in Tabelle 5.2 mit den Ergebnissen der Simulation in [Rei09] verglichen. In [Rei09] wurde nur ein einzelner Strahlrohrabschnitt simuliert, das elektrische Feld auf eine andere Weise berechnet und die Startenergie von Ionen auf einen konstanten Wert von 3 eV festgelegt. Diese Parameter sollten die Zahl der Durchgänge kaum beeinflussen, da Ionen nur in Dipolfeldern abgelenkt werden, das Ergebnis der Feldberechnung gleich sein sollte und die kinetische Energie von Ionen im Dipolfeld mit bis zu 100 eV viel größer ist als die Startenergie. In Tabelle 5.3 ist eine Gegenüberstellung gegeben. Die aufgetretenen Unterschiede kommen dadurch zustande, dass in [Rei09] Ionen homogen im gesamten Flußschlauch mit festen Winkeln zur Strahlachse gestartet wurden. Die mit KSGeneratorWGTSIons erzeugte Ionenverteilung ist zur Strahlrohrmitte hin zentrierter, sodass Ionen dadurch im Mittel früher neutralisiert werden.

Die Simulation kann damit in ihrer Umsetzung als verlässlich eingestuft werden. Es gibt allerdings einige Verbesserungsvorschläge, die das Modell betreffen. Diese werden in Abschnitt 5.8.4 diskutiert. Außerdem konnte gezeigt werden, dass die Funktionsweise der Dipole gut verstanden ist und keine überaschenden Effekte auftreten.

67



Abbildung 5.21.: Darstellung der Endpunkte der Ionenbahnen für T_3^+ . Erwartungsgemäß verteilen sich die Endpositionen der Ionenbahnen (rot) entlang der Keramikröhrchen. Da die Endunkte im Vordergrund liegen, sind sie zu sehen, obwohl sie unterhalb der Elektroden liegen. Ein Anteil der Ionen trifft auch auf die Bälge in der Strahlrohrmitte. Andere werden im Dipolfeld aus dem Flußschlauch gedrängt und an den Kanten zu den Pumpbereichen hin oder an den FT-ICR in den äußeren Abschnitten neutralisiert.

Tabelle 5.3.: Vergleich der Anzahl der Dipoldurchgänge dieser Simulation und der
in [Rei09]. Die Ergebnisse stimmen qualitativ überein. Die Abweichungen lassen sich durch
unterschiediche Simulationsparameter erklären, die im Text diskutiert werden.

Ionenart	mittlere Weglänge (m)	Dipoldurchgänge	Dipoldurchgänge [Rei09]
He^+	14,95	6,73	-
T^+	15,01	6,76	7,97
T_3^+	8,91	4,01	4,84
T_5^+	6,67	3,00	3,98



Abbildung 5.22.: Verteilung der Weglängen von He^+ -, T^+ -, T^+_3 - und T^+_5 -Ionen bei 100 V Dipolspannung. Die auf der Längsachse abzulesende Weglänge entspricht recht genau der zurückgelegten Weglänge des Zentrums der Zyklotronbewegung von Ionen. Die Abstände der Peaks entsprechen den Abständen der Dipolabschnitte. Die Breite der Peaks lässt sich durch die Länge der Dipolfelder und die unterschiedlichen Startparameter der einzelnen Ionen erklären. Schwere Ionenarten werden eher eliminiert als leichte, da sie bei gleicher Energie langsamer sind und somit mehr Zeit im Dipolfeld verbringen. In [Rei09] bestätigt sich die vorhergesagte $\frac{1}{\sqrt{m}}$ -Abhängigkeit der Ablenkung näherungsweise. Die Ergebnisse dieser Simulation sind mit denen in [Rei09] vergleichbar und stimmen qualitativ überein.

5.8.2. Lebensdauer und Ladungsdichte von Ionen

Eine wichtige Größe, die aus der Ionensimulation gewonnen werden kann, ist die mittlere Lebensdauer τ_{Dipol} von Ionen, wenn diese nur durch die Dipole begrenzt wird. In Kapitel 3 findet sich eine Abschätzung für Speicherzeiten, die zu einer merklichen Beeinflussung der systematischen Fehler führen würde. Diese befindet sich im Bereich einiger Sekunden. Nachdem im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, dass das Dipolsystem Ionen auf die vorhergesagte Weise eliminieren kann, soll die folgende Untersuchung zeigen, ob das Dipolsystem dabei effektiv genug ist und welchen Einfluss dabei die Parameter Ionentemperatur und Dipolspannung haben.

Für eine statistische Analyse von $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ ist es vollkommen ausreichend, 10000 Ionen pro Ionenart zu simulieren. Aus Tabelle 5.4 geht hervor, dass die berechneten Werte sich nur im Prozentbereich unterscheiden, wenn die Anzahl der simulierten Ionen pro Ionenart von 100000 um einen Faktor 10 reduziert wird.

Der grundlegende Parameter für die weiteren Berechnungen ist $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$, der aus der Mittelung der Verteilungen der Lebensdauern gewonnen wird. In Abbildung 5.23 sind derartige Verteilungen für die 100 V-Konfiguration bei 30 K gegeben. Trotz der unterschiedlichen Verläufe für verschiedene Ionenarten weichen die Mittelwerte kaum voneinander ab. Zwar brauchen größere Ionen-Cluster typischerweise weniger Dipoldurchgänge (Abbildung 5.22) und werden somit räumlich früher neutralisiert, allerdings wird dieser Faktor durch die geringere Geschwindigkeit der Cluster in den Außenabschnitten und den Pumpbereichen, zumindest für die behandelten Cluster, wieder ausgeglichen. Die im Vergleich zu T_3^+ kürzere Speicherzeit von T_5^+ ist durch die zentralere Anfangsverteilung von T_5^+ erklärbar (Abbildungen 5.13 und 5.14). Ionen am Flußschlauchrand brauchen im Mittel mehr Dipoldurchgänge bis zur Neutralisierung [Rei09].

Um die Abhängigkeit von $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ von der Dipolspannung zu untersuchen werden Simulationen mit 50 V, 100 V, 150 V und 200 V Dipolspannung und je 10000 Ionen pro Spezies durchgeführt. In Tabelle 5.4 sind alle Ergebnisse aufgelistet. Zunächst ist erkennbar, dass mit wachsender Spannung auch die Zahl der Teilchen wächst, die trotz eines Mindestimpulses in Potentialfluktuationen gefangen sind. Diese Tatsache wird in Abschnitt 5.8.4 näher diskutiert. Die gefangenen Ionen werden von der Analyse ausgeschlossen, da sie keine Information zu $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ beitragen. Der Anteil beträgt allerdings maximal 6%.

In Abbildung 5.24 ist der Einfluss der Dipolspannung auf die Verteilung der Lebensdauer am Beispiel von T_3^+ dargestellt. Erwartungsgemäß steigt bei Erhöhung der Spannung der erste Peak, da Ionen stärker abgelenkt werden. $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ wird von der Zeit, die Ionen in den Außenabschnitten und den Pumpbereichen zubringen, dominiert. Somit hat die Dipolspannung keinen Einfluss auf die Lage des Peaks. Die Abhängigkeit von $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ von der Dipolspannung kann wie folgt abgeschätzt werden.

$$\tau_{\text{Dipol}} \approx \frac{\sigma}{v_0}$$
 (5.15)

$$\sigma \approx \frac{b}{S} L_{\rm DPS}$$
 (5.16)

 $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ hängt von der Anfangsgeschwindigkeit v_0 eines Ions und der Weglänge σ ab, die es bis zur Eliminierung zurücklegt.Die Größe *b* ist die Länge des Bogens, die das Ion bis zur Eliminierung in azimutaler und radialer Richtung zurücklegt und *S* beschreibt die Strecke der Ablenkung beim Dipoldurchgang. Somit entspricht σ ungefähr $\frac{b}{S}$ Durchgängen durch die DPS2-F mit der Länge L_{DPS} . In [Rei09] ist eine Abschätzung gegeben für eine Flugbahn des Ions entlang der Strahlrohrmitte. Dort ist $S \propto \sqrt{U_{\text{Dipol}}}$, wobei U_{Dipol} die angelegte Dipolspannung ist.

Nach dieser Vereinfachung wäre $\tau_{\text{Dipol}} \propto U_{\text{Dipol}}^{-0.5}$. Die aus der Simulation erhaltenen τ_{Dipol} werden mit der Dipolspannung aufgetragen und auf Grund der vorhergehenden Diskussion



Abbildung 5.23.: Verteilung der Lebensdauer für verschiedene Ionenarten. Die Simulation enthält 100000 Ionen pro Spezies bei 30 K. Wie in Abbildung 5.22 sind hier Peaks zu erkennen, die die Zeiten kennzeichnen, zu denen sich vermehrt Ionen in den Dipolfeldern der mittleren Strahlrohrabschnitte aufhalten, wo sie eliminiert werden können. Durch die Tatsache, dass Ionen in den äußeren Strahlrohrabschnitten ohne Dipole nicht eliminiert werden, lässt sich der hügelige Verlauf der Lebensdauer im Histogramm erklären. Für die Ionenspezies He^+ und T^+ sind drei mit Pfeilen gekennzeichnete Hügel zu erkennen, die auf Grund der Breite der anfänglichen Geschwindigkeits- und Winkelverteilung mit der Zeit zerlaufen. Der Abstand der Hügel bestimmt die charakteristische Zeit, die diese Ionen für einen Durchgang durch die DPS2-F brauchen. Die Verteilungen der verschiedenen Ionenspezies sind versetzt und verzerrt, da größere Ionen-Cluster langsamer sind.



Abbildung 5.24.: Verteilung der Lebensdauer für verschiedene Dipolspannungen. Die Simulation enthält 10000 Ionen pro Spezies bei 30 K. Es ist gut zu erkennen, wie immer mehr Ionen unter dem Einfluss der Dipolspannung beim ersten DPS2-F-Durchgang neutralisiert werden. Die Lage der Peaks verändert sich nicht, da die Spannung keinen Einfluss auf die Geschwindigkeit der Ionen außerhalb des Dipolfeldes hat.



Abbildung 5.25.: Spannungsabhängigkeit von $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ für WTGS-Ionen. Die Spannungsabhängigkeit lässt sich gut durch die angegebenen Funktionen ausdrücken. Das Verhalten der verschiedenen Ionenarten ist sehr ähnlich.

ein Zusammenhang $\tau_{\text{Dipol}} = a \cdot U^b_{\text{Dipol}}$ mit den Parametern *a* und *b* gesucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.25 zu sehen. In Anbetracht der Tatsache, dass die Geometrie für die Annahme stark vereinfacht ist, entsprechen die Kurven gut den Erwartungen. Die Verläufe für die einzelnen Ionenarten sind näherungsweise gleich. Mit dem gefundenen Zusammenhang kann nun die Effektivität der Ionenunterdrückung bei einer Erhöhung der Dipolspannung eingeschätzt werden.

Die Ergebnisse aus Tabelle 5.4 lassen eine qualitative Aussage über die Auswirkung einer Fehleinschätzung der Temperatur auf die simulierten Daten zu. Ein Vergleich der Werte aus den Simulationen bei Temperaturen von 30 K und 70 K ergibt, dass Ionen bei höheren Temperaturen schneller eliminiert werden. Dies folgt aus der temperaturbedingten Erhöhung der Startgeschwindigkeiten von Ionen, die dadurch weniger Zeit in den Randabschnitten und Pumpbereichen der DPS2-F zubringen. Falls es auf dem Weg von Ionen aus der WGTS, die auf 30 K gekühlt ist, zur DPS2-F, mit 70 K, zu einer Aufheizung der Ionen kommt, stellt die Temperatur eine von mehreren Unsicherheiten der Simulation auf der Quellseite dar.

Die in Abschnitt 3.2.2 berechnete Obergrenze für die Speicherzeit $\tau = 10$ s von Ionen in der DPS2-F im Hinblick auf die Begrenzung von Raumladungspotentialen wird mit dem Dipolsystem deutlich unterschritten (Tabelle 5.4). Bei allen Spannungen liegt $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ in der Größenordnung 10^{-2} s. Sowohl $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ als auch das resultierende Raumladungspotential liegen damit im Promillebereich der Grenzwerte. Hinzu kommt, dass Ionen auch mit Restgas rekombinieren können, was die gesamte Speicherzeit weiter einschränkt. Die Bedingung, dass nicht zu viele Tritiumkerne in ionisierter Form vorliegen dürfen, ist ebenfalls erfüllt. Sollte kein bisher unberücksichtigter Effekt auftreten, ist das Dipolsystem zur Ionenunterdrückung gut geeignet.

geleitete Neben uulation salische																
ie $\overline{\tau}_{\text{Dipol}}$ sowie weitere abgel lungspotential nach (3.37). I ardem hervor, dass die Simu niniert, da sie keine physika et.	Raumladungspotential bei $r = 0 \ (mV)$	-1,03	-4,17	-86,55	-27,72	-119,48	-1,55	-6,26	-126,34	-41,01	-175,17	-1,03	-4,16	-85,99	-27,56	-118,73
lation berechne et, das Raumla en. Es geht auß i wurden diskrij Events berechn	Ionenanzahl in DPS2-F	$2,16\cdot 10^7$	$8,73\cdot 10^7$	$1, 81 \cdot 10^9$	$5,80\cdot 10^8$	$2,50\cdot 10^9$	$3,24\cdot 10^7$	$1,31\cdot 10^8$	$2,64\cdot 10^9$	$8,58\cdot 10^8$	$3,66\cdot 10^9$	$2,16\cdot 10^7$	$8,70\cdot 10^7$	$1,80\cdot 10^9$	$5,76\cdot 10^8$	$2,48\cdot 10^9$
s der Simu 30) berechn iliert worde igene Ionen eit nur 8000	Ladung (pC)	3,46	13,98	290,13	92, 95	400,53	5,19	20,99	423,51	137,48	587, 16	3,46	13,94	288,23	92, 37	397,99
Tabelle 5.4.: Ergebnisse der Simulationen mit WGTS-Ionen . Es sind der primär aus Parameter für verschiedene Konfigurationen dargestellt. Die Ladung wurde nach Gleichung (3.3) der Abhängigkeit von der Dipolspannung sind auch zwei verschiedene Ionentemperaturen simul von 10000 Ionen für eine statistische Analyse ausreichend ist. In Potentialfluktuationen gefang Aussagekraft haben. Bei den mit * gekennzeichneten Feldern wurden aus Gründen der Rechenzei	Lebensdauer $\bar{\tau}_{\text{Dipol}} \text{ (ms)}$	13,87	13,98	15,27	14,30	14,36	20,76	20,99	22,29	21,15	21,30	13,83	13,94	15,17	14,21	14,29
	Ionentemperatur (K)	30					30					30				
	Dipolspannung (V)	100					50					100				
	Ionenanzahl zur Auswertung	99964	99971	99116	98289	397340	8000	8000	9952	9880	35832	9666	9666	6066	9828	39729
	Ionenart	He^+	T^+	T_3^+	T_5^+	Gesamt	He^{+*}	T^{+*}	T_3^+	T_5^+	\tilde{Gesamt}	He^+	T^+	T_3^+	T_5^+	Gesamt

73

fortgesetzt auf nächster Seite

fortgesetz	t von vorheriger Se	ite					
Ionenart	Ionenanzahl zur Auswertung	Dipolspannung (V)	Ionentemperatur (K)	Lebensdauer $\bar{\tau}_{\rm Dipol} \ ({\rm ms})$	Ladung (pC)	Ionenanzahl in DPS2-F	Raumladungspotential bei $r = 0 \ (mV)$
He^+	9980	150	30	10,79	2,70	$1,68\cdot 10^7$	-0,81
T^+	9266			10,92	10,92	$6,82\cdot 10^7$	-3,26
T_3^+	9868			11,84	224,96	$1,40\cdot 10^9$	-67,11
T_5^+	9747			11,04	71,76	$4,48\cdot 10^8$	-21,41
Gesamt	39571			11,15	310, 34	$1,94\cdot 10^9$	-92,58
He^+	9965	200	30	9,14	2,29	$1,43\cdot 10^7$	-0,68
T^+	0266			9,19	9,19	$5,74\cdot 10^7$	-2,74
T_3^+	9808			9,81	186, 39	$1,16\cdot 10^9$	-55,61
T_5^+	9617			9,07	58,96	$3,68\cdot 10^8$	-17,59
Gesamt	39360			9,30	256,82	$1,60\cdot 10^9$	-76,62
He^+	6966	100	20	11,26	2,815	$1,76\cdot 10^7$	-0,84
T^+	9965			11,33	11,33	$7,07\cdot 10^7$	-3,38
T_3^+	9026			12,04	228,76	$1,43\cdot 10^9$	-68,25
T_5^+	9595			11,26	73,19	$4,57\cdot 10^8$	-21,83
Gesamt	39235			11,47	316,10	$1,97\cdot 10^9$	-94,30

5.8.3. Simulation des Testexperiments

Die bisher verwendeten Simulationswerkzeuge werden nun verwendet um Vorhersagen über das geplante Ionen-Testexperiment an der DPS2-F zu machen. Die hier mit Kassiopeia untersuchte Konfiguration ist identisch mit der in Abschnitt 5.8 mit dem Unterschied, dass der Teilchengenerator modifiziert wird. Der für die Simulation des Testexperiments geschriebene Generator KSGeneratorIonsource erzeugt Teilchen mit einer gaußförmigen Energie- und Winkelverteilung homogen auf einer Kreisfläche mit einem Radius von 1,5 cm, die der Photokathode in der Ionenequelle entspricht.

Die Startenergie ist auf einen festen Wert von 30 eV festgelegt und stellt eine typische im Testexperiment umsetzbare Konfiguration der Ionenquelle dar. Die hier erzeugten Ionen haben damit eine viel höhere Energie als die mit den an die WGTS angepassten Werte des KSGeneratorWGTSIons-Generator erzeugten. Damit werden die Ionen aus der Ionenquelle nicht mehr durch Potentialfluktuationen oder -sprünge an den Übergängen der Potentialkarten beeinflusst.

Bei der Wahl des Startwinkels wurden die Impulskomponenten senkrecht zur Strahlachse vernachlässigt. Dies ist gerechtfertigt, da die Ionen zwar zunächst die thermische Geschwindigkeitsverteilung des Gases annehmen in dem sie entstehen, aber dann durch die Elektroden der Ionenquelle stark in axialer Richtung beschleunigt werden. Beim Austritt aus der Ionenquelle ist die axiale Geschwindigkeitskomponente durch das elektrische Feld viel größer als die Komponente senkrecht zur Strahlachse durch die thermische Bewegung.

Die Ionen werden im Testexperiment aus zunächst neutralem Deuterium-, Stickstoff- und Neongas erzeugt. Die dabei nachweisbaren Ionenarten D_2^+ , D_3^+ , N^+ , N_2^+ , Ne^+ und Ne_2^+ werden bei den vier in Abschnitt 5.8 benutzten Dipolspannungen simuliert. Pro Ionenart werden wiederum 10000 Teilchen erzeugt. Die Ergebnisse dieser Simulation können der Tabelle 5.5 entnommen werden. Wie in Abbildung 5.26 dargestellt, zeigt sich eine ähnliche Abhängigkeit der Lebensdauer von der Dipolspannung wie in Abbildung 5.25. Eine Massenabhängigkeit der Lebensdauer ist nicht feststellbar, da ein Ion mit großer Masse zwar einen kürzeren Weg bis zur Neutralisierung zurücklegt, dafür aber seine Geschwindigkeit gleichermaßen kleiner ist. Diese Tatsache ist ebenfalls Tabelle 5.5 zu entnehmen.

Für das Ionen-Testexperiment lassen sich aus der Simulation folgende Schlüsse ziehen

- Die mittlere Lebensdauer von Ionen liegt bei allen Dipolspannungen im Bereich von 10⁻⁴ s. Bei voller Funktionalität der Dipole sollte sich innerhalb weniger Millisekunden ein Gleichgewichtszustand eingestellt haben. Stellt sich der Gleichgewichtszustand nicht oder viel langsamer ein, kann dies ein Anzeichen für eine Aufladung der Keramikröhrchen sein (Abschnitt 4.2). Durch das dadurch entstehende Potential kann die Effektivität der Dipole variieren und kleiner werden. Wenn ein solcher Effekt beobachtbar ist, muss eine Alternative zur entwickelten Titanoxid-Beschichtungen gefunden werden.
- Stellt sich der Gleichgewichtszustand wie erwartet ein, ist es nicht möglich, mit den FT-ICR-Massenspektrometer den zeitlichen Verlauf der Ionenanzahl aufzulösen. Es daher sinnvoll die Anzahl der Ionen im Gleichgewichtszustand wiederholt über einen längeren Zeitraum mit den FT-ICR-Fallen bei konstantem Ionenstrom aus der Quelle zu messen.
- Im Hinblick auf einen Vergleich mit der Simulation kann der gesamte Ionenstrom I_0 aus der Quelle bei einer Energie von 30 eV und die Ionenladung im Gleichgewicht \tilde{Q} bestimmt werden und mit $\tau_{Dipol} = I_0/\tilde{Q}$ auf die Lebensdauer der Ionen rückgeschlossen werden. Da in der Ionenquelle verschiedene Ionenverbindungen entstehen und diese durch Messung von I_0 nicht unterschieden werden können, müssen beim

Tabelle 5.5.: Ergebnisse der Simulationen des Testexperiments. Es wurden für D_2^+ , D_3^+ , N^+ , N_2^+ , Ne^+ und Ne_2^+ jeweils 10000 Ionen simuliert. Die Massen der Ionenarten decken mit $M_{D_2^+} = 0, 69 \cdot 10^{-27}$ kg, $M_{D_3^+} = 1, 00 \cdot 10^{-26}$ kg, $M_{N^+} = 2, 33 \cdot 10^{-26}$ kg, $M_{N_2^+} = 4, 65 \cdot 10^{-26}$ kg, $M_{Ne^+} = 3, 35 \cdot 10^{-26}$ kg und $M_{Ne_2^+} = 6, 70 \cdot 10^{-26}$ kg einen großen Bereich ab. Wie an den Ergebnissen in 5.4 erkennbar, ist keine Massenabhängigkeit festzustellen. Die Ionen haben Lebensdauern in der Größenordnung 10^{-4} s. Im Vergleich zur Simulation aus Abschnitt 5.8 haben die Ionen hier um ungefähr einen Faktor 1000 höhere Energien von 30 eV, wodurch sie die Strecken zwischen den Dipolfeldern schneller überwinden. Gleichzeitig ist ihre Startenergie nicht mehr Vernachlässigbar im Vergleich zur potentiellen Energie der Dipolfelder, wodurch Ionen die Dipolfelder ebenfalls schneller überwinden. Insgesamt sind die Lebensdauern dieser Simulation um einen Faktor geringer der ungefähr dem Verhältnis der Ionengeschwindigkeiten $v_{Test}/v_{WGTS} = \sqrt{E_{Test}/E_{WGTS}} \approx 30$ entspricht. Dies scheint der dominierende Einfluss zu sein.

Ionenart	Dipolspannung (V)	Lebensdauer $\bar{\tau}_{\text{Dipol}} (10^{-4} \text{s})$	Weglänge (m)
D_2^+	50	$6,\!55$	27,19
D_3^+		$6,\!55$	$22,\!21$
N^+		$6,\!57$	$14,\!62$
Ne^+		$6,\!56$	$12,\!17$
N_2^+		$6{,}53$	$10,\!29$
Ne_2^+		$6,\!52$	8,56
D_2^+	100	$3,\!55$	15,62
D_3^+		$3,\!56$	12,77
N^+		$3,\!53$	8,33
Ne^+		$3,\!50$	$6,\!90$
N_2^+		$3,\!51$	$5,\!87$
$\bar{Ne_2^+}$		$3,\!48$	$4,\!85$
D_2^+	150	$2,\!55$	11,67
D_3^+		$2,\!54$	9,51
N^+		$2,\!53$	$6,\!22$
Ne^+		$2,\!50$	$5,\!14$
N_2^+		$2,\!47$	$4,\!31$
Ne_2^+		$2,\!45$	3,57
D_2^+	200	$2,\!03$	9,58
D_3^+		2,01	7,75
N^+		$2,\!00$	5,07
Ne^+		1,96	$4,\!17$
N_2^+		1,96	$3,\!54$
Ne_2^+		$2,\!10$	3,12

Vergleich mit der Simulation die gemessenen Ladungen aller Verbindungen addiert werden. Die Lebensdauer aller Ionenarten ist ungefähr gleich groß.

Mit Hilfe der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Messgeräte würde folgender Messmodus wichtige Parameter des Verhaltens von Ionen in der DPS2-F liefern. Für jede Gasart wird die Dipolspannung schrittweise um einige Volt erhöht. Bei jedem Spannungsschritt wird die gleiche nachfolgend aufgelistete Routine ausgeführt:

- 1. Messung des Ionenstroms I_0 mit dem in Pumpbereich 1 befindlichen Faraday-Cup bei eingeschalteter Ionenquelle, bis ein konstanter Strom erreicht ist.
- 2. Messung des Ionenstroms mit dem Faraday-Cup im Strahlrohrabschnitt E zum Überprüfen der Strahlführung. Bei höheren Spannungen beziehungsweise schwereren Ionenarten ist zu erwarten, dass nur ein Bruchteil von I_0 oder überhaupt kein Strom mehr zu messen ist (Tabelle 5.5).
- 3. Die Endkappenelektrode der FT-ICR-Falle im Strahlrohrabschnitt E wird auf Potential gesetzt. Ähnlich wie im KATRIN-Messbetrieb werden Ionen dann zwischen dem Potential der Zylinderelektrode der Ionenquelle und dem Potential der FT-ICR-Enkappenelektrode hin- und her reflektriert.
- 4. Wiederholte Messung der Anzahl aller zu erwartenden Ionenarten über einen Zeitraum von mehreren Minuten, um neben den Ionenanzahlen auch die Stabilität der Dipolleistung zu überprüfen. Dabei kann nur die FT-ICR-Falle im Strahlrohrabschnitt E verwendet werden, damit der Gleichgewichtszustand so wenig wie möglich gestört wird.



Abbildung 5.26.: Spannungsabhängigkeit von $\bar{\tau}_{\text{Dipol}}$ für Ionen aus der Ionenquelle. Wie auch in Abbildung 5.25 lässt sich die Spannungsabhängigkeit gut durch die angegebenen Funktionen ausdrücken. Die Massenabhängigkeit für die einzelnen Ionen ist so gering, das der angegebene Fit für alle Ionenspezies gilt. Insgesamt ist die Spannungsabhängigkeit der Lebensdauer hier stärker als in Abbildung 5.25.

Eine solche Messung könnte in einem Zeitraum von einem Tag durchgeführt werden und würde essentielle Informationen über die Ionendynamik im Dipolmodus liefern. Mit den gewonnenen Daten kann die Lebensdauer $\tau_{Dipol} = I_0/\tilde{Q}$ von Ionen als allgemeiner aussagekräftiger Parameter bestimmt werden und mit Simulationen verglichen werden. Bei guter Übereinstimmung kann davon ausgegangen werden, dass eine modifizierte Version der WGTS-Ionensimulation zuverlässige Vorhersagen der Ionen- und Ladungsdichte im Messbetrieb des KATRIN-Experiments erlaubt. Dafür müsste das Modell der Ionenerzeugung sowie das der Ionenreflektion am Gasstrom aus der WGTS weiter verbessert werden.

5.8.4. Verbesserungsvorschläge

Obwohl hier die grundlegenden Werkzeuge für eine zuverlässige Ionensimulation anhand eines Modells in der DPS2-F entwickelt wurden, fehlen zu einer vollständigen und quantitativen Simulation von Ionen weitere Schritte.

Zum Einen resultieren Unsicherheiten der Simulation aus dem Modell der Feldberechnung. Der Einbezug geometrischer Details wie Bälge, FTI-CR-Einheiten und der elektrostatische Spiegel würden in diesem Bereich die Genauigkeit verbessern. Allerdings ist die Komplementierung dieser Details sehr aufwändig, da bei der Modellierung viele zusätzliche Elektrodensegmente benötigt werden, die eine vergleichsweise kleine Auswirkung auf das Feld haben.

Das Problem der gefangenen Ionen könnte gelöst werden, indem generell mehr Elektrodensegmente verwendet werden würden. Die Tatsache, dass bei größeren Dipolspannungen mehr Ionen gefangen sind, spricht dafür, dass es sich bei den Potentialfluktuationen nicht um Rauschen in der Berechnung, sondern um eine Eigenschaft der Eingabedatei handelt. Durch geschickte Parallelisierung erscheint es möglich, auch Potentialkarten aus größeren Eingabedateien zu erstellen.

Die weitaus größten Unsicherheiten liegen allerdings bei der Modellierung der Quellseite. Die Anzahl von Ionen aus der WGTS sowie deren räumliche und energetische Verteilung kann nur mit Hilfe von experimentellen Daten und weiteren Simulationen präzisiert und für größere Cluster ausgebaut werden.

Eine sehr effektive Verbesserung der Ionensimulation wäre die Modellierung von Stoßprozessen der Ionen mit Tritiumgas. Eine Möglichkeit, derartige Stoßprozesse zu simulieren, ist mit dem Prozess KTrackScattering bereits in Kassiopeia implementiert und müsste modifiziert werden. Das Dichteprofil von Tritiumgas ist bis zum Eingang der DPS2-F ebenfalls berechnet. Mit Hilfe dieser Werkzeuge kann der tatsächliche Stoßprozess zwischen WGTS und DPS2-F nachgebildet und in einem weiteren Schritt um Ionenrekombination erweitert werden. Die aktuelle Näherung, dass Ionen ihren Impuls beim Durchgang durch eine Fläche umkehren, ist im Vergleich dazu grob.

Diese Vorschläge könnten einen weiteren wichtigen Beitrag liefern zum vollständigen Verständnis des Verhaltens von Ionen im KATRIN-Experiment.

Die Effektivität des Dipolsystems konnte im Rahmen der oben genannten Simulationsanalyse bestätigt werden. Obwohl das Dipolsystem die Speicherzeit von Ionen auf ein vertretbares Maß reduziert, müssen weitere potenziell gefährliche Effekte untersucht werden. Wird das Dipolfeld beispielsweise zu lange in einer Polungsrichtung betrieben, trennen sich positive und negative Ladungsträger, zu denen nicht nur Ionen sondern auch sekundäre Elektronen gehören, die in der Transportstrecke ebenfalls gefangen sind. Durch Umpolung des Dipolfelds können zwar negative Ionen ebenso effektiv wie positive entfernt werden, die Wirkung auf sekundäre Elektronen ist allerdings gering. Das Verfahren mit der zyklischen Dipolumpolung sowie die Implikationen, die durch die Raumladung sekundärer Elektronen entstehen, müssen noch untersucht werden.

Abgesehen von den wichtigen Vorhersagen im Vorfeld des KATRIN-Messbetriebs kann die Ionensimulation mit den genannten Verbesserungen auch weiterhin vielseitig eingesetzt

werden. Durch den Vergleich mit im Messbetrieb ermittelten Daten durch die FT-ICR-Massenspektrometer stellt sie ein zusätzliches Diagnosewerkzeug dar. Anhand mehrerer Beispiele wurde in den vorangangenen Kapiteln gezeigt, dass Ionen empfindlich auf Quellund Transportparameter wie Elektronen- und Ionentemperatur, elektrische und magnetische Felder sowie Ladungen und Potentiale reagieren. Würde eine Veränderung der Ionenkonzentration festgestellt werden, könnte man so die Ursachen überprüfen.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wichtige Erkenntnisse liefern. Auf breiter Basis wurde hier ein umfassendes, zum Teil quantitatives Verständis der Eigenschaften des Dipolsystems im Strahlführungselement DPS2-F und dem Verhalten von unterschiedlichen Ionenspezies entwickelt. Die verschiedenen Resultate und daraus abgeleiteten Schlussfolgerungen dieses Kapitels sind in der nachfolgenden Zusammenfassung dieser Arbeit aufgeführt.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Neutrinos sind ein wesentlicher Bestandteil zahlreicher Prozesse in den Bereichen der Kosmologie, Kern- und Teilchenphysik sowie insbesondere der Astroteilchenphysik. In diesem breiten Feld nehmen Neutrinos eine Schlüsselrolle zum Verständnis fundamentaler Physik ein. Dementsprechend ist das Neutrino zunächst Gegenstand umfangreicher aktueller Forschungsarbeiten.

Einer der in diesem Zusammenhang zentralen Parameter ist die Neutrinomasse. Obwohl im Standardmodell der Teilchenphysik nicht vorgesehen, erbrachten unabhängige Experimente durch den Nachweis der Flavour-Oszillation von Neutrinos, eindeutige Evidenzen für eine endliche Neutrinomasse. Bislang konnten Experimente eine Obergrenze für die Masse des Elektron-Anti-Neutrinos von $m_{\bar{\nu}_e} < 2,0 \,\mathrm{eV/c^2}$ [ADA⁺08] festlegen.

Das KATRIN-Experiment wird eine direkte und modellunabhängige Bestimmung von $m_{\bar{\nu}_e}$ mit einer Sensitivität von $m_{\bar{\nu}_e} < 0, 2 \,\mathrm{eV/c^2}$ (90% C.L.) ermöglichen. Dazu wird der Verlauf des Energiespektrums von Elektronen aus dem Tritium- β -Zerfall nahe des Endpunkts mit einer bisher unerreichten Präzision vermessen. Die Signalelektronen entstehen dabei in einer fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle (WGTS) und werden über eine Transportstrecke, bestehend aus einer differenziellen (DPS2-F) und einer kryogenen Pumpstrecke (CPS) zur Unterdrückung des Tritiumflusses, entlang magnetischer Feldlinien adiabatisch in Richtung der Spektrometersektion geführt. Hier werden sie durch einen elektromagnetischen Hochpassfilter (MAC-E-Filter) nach ihrer Energie selektiert und integral mit einem Detektor gezählt.

Die oben genannten β -Zerfälle und die Stoßionisierung von neutralem Tritiumgas erzeugen jedoch auch eine große Anzahl an Ionen in der Quelle. Durch komplexe elektrochemische Reaktionen entwickelt sich dabei eine Vielzahl verschiedener Ionenspezies und -Cluster, die auf Grund ihrer Ladung ebenso wie Elektronen durch die Magnetfelder der Transportstrecke geführt werden.

Ionen, die das Spektrometer erreichen, würden dort eine Untergrundrate erzeugen, welche die Signalrate um ein Vielfaches übertrifft. Um dies zu verhindern wird in der Transportstrecke ein elektrostatischer Spiegel installiert, der Ionen reflektiert. Eine Folge dieser Maßnahme ist ein sich akkumulierender Ionenstrom. Werden Ionen über zu lange Zeit innerhalb der Transportstrecke gespeichert bilden sie Raumladungspotentiale, die nicht abschätzbare systematische Effekte induzieren und damit ein Risiko für die Sensitivität des KATRIN-Experiments darstellen würden.

Zur Reduktion der Speicherzeit wird im Transportabschnitt DPS2-F ein permanent betriebenes Dipolsystem installiert, welches Ionen durch eine $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift aus dem Flußschlauch

drängt und dadurch effektiv eliminiert. Dieses Dipolsystem darf die Signalelektronen allerdings in keiner Weise beeinflussen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Design des Dipolsystems nach den genannten Kriterien weiterentwickelt, sodass es sowohl den speziellen geometrischen Anforderungen der DPS2-F als auch den elektromagnetischen Anforderungen des KATRIN-Experiments genügt.

In naher Zukunft wird die Funktionalität des Dipolsystems basierend auf dieser Arbeit in einem Testexperiment überprüft. Dazu werden Ionen aus einer Ionenquelle (ELIOTT) in die DPS2-F geleitet. Mit Hilfe von speziellen Ionen-Resonanz-Spektrometern (FT-ICR) wird die unter dem Einfluss des Dipolsystems für verschiedene Betriebsparameter entstehende Ionenanzahl gemessen.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Entwicklung von Methoden zur Erfassung des Verhaltens von Ionen im oben beschriebenen Dipolsystem. Um bereits im Vorfeld des KATRIN-Messbetriebs und des Testexperiments die Effektivitätdes Systems abschätzen zu können, wird die Simualtionssoftware Kassiopeia erweitert und verfeinert. Als Resultat dieser Untersuchung konnten eine Reihe qualitativer und quantitativer Erkenntnisse gewonnen werden, wie die nachfolgende Aufzählung verdeutlicht:

- Die durch das Dipolsystem induzierten elektrischen Potentiale und Felder wurden in der gesamten DPS2-F berechnet. Es wurden detaillierte Potentialkarten erstellt, die für weiterführende Simulationen zur Verfügung stehen.
- Es wurde ein Modell erstellt, welches den durch die WGTS verursachten Ionenstrom in der DPS2-F charakterisiert. Dieses Modell ist erweiterbar und kann mit einer genaueren Kenntnis der Ionisationsprozesse in der WGTS verbessert werden.
- Die Umsetzung der kompletten drei-dimensionalen Geometrie der DPS2-F erlaubt eine detaillierte Untersuchung der Stellen, an denen Ionen neutralisiert werden. Damit können Änderungen im Design der Einbauteile adaptiert und ihre Auswirkung auf Ionen analysiert werden.
- Es wurden verschiedene Ionenarten bis zu einer Cluster-Größe von T_5^+ bei verschiedenen Dipolspannungen und Temperaturen mit einer für die Statistik ausreichenden Anzahl simuliert.
- Die Bewegung von Ionen in der DPS2-F wurde anhand ihrer integralen Weglängen bis zur Neutralisierung charakterisiert.
- Durch den Parameter $\bar{\tau}_{Dipol}$ der Lebensdauer von Ionen im Dipolfeld können physikalische Ioneneigenschaften der DPS2-F wie Ionenanzahl und verursachtes Raumladungspotential beim späteren Messbetrieb des KATRIN-Experiments mit guter Präzision abgeschätzt werden.
- Die prinzipielle Eignung des Dipolsystems zur effektiven Ionenunterdrückung konnte bestätigt werden.
- Die Abhängigkeit der mittleren Lebensdauer verschiedenener Ionenspezies von der angelegten Dipolspannung konnte mit guter Übereinstimmung analytisch beschrieben werden. Außerdem wurden Abhängigkeiten zwischen der mittleren Lebensdauer und der Ionenmasse sowie der Ionentemperatur untersucht.
- Durch eine für das Testexperiment modifizierte Simulation wurden Parameter für den Messablauf abgeschätzt und ein Vorschlag für eine zeitlich effiziente Messreihe gemacht. Die Simulation kann so anhand der Messdaten validiert werden.
- Durch die genannten Vorschläge kann die Simulation dahingehend weiterentwickelt werden, dass sie über den Vergleich mit im KATRIN-Messbetrieb aufgenommen Ionendaten ein weiteres Diagnosewerkzeug zur Überprüfung von Quell- und Transportparametern darstellt.

Die nächsten Erkenntnisse über die Effektivität des Dipolsystems wird das oben angesprochene Ionen-Testexperiment ab Mitte 2011 liefern. Die dazu benötigte Ionenquelle ELIOTT zur Ionenerzeugung und die FT-ICR-Massenspektrometer zum Ionennachweis sind ausführlich getestet und einsatzbereit. Das Dipolsystem kann nach seiner Erweiterung um eine geeignete hochohmige Beschichtung für die Isolatoren, entsprechend dem aktuellen Design installiert werden. Im Verlauf dieser Arbeit wurden Spezialwerkzeuge für den Einbau der Apperaturen in die DPS2-F getestet und sind nun einsatzbereit. Durch die oben beschriebene Ionensimulation können die im Testexperiment ermittelten Daten für Rückschlüsse auf die Funktion des Dipolsystems im KATRIN-Betrieb genutzt werden. Liegen die Parameter des Dipolsystems in einem Bereich der im Rahmen dieser Arbeit bestimmt wurde, ist es für die Ionenunterdrückung im KATRIN-Messbetrieb geeignet.

Anhang

A. Widerstandsmessung von Titanoxidbeschichtungen

Die primäre Wahl des Materials für die in Abschnitt 4.2 beschriebene hochohmige Beschichtung auf den isolierenden Zinkoxid-Röhrchen fällt auf Titanoxid. Eine ausführliche Beschreibung der Oberflächeneigenschaften von Titanoxid befindet sich in [Die03]. Stöchiometrisches TiO_2 ist ein Isolator. Durch geeigete Sputter-Techniken [Van97] ist es möglich, stabiles unterstöchiometrisches TiO_x herzustellen, wobei x im Bereich von 1,55 bis 2 liegt. In diesem Zustand hat TiO_x die Eigenschaften eines n-dotierten Halbleiters. Durch das Ausheizen in Vakuum können an der Oberfläche weitere Sauerstoff-Fehlstellen hinzugefügt werden, wodurch sich die Leitfähigkeit weiter verbessert [PRS87]. Daher kann durch ein geeignetes thermisches Verfahren der Widerstand der TiO_x -Beschichtung weiterangepasst werden.

Entsprechend seinen Halbleitereigenschaften steigt der Widerstandswert von TiO_x für kleine Temperaturen. Da das DPS2-F-Strahlrohr im KATRIN-Messbtrieb auf Flüssigstickstoff-Temperatur gekühlt ist, muss der endgültige Widerstandswert der Proben nach der thermischen Behandlung auch bei einer Temperatur von ca. 70 K gemessen werden. Die Proben dürfen zwischen der thermischen Behandlung und der Abkühlung keiner Sauerstoffatmosphäre ausgesetzt werden, da sich sonst wieder Sauerstoff an der TiO_x -Oberfläche anlagern würde. Zu diesem Zweck wurde ein Wärmetauscher entwickelt, in dem der Widerstand von verschiedenen verschieden stöchiometrischen TiO_x -Proben unter dem Einfluss der Temperatur gemessen werden kann. Eine Modellzeichnung dieses Wärmetauschers kann Abbildung A.1 entnommen werden.

Bei Temperaturen von einigen Hundert °C konnte der oben beschriebene Effekt beobachtet werden. Der Widerstandswert stieg zurück auf den ursprünglichen Wert, nachdem die Probe einer Sauerstoff Atmosphäre ausgesetzt war. Beim Abkühlen auf Temperaturen von -60 °C wurde der erwartete Abfall des Widerstandes beobachtet.

Trotz der Untersuchung einer Vielzahl von verschiedenen Proben bei Heizzyklen mit variierender Länge und Temperatur konnte auf diese Weise bisher keine geeignete Beschichtung gefunden werden.

Aus diesem Grund wird nun eine zweite Strategie gewählt. Hierbei bestehen die Beschichtungen aus einer "sandwich"-artigen Struktur aus einer dünnen Ti-Schicht, welche von zwei TiO_2 -Schichten umgeben ist. Die Leitung des elektrischen Stroms findet in der Ti-Schicht statt. Das Aufheizen einer solchen Beschichtung hat die Diffusion von Sauerstoff aus den TiO_2 -Schichten in die Ti-Schicht zur Folge. Somit kann der Widerstand beliebig tief gesenkt werden.



Abbildung A.1.: Wärmetauscher zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit von Titanoxidbeschichtungen. Der dargestellte Behälter wird durch eine Vorvakuumpumpe und eine Turbomolekularpumpe evakuiert. Die Proben befinden in einer Halterung innerhalb eines Kupfer-Wärmeschilds. Die äußeren beiden Zinkoxid-Röhrchen dienen als Träger für die Beschichtung, über das mittlere Röhrchen wird die Probentemperatur bestimmt. Durch eine Flüssigstickstoff-Kühlspirale und einen Heizdraht im Inneren der Trägerröhrchen kann ein weiter Temperaturbereich abgedeckt werden. Die Titanoxidoberflächen sind elektrisch kontaktiert. Auf diese Weise kann mit Hilfe eines Pico-Amperemeters außerhalb des Vakuums der Probenwiderstand gemessen werden.

B. Einbauanleitung für das Dipolsystem

B.1. Einbauteile, Hilfsteile und Werkzeuge

Der Einbau des in Abschnitt 4.2 vorgestellten Dipolsystems gestaltet sich von der technischen Seite her besonders anspruchsvoll und aufwändig durch die Tatsache, dass der Zugang nur indirekt über die Pumpstutzen möglich ist. Zu diesem Zweck wurden spezielle Werkzeuge entwickelt, die im Folgenden beschrieben werden.

Die Installation wird überwacht und kontrolliert über im Pumpbereich installierte Kameras. Die richtige Koordination und Motorik im empfindlichen DPS2-F-Strahrohr setzt viel Übung voraus. Aus diesem Grund wurde eine Nachbildung des mittleren DPS2-F-Starhlrohrabschnitts mit den abschließenden Pumpbereichen sowie eine Nachbildung des Dipolsystems erstellt. Eine Modellzeichnung dieses Aufbaus kann Abbildung B.2 entnommen werden. An dieser DPS2-F-Nachbildung wurde der Einbau ausführlich erprobt und die dafür entwickelten Werkzeuge wurden getestet. Die auf diese Weise ermittelten Arbeitsschritte werden nachfolgend ebenfalls aufgelistet.

• Dipolsystem

Die Dipolelemente bestehen aus zwei Schalen eines 1 mm starken Edelstahlblechs. Die Unterschale steht im unmittelbaren Kontakt mit dem Strahlrohr und schützt es vor Splittern im Falle eines Bruchs im Dipolelement.Die Unterschalen sind an den Querseiten mit Haken und Stegen ausgestatten, wodurch sie miteinander verhakt werden können. Dies ermöglicht einen problemlosen Ausbau des Dipolsystems zu ermöglichen. Die Oberschale ist mithilfe von 0.3 mm dicken Edelstahldrahtbügeln mit zwei Keramikröhrchen verbunden und steht auf der Unterschale. Auf diese Weise sind beide Schalen voneinander elektrisch isoliert. Im endgültigen Einbau tragen die Keramikröhrchen eine hochohmige Beschichtung und die Oberschalen sind einzeln mit Kabeln verbunden, um ein Potential anlegen zu können.

Die Ober- und Unterschalen haben zum Teil spitze Ecken und müssen mit äußerster Vorsicht behandelt werden.

• Klemmringe

Die Klemmringe bestehen aus nach oben geöffneten Beryllium-Kupferringen, die der Fixierung der Einbauteile dienen. Sie werden am am Anfang und am Ende jedes Strahlrohr- Segments eingebracht. Ihr Radius ist größer als der des Strahlrohrs, wodurch sie Druck auf die Rohrwand ausüben und die Einbauteile stabilisieren. Damit die Rohrwand nicht verkratzt wird sind die Kanten der Klemmringe abgeschliffen.

• Kameras und Halterungen

Da beim Einbau die direkte visuelle Sicht und Kontrolle in vielen Fällen versperrt ist, kommen zwei Kameras zum Einsatz, die durch die Pumpstutzen eingeführt werden. Sie sind an ca. 5 cm dicken Stahlrohren mit Hilfe von Klemmen angebracht. Innerhalb dieser Rohre werden Kabel nach außen zu Monitoren geführt. Auf die gleiche Weise wird ein Lichtleiter neben der Kamera installiert, der über eine externe Lichtquelle versorgt wird.

Das Stahlrohr wird mit einer Aluminiumvorrichtung am Flansch des Pumpstutzens festgeklemmt. Damit die Schneidkante des Flansches dabei nicht beschädigt wird, wird ein Edelstahlblech gleicher Abmessung auf den Flansch geschraubt.

• Hilfstisch und Unterbau

Zur Ausrichtung der Dipolsegmente relativ zum Strahrohl ist ein Hilfstisch vorgesehen, welcher in Höhe und Winkel verstellbar ist. Dieser besitzt zwei Schienen, zur Führung der Unterschalen zu Führen. Desweiteren befinden sich hinten und vorne jeweils zwei Sockel, damit die Dipole beim einschieben nicht azimutal verdreht werden. Ein ähnlicher Tisch, ohne Sockel, dient dem Einführen der Klemmringe. Auf ihm kann das Einbauwerkzeug gestützt werden. Die Tische stehen auf aus Stahlstäben geschweißten Unterbauten. Sie liegen an vier Stellen stabil auf der DPS-Rohrwand auf.

Der Hilfstisch verfügt über ungeschliffene, scharfe Kanten und Ecken und muss deshalb vorsichtig eingesetzt werden.

• Saugnapf-Werkzeuge

Die Dipolsegmente und Klemmringe, der Hilfstisch und der Unterbau werden mit Hilfe von Saugnapf-Werkzeugen (mit um einen Winkel von 90° drehbaren Köpfen) eingebracht. Die Saugnäpfe sind mit Druckluftschläuchen an eine Vorvakuum-Pumpe angeschlossen. Die Werkzeuge lassen sich über handbedienbare Verteilerventile steuern.

Insgesamt gibt es drei solcher Werkzeuge, eines zum Einsetzen des Hilfstisches und der Dipolsegmente, eines zum Einsetzen der Klemmringe (mit pneumatischem Kopf zur Anpassung an den Ring) und ein drittes für feine Korrekturen.

• Haken und Stangen

Ein Satz gebogener und gerader Stangen mit unterschiedlichen Haken-Aufsätzen dient zum Einschieben und Herausziehen der Dipole und zu kleineren Korrekturen.

Die zum Teil langen Stangen haben Spitze Aufsätze und müssen entsprechend vorsichtig geführt weren.

B.2. Arbeitsschritte

Die folgenden Arbeitsschritte müssen vom Operateur mit höchster Konzentration durchgeführt werden. Beim Benutzen langer Werkzeuge ist darauf zu achten, dass bei der Handhabung genügend Abstand zu Personen oder Gegenständen vorhanden ist. Die Schneidkanten der Flansche der Pumpstutzen werden durch die bereits erwähnten Ringe geschützt. Die empfindlichen Bälge der Pumpstutzen werden durch Halbschalen aus Blech gegen herunterfallende Kleinteile abgeschirmt. Ebenso schützen die Unterschalen der Dipolelemente die Bälge der Strahlrohre. Trotz dieser Vorsichtsmaßnahmen ist jede unnötige Berührung von DPS2-F-Teilen durch Hände oder Werkzeuge zu vermeiden.

Die Arbeiten werden in Reinraumanzügen mit Haarnetz und Mundschutz durchgeführt. Außerdem werden schulterlange Handschuhe getragen, die nach jedem Kontakt mit nicht gereinigten Gegenständen gewechselt werden. Nach Abschluss der Arbeiten sind alle Hilfsmittel gewissenhaft zu entfernen.

Die Dipole werden in die drei mittleren Rohrsegmente eingesetzt. Dabei variiert nur die Richtung in die die Dipole eingesetzt werden. Das Werkzeug muss entsprechend angepasst werden, ansonsten sind alle folgenden Schritte für alle Segmente gleich.

- 1. Einbringen des Blech zum Schutz der Bälge in den Pumpstutzen
- 2. Befestigung des Schutzring am Flansch des Pumpstutzens
- 3. Installation und Justierung der Kameras links und rechts an den Pumpstutzen des betreffenden Strahlrohr-Segments
- 4. Installation von Unterbau und Hilfstisch mit Sockel zum Einbau der Dipole mit Saugnapfwerkzeugen (Werkzeuge zum Einbau des Hilfstisches: Abbildung B.3)
- 5. Überprüfung der Position und Ausrichtung von Tisch und Unterbau mit Kamera, gegebenenfalls Ausbau und Nachjustage

- 6. erste, auf beiden Seiten mit Stegen ausgestattete Unterschale mit dem Saugnapfwerkzeug anheben und mit Hilfe des drehbaren Werkzeugkopfes auf dem Hilfstisch mit Sockel plazieren (Werkzeuge zum Dipoleinbau: Abbildung B.4)
- 7. Einsetzen der entsprechenden Oberschale mit Vorsprung zur Überbrückung des Flansches in gleicher Weise und Platzierung auf der Unterschale
- 8. Ausrichtung gegebenenfalls mit dem Hakenwerkzeug korrigieren
- 9. Einschieben des Dipolelements an der Unterschale mit dem Hakenwerkzeug einschieben, bis das Ende der Unterschale die vorderen beiden Sockel des Hilfstisches erreicht
- Einsetzen der zweiten, mit Haken ausgestatteten Unterschale, sodass sie sich mit der vorherigen verhakt (Zustand nach Schritt #10: Abbildung B.2)
- 11. Überprüfen der Verbindung durch leichtes hin- und herschieben, falls nötig Schritt #10 wiederholen
- 12. Platzierung der entsprechenden, kürzeren Oberschale auf der Unterschale
- 13. Vorsichtiges Einschieben der beiden Dipolsegmente bis zum Kontakt der ersten Unterschale mit dem Flansch
- 14. Entfernen des Hilfstischs mit Sockeln und Ersetzen durch Hilfstisch ohne Sockel
- Ansaugen des Klemmrings mit der Öffnung nach oben mit Saugnapfwerkzeug durch Betätigung der Verteilerventile (Werkzeuge zum Einbau des Klemmringes: Abbildung B.5)
- 16. Betätigen des Druckluftschalters am Gerät zum Stauchen des Rings, sodass er eingeführt werden kann
- 17. Vorsichtiges Einführen des Rings und Ausrichtung auf dem Hilfstisch ohne Sockel über den drehbaren Werkzeugkopf. Hat der Ring mit der vollen Breite den zylindrischen Teil des Strahlrohrs erreicht, wird das Verteilerventil betätigt, sodass der Ring losgelassen wird und sich gegen die Rohrwand drückt.
- Entfernung aller verwendeten Einbauhilfen und Untersuchung der Pumpstutzen auf Schäden oder Verunreinigungen



Abbildung B.2.: Modellzeichnung des Testaufbaus zum Dipoleinbau. Der Einbau des Dipolsystems erfolgt im Testaufbau, wie in der DPS2-F, durch den Pumpstutzen. Zunächst wird der Hilfstisch (braun) auf ein angepasstes Gestell aufgesetzt. Über den Hilfstisch können Unter- (braun) und Oberschalen (gelb) in das Strahlrohr eingeführt werden.



Abbildung B.3.: Hilfsaufbau zur Installation des Dipolsystems. Der Hilfsaufbau wird mit Hilfe des selben Werkzeugs eingebaut, ebenso wie später die Dipole. Zunächst wird das Gestell in den Pumpbereich eingesetzt, anschließend der Tisch darauf plaziert. Durch die Schienen und Sockel können die Dipolelemente ausgerichtet werden.



Abbildung B.4.: Werkzeuge und Einbauteile des Dipolsystems. Auf den Photo ist das zum Einbau des Dipolsystems benötigte Saugnapfwerkzeug mit drehbarem Kopf. Daneben befinden sich Ober- und Unterschale eines Dipolelements.



Abbildung B.5.: Werkzeuge und Einbauteile zur Installation der Klemmringe. Die dargestellten Berillium-Kupferringe werden mithilfe des abgebildeten Saugnapfwerkzeugs installiert. Das Saugnapfwerkzeug verfügt über einen pneumatisch ausdehnbaren und zusammenziehbaren sowie drehbaren Kopf. Der Ring kann so zum Einsetzen gestaucht werden. Wird er losgelassen dehnt er sich aus und nimmt eine stabile Position im Strahlrohr ein.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt, alle dem Wortlaut oder Sinn nach entnommenen Inhalte anderer Werke an den entsprechenden Stellen unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht und keine weiteren Hilfsmittel verwendet zu haben.

> Alexander Windberger Karlsruhe, der 28.01.2011

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich den Menschen danken, die mich während dieser Arbeit unterstützt und begleitet haben. Besonderer Dank gilt hierbei den folgenden Personen:

- Prof. Dr. Drexlin dafür, dass er diese Arbeit ermöglicht und betreut hat.
- Prof. Dr. Müller für die Übernahme der Zweitkorrektur.
- Dr. Strahinja Lukić und Andreas Kosmider für die engagierte Betreuung dieser Arbeit. Sie hatten stets ein offenes Ohr für Fragen. Durch sie konnte ich in zahlreichen Diskussionen viel über physikalische Sachverhalte und die Methodik wissenschaftlichen Arbeitens lernen.
- Dr. Ferenc Glück für die vielen lehrreichen Diskussionen. Wann immer möglich stellte er freundlicherweise sein Wissen sowie Ergebnisse von Recherche und Simulationen zur Verfügung.
- Susanne Mertens, Benjamin Leiber, Nancy Wandkowsky, Johannes Schwarz, Wolfgang Käfer und Markus Hötzel für die bereitwillige Hilfe bei den kleineren und größeren Software- und Programmierproblemen, insbesondere im Zusammenhang mit Kassiopeia.
- Martin Babutzka und Benjamin Leiber für die Wartung und Instandhaltung des Kalinka-Servers und des Tesla-Clusters sowie für die schnelle Hilfe bei konkreten Problemen.
- Dr. Strahinja Lukić, Andreas Kosmider, Eva-Maria Schmitz, Stefan Groh, Susanne Mertens und Markus Hötzel für das Korrekturlesen dieser Arbeit und den damit verbundenen hilfreichen Hinweisen.
- Stefan Groh, Stefan Görhardt, Johannes Goullon, Jan Hergenhan, Hendrik Schilling und Robin Größle für die unzähligen kleinen Diskussionen und Unterhaltungen, die zur guten Arbeitsatmosphäre maßgeblich beigetragen haben.
- Die bereits erwähnten sowie sämtliche weitere Mitarbeiter des KATRIN-Experiments, mit denen ich im Laufe dieser Arbeit Kontakt hatte. Ihr fachkundiger Rat, ihre Hilfsbereitschaft und der freundliche Umgang schafften eine produktive und sehr angenehme Arbeitsatmosphäre.

Der größte Dank kommt meiner Familie zu, allen voran meine Eltern Robert-Franz und Joana Windberger, die mich in jeder Hinsicht unterstützt haben, meiner Freundin Eva-Maria Schmitz, die mir besonders in der Endphase dieser Arbeit den Rücken gestärkt hat und meinen langjährigen Freunden, die wissen wer gemeint ist.

Literaturverzeichnis

- [AAA⁺09] K. N. Abazajian, J. K. Adelman-McCarthy, M. A. Agüeros et al.: The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. The Astrophysical Journal Supplement, 182:543–558, 2009. arXiv:0812.0649.
- [AAA⁺10] B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony et al.: Low-energy-threshold analysis of the Phase I and Phase II data sets of the Sudbury Neutrino Observatory. Physical Review C, 81(5), 2010.
- [ABB⁺05] D. Akimov, G. Bower, M. Breidenbach et al.: EXO: an advanced Enriched Xenon double-beta decay Observatory. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 138:224 – 226, 2005.
- [ABB+06] F. Ardellier, I. Barabanov, J. C. Barriére *et al.*: Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} . 2006. arXiv:hep-ex/0606025v4.
- [ADA⁺08] C. Amsler, M. Doser, M. Antonelli et al.: Review of Particle Physics. Physics Letters B, 667(1-5):1 – 6, 2008. Review of Particle Physics.
- [BBC⁺] M. Babutzka, J. Barrett, T. J. Corona et al.: The Comprehensive Guide to Kassiopeia Version 1.00.00. https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d671456/ Kassiopeia%20User%20Guide.pdf, internes Dokument.
- [Bet07] A. Bettini: GERDA. Germanium Detector Array. Search for Neutrino-less $\beta\beta$ Decay of 76Ge. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 168:67 – 69, 2007.
- [BH79] M. Bacal und G.W. Hamilton: H^- and D^- Production in Plasmas. Physical Review Letters, 42(23), 1979.
- [Bod11] T. Bode: Untersuchungen zum thermischen Verhalten der KATRIN Tritium Quelle. Diplomarbeit in Vorbereitung, 2011.
- [Bru06] J. Brunner: ANTARES Astronomie in der Tiefsee. Sterne und Weltraum, 2006.
- [CDD⁺98] B. T. Cleveland, T. Daily, R. Davis et al.: Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector. The Astrophysical Journal, 496:505–526, 1998.
- [CJL⁺01] R. Celiberto, R. K. Janev, A. Laricchiuta et al.: Cross section data for electronimpact inelastic processes of vibrationally exited molecules of hydrogen and its isotopes. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 77:161–213, 2001.
- [Die03] U. Diebold: The surface science of titanium dioxide. Surface Science Reports, 48:53–229, 2003.
- [Dos05] N. Doss: Molecular Effects in the Error Budget in the KATRIN Experiment: Latest Status. https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d157266/ 1-Natasha-Doss.ppt, Vortragspräsentation, 2005.

- N. Doss und J. Tennyson: Excitations to the electronic continuum of $3^{He}T^+$ [DT08] in investigations of T_2 β -decay experiments. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 41(125701), 2008. [DTSJ06] N. Doss, J. Tennyson, A. Saenz und Svante Jonsell: Molecular effects in investigations of tritium molecule β decay endpoint experiments. Physical Review C, 73(025502), 2006. [EEF⁺03] K. Eguchi, S. Enomoto, K. Furuno *et al.*: First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance. 90(2), 2003. [FHI⁺98] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara et al.: Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. Physical Review Letters, 81(8):1562–1567, 1998. F. Fränkle: Background Investigations of the KATRIN Pre-Spectrometer. Dis-[Frä10] sertation, Karlsruher Institut für Technologie, 2010. [Glü06] F. Glück: Background from positive ions. Vortragspräsentation, 2006. [Glü10a] F. Glück: Beta decay, ionization and chemical reactions of ions. Vortragspräsentation, 2010. [Glü10b] F. Glück: *inputconical.c.* persönliche Kommunikation, 2010. [Glü10c] F. Glück: Ions in WGTS. Vortragspräsentation, 2010. [Glü10d] F. Glück: Simulationsdaten. persönliche Kommunikation, 2010. [Gör10a] S. Görhardt: Reduktion der durch Radon induzierten Untergrundprozesse in den KATRIN Spektrometern. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2010. R. Größle: Konzeptionierung und Systematik der Hochspannungsversorgung für [Grö10b] das KATRIN Experiment. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2010.[Gro10] S. Groh: Untersuchung von UV-Laser induziertem Untergrund am KATRIN Vorspektrometer. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2010. [HCH⁺04] J. Horáček, M. Cížek, K. Houfek et al.: Dissociative electron attachment and vibrational excitation of H_2 by low-energy electrons: Calculations based on an improved nonlocal resonance model. Physical Review A, 70(052712), 2004. [Her10] J. P. Hergenhan: Das KATRIN-Luftspulensystem: Messungen des Feldverlaufs und Überwachung mit einem Sensorsystem. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2010. [Hir87] K. Hiraoka: A determination of the stabilities of $H_3^+(H_2)_n$ with n = 1 - 9 from measurements of the gas-phase ion equilibria $H_3^+(H_2)_{n-1} + H_2 = H_3^+(H_2)_n$. Journal of Chemical Physics, 87(7), 1987. [Höt09] M. Hötzel: Berechnung von KATRIN Messspektren unter Einbeziehung der Eigenschaften der fensterlosen gasförmigen Tritiumguelle. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2009.
- [Ish04] M. Ishitsuka: Super Kamiokande results: atmospheric and solar neutrinos. 2004. arXiv:hep-ex/0406076v1.
- [JLE⁺87] R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evans et al.: Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas - Cross Sections and Reaction Rate Coefficients. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987, ISBN 3-540-17588-1.

- [JPL⁺84] R. K. Janev, D. E. Post, W. D. Langer et al.: Survey of atomic processes in edge plasmas. Journal of Nuclear Materials, 121:10–16, 1984.
- [JSF99] S. Jonsell, A. Saenz und P. Froelich: Neutrino-mass determination from tritium β decay: Corrections to and prospects of experimental verification of the finalstate spectrum. Physical Review C, 60(034601), 1999.
- [KAT05] KATRIN Collaboration: KATRIN Design Report 2004. Wissenschaftliche Berichte, (FZKA 7090), 2005.
- [KBB⁺04] C. Kraus, J. Bonn, B. Bornschein et al.: Latest results of the Mainz Neutrino Mass Experiment. The European Physical Journal C - Particles and Fields, 33:805–807, 2004.
- [KDHK02] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, H. L. Harney und I.V. Krivosheina: Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay. 2002. arXiv:hep-ph/0201231v1.
- [LAB⁺99] V. M. Lobashev, V. N. Aseev, A. I. Belesev et al.: Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum. Physics Letters B, 460(1-2):227 - 235, 1999.
- [LBD+11] S. Lukić, B. Bornschein, G. Drexlin et al.: Ion source for tests of ion behavior in the KATRIN beam line. Rev. Sci. Inst., 82(013303), 2011. http://link. aip.org/link/?RSI/82/013303, arXiv:1008.3342v2.
- [Lei10] B. Leiber: Non-axially symmetric fields and trajectory calculations for the KATRIN-experiment. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2010.
- [LKR09] S. Lukić, A. Kosmider und S. Reimer: *Electrical resistivity of* TiO_x overlays. internes Dokument, 2009.
- [LM52] L. M. Langer und R. J. D. Moffat: The Beta-Spectrum of Tritium and the Mass of the Neutrino. The Physical Review, 88(4), 1952.
- [LŠA06] P. Lazič, H. Štefančić und H. Abraham: The Robin Hood method A novel numerical method for electrostatic problems based on a non-local charge transfer. Journal of Computational Physics, 213:117–140, 2006.
- [Luk10] S. Lukić: *Modellzeichnung*. persönliche Kommunikation, 2010.
- [MAB⁺06] A. Monfardini, C. Arnaboldi, C. Brofferio et al.: The microcalorimeter arrays for a rhenium experiment (MARE): A next-generation calorimetric neutrino mass experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 559(2):346 348, 2006.
- [MBJ84] J. A. Macdonald, M. A. Biondi und R. Johnsen: Recombination of electrons with H_3^+ and H_5^+ ions. Planetary and Space Science, 32(5):651–654, 1984.
- [MDLS09] O. B. Malyshev, Chr. Day, X. Luo und F. Sharipov: Tritium gas flow dynamics through the source and transport system of the Karlsruhe tritium neutrino experiment. Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, 27(1):73–81, 2009.
- [Mül07] K. Müller: 320-DWG-011-10 (CPS Overview). internes Dokument, 2007. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d429808/320-DWG-011-10% 20(CPS%200verview).pdf.
- [Mur10] H. Murayama: Oscillation Parameter Plots. Online-Quelle, 2010. http:// hitoshi.berkeley.edu/neutrino.

- [Ori77] O. J. Orient: Mobilities of H_3^+ and HeH^+ ions in helium gas and rate coefficient for $HeH^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + He$. Journal of Chemical Physics, 52:264–269, 1977.
- [Pau96] W. Paul: Reaktionsdynamik schwach gebundener ionischer Cluster. Dissertation, Technische Universität Chemnitz-Zwickau, 1996.
- [Pau00] W. Pauli: On earlier and more recent history of the neutrino. In: Klaus Winter (Herausgeber): Neutrino Physics. Cambridge University Press, 2. Auflage, 2000, ISBN 0521650038.
- [Per09] D. H. Perkins: Particle Astrophysics. Oxford University Press, 2. Auflage, 2009, ISBN 978-0-19-954546-9.
- [PLSG95] W. Paul, B. Lücke, S. Schlemmer und D. Gerlich: On the dynamics of the reaction of positiv hydrogen cluster ions (H⁺₅ to H⁺₂₃) with para and normal hydrogen at 10K. Journal of Mass Spectrometry ans Ion Processes, 149/150:373– 387, 1995.
- [Pov09] B. Povh: Teilchen und Kerne Eine Einführung in die physikalischen Konzepte. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 8. Auflage, 2009.
- [PRS87] R. Padma, K. Ramkumar und M. Satyam: Electrical conductivity of thermally grown titanium oxide films. Journal of Material Science, 22:2083–2086, 1987.
- [Rei09] S. Reimer: Ein elektrostatisches Dipolsystem zur Eliminierung von Ionen in der DPS2-F des KATRIN Experiments. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2009.
- [SAB⁺04] M. Sisti, C. Arnaboldi, C. Brofferio et al.: New limits from the Milano neutrino mass experiment with thermal microcalorimeters. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 520(1-3):125 - 131, 2004.
- [Sch09] M. Schlösser: First Laser Raman measurements with tritium for KATRIN and studies of systematic effects of the LARA-setup. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2009.
- [Sch10] J. S. Schwarz: Design zur Messung der elektro-optischen Eigenschaften der differenziellen Pumpstrecke DPS2-F des KATRIN-Experiments. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2010.
- [SS10] A. Stark und A. Saenz: Final-state spectrum of ³He after β^- decay of tritium anions T^- . Physical Review A, 81(032501), 2010.
- [Sta06] S. Stahl: *KATRIN beam line Penning Traps.* internes Dokument, 2006.
- [URL⁺09] M. Ubieto-Díaz, D. Rodríguez, S. Lukić et al.: A broad-band FT-ICR Penning trap system for KATRIN. International Journal of Mass Spectrometry, 288:1–5, 2009.
- [Van97] J. E. M. Vanderstraeten: Process for coating a substrate with titanium dioxide. Patent Cooperation Treaty, 1997.
- [WIA⁺10] R. Wendell, C. Ishihara, K. Abe et al.: Atmospheric neutrino oscillation analysis with subleading effects in Super-Kamiokande I, II, and III. Physical Review D, 81(9), 2010.
- [WMA10] WMAP Science Working Group: Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP): Seven-Year Explanatory Supplement. 2010. http://lambda.gsfc. nasa.gov/, elektronisch verfügbar.
- [Wol78] L. Wolfenstein: Neutrino oscillations in matter. Physical Review D, 17(9):2369– 2374, 1978.