

Experimentelle Physik

Massenspektroskopische Untersuchung  
von Wasserstoffclustern  
am  
Münsteraner Cluster-Jet-Target

**Diplomarbeit**

vorgelegt von

**Stephan General**

– Juli 2008 –



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Das <math>\bar{\text{PANDA}}</math>-Experiment</b>	<b>3</b>
1.1 Ziele des $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments . . . . .	7
1.1.1 Charmonium Spektroskopie . . . . .	7
1.1.2 Suche nach Glueballs und Hybriden . . . . .	9
1.1.3 Spektroskopie von Hyperkernen . . . . .	10
1.1.4 Untersuchung von Charm-Zuständen im Kernmedium . . . . .	11
1.2 Anforderungen an ein Target für $\bar{\text{PANDA}}$ . . . . .	11
<b>2 Das Cluster-Jet-Target</b>	<b>15</b>
2.1 Clusterbildung in einer Lavaldüse . . . . .	15
2.1.1 Lavaldüse . . . . .	16
2.1.2 Clusterbildung . . . . .	19
2.2 Das Münsteraner Cluster-Jet-Target (MCT1) . . . . .	20
2.3 Aufbau von MCT1 . . . . .	22
2.3.1 Clusterquelle . . . . .	24
2.3.2 Gaskühlung . . . . .	27
2.3.3 Streukammer und Auffänger . . . . .	28
<b>3 Messaufbau zur Massenspektroskopie</b>	<b>31</b>
3.1 Elektronenkanone . . . . .	33
3.2 Massenspektrometer . . . . .	35
3.3 Channeltron . . . . .	38
3.4 Kalibrationsquelle . . . . .	39
<b>4 Messung der Ionenenergie</b>	<b>43</b>
4.1 Transmissionsmessungen mithilfe der Kalibrationsquelle . . . . .	43
4.1.1 Wahl der Spannung am Channeltron . . . . .	43
4.1.2 Zeitlicher Verlauf der Zählrate . . . . .	45
4.1.3 Optimierung des Spektrometers . . . . .	49
4.1.4 Einfluss von Photonen und neutralen Wasserstoffatomen auf das Channeltron . . . . .	59
4.1.5 Einfluss des Erdmagnetfeldes auf die Ionen aus der Kalibra- tionsquelle . . . . .	62
4.1.6 Transmissionsspektren . . . . .	69

4.1.7	Rekonstruktion der Ionenenergie aus den Transmissionsspek-	74
	tren . . . . .	
4.2	Transmissionsmessungen am Clusterstrahl . . . . .	80
4.2.1	Wahl der Elektronenenergie . . . . .	80
4.2.2	Einfluss des Erdmagnetfeldes auf den Clusterstrahl . . . . .	82
4.2.3	Einfluss negativer Cluster . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Massenspektren des Clusterstrahls</b>	<b>87</b>
5.1	Ionisierungsquerschnitt von Clustern . . . . .	87
5.2	Massenspektren . . . . .	92
5.3	Messauflösung der Massenspektren . . . . .	100
<b>6</b>	<b>Alternative Spektrometer</b>	<b>103</b>
6.0.1	Spektrometer mit Wehnelt-Zylinder . . . . .	103
6.0.2	Spektrometer mit Ablenkplatten . . . . .	105
<b>7</b>	<b>Diskussion</b>	<b>109</b>



# Einleitung

Die starke Wechselwirkung ist neben der schwachen Wechselwirkung, der elektromagnetischen Wechselwirkung und der Gravitation, eine der vier fundamentalen Kräfte in der Natur. Sie ist verantwortlich für den Zusammenhalt der Quarks, aus denen sich unter anderem die elementaren Bestandteile der Materie, die Protonen und Neutronen, zusammensetzen. Als eine Art Restwechselwirkung sorgt sie zudem für die Stabilität der Atomkerne, indem sie auf kurzen Distanzen der Coulomb-Abstoßung der Protonen entgegenwirkt.

Neben den Protonen und Neutronen, die zur Familie der Baryonen gehören und aus je drei Quarks aufgebaut sind, existieren auch Teilchen die aus zwei Quarks, genauer einem Quark-Antiquark-Paar, bestehen. Diese Teilchen nennt man Mesonen. Sie besitzen nur eine sehr kurze Lebensdauer und kommen daher in normaler Materie nicht vor. Sie können jedoch kurzzeitig in sogenannten Luftschauern entstehen, die durch den Zusammenstoß von hochenergetischer kosmischer Strahlung mit den Molekülen der Erdatmosphäre ausgelöst werden. Experimentell zugänglich wurden Mesonen und andere kurzlebige Teilchen allerdings erst durch die Verwendung von Teilchenbeschleunigern. In diesen werden geladene Teilchen auf annähernd Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und dann unter kontrollierten Bedingungen mit anderen Teilchen zur Kollision gebracht. Ähnlich wie bei den Luftschauern entsteht dabei eine Vielzahl an neuen Teilchen. Neben Mesonen und Baryonen können dabei auch bislang nur wenig erforschte Formen exotischer Materie entstehen. Durch die Untersuchung der Eigenschaften solcher Teilchen und deren Wechselwirkung untereinander bzw. mit Nukleonen erhofft man sich ein tieferes Verständnis der starken Wechselwirkung.

Ein Beschleunigerkomplex, an dem zukünftig Experimente dieser Art durchgeführt werden sollen, entsteht derzeit an der GSI<sup>1</sup> in Darmstadt. Eines dieser Experimente wird das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ <sup>2</sup>-Experiment sein, dessen Beginn für 2012 geplant ist.

---

<sup>1</sup> Gesellschaft für Schwerionenforschung

<sup>2</sup> Anti**P**roton **A**nnihilations at **D**armstadt

Die Teilchen, die man dort untersuchen will, sollen durch einen Annihilationsprozess zwischen einem hochenergetischen Antiprotonen-Strahl und einem Protonen- oder Deuteronen-Target erzeugt werden. Zur Realisierung eines solchen Targets gibt es verschiedene Ansätze, unter anderem eignen sich dazu Pellet- oder Cluster-Jet-Targets.

Der Testaufbau eines solchen Cluster-Jet-Targets befindet sich derzeit am Institut für Kernphysik in Münster, wo er im Hinblick auf die Anforderungen des  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments optimiert wird. Ein besonders wichtiger Faktor ist dabei die Flächendichte<sup>3</sup> des Targets am Wechselwirkungspunkt mit dem Antiprotonenstrahl, da diese direkt proportional zur Ereignissrate ist und eine hohe Ereignissrate benötigt wird um Prozesse möglichst exakt, d.h. mit hoher statistischer Signifikanz, untersuchen zu können. Der Wert der dazu benötigten Flächendichte liegt etwa 100-fach höher als die Dichte, die mit derzeitigen Cluster-Jet-Targets erreicht werden kann. Die Flächendichte des Münsteraner Cluster-Jet-Targets wurde daher schon in früheren Arbeiten eingehend untersucht um nach Wegen zu suchen, die Dichte entsprechend zu erhöhen [39][36]. Dabei konnten bereits große Erfolge verzeichnet werden.

Eine bekannte Flächendichte sagt jedoch noch nichts über die genaue Massenverteilung innerhalb des Targets aus. Diese ist jedoch ebenfalls von Interesse, da man neben einer hohen Flächendichte auch ein möglichst homogenes Target benötigt. Eine hohe Homogenität würde es ermöglichen den Antiprotonenstrahl mit minimal möglichem Strahldurchmesser auf das Target zu fokussieren, wodurch der Wechselwirkungspunkt in transversaler Richtung sehr genau rekonstruiert werden könnte. Die genaue Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes ist für die spätere Analyse der Daten wichtig.

Ziel dieser Diplomarbeit soll es daher sein, ein Massenspektrometer zu entwickeln und mit diesem die Massenverteilung des Targets zu bestimmen. Von besonderem Interesse ist dabei die Abhängigkeit der Massenverteilung vom Druck und der Temperatur des verwendeten Gases (siehe Kap. 2.1.2) um die zugrundeliegenden Entstehungsmechanismen besser verstehen zu können und so möglicherweise die Flächendichte des Cluster-Jet-Targets weiter optimieren zu können.

---

<sup>3</sup> Zahl der Streuzentren pro Flächeneinheit

# Kapitel 1

## Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

An der GSI in Darmstadt wird in Kürze der Bau eines neuen Beschleunigerzentrums beginnen, das den Namen FAIR<sup>1</sup> trägt. Die Fertigstellung des Projektes ist für das Jahr 2015 geplant [23]. Die neue Anlage wird dabei an die bereits bestehenden Beschleuniger der GSI angegliedert. So dienen der schon vorhandene Linearbeschleuniger UNILAC und das Schwerionen-Synchrotron SIS18 zusammen mit dem geplanten Protonen-Linearbeschleuniger p-LINAC zukünftig als Injektor für den erweiterten Beschleunigerkomplex [23]. Das Herzstück der Erweiterung wird der neue Doppelringbeschleuniger SIS100/300 mit einem Umfang von etwa 1100 m sein. Hinzu kommen unter anderem der Hochenergie-Speicherring HESR, der Collector-Ring CR, der Recycled-Experimental-Storage-Ring RESR, der Neue-Experimentier-Speicherring NESR sowie der Super-Fragment-Separator SFRS (Abb. 1.1).

Mithilfe der Erweiterung wird es möglich sein 100-fach höhere Primärionenintensitäten (Protonen und schwerere Ionen bis hin zum Uran) zu erreichen, als dies bisher an der GSI der Fall war. Bei Sekundärstrahlen instabiler Kerne (Ionen mit exotischen Kernen), die durch Beschuss eines Targets mit den Primärionen produziert werden, wird die Intensität sogar auf das bis zu 10 000-fache ansteigen [16]. Eine hohe Intensität erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass auch seltene Reaktionen oder Reaktionsprodukte bei einer Teilchenkollision beobachtet werden können. Ein weiterer wichtiger Vorteil ist, dass mit dem neuen Doppelsynchrotron etwa 20-fach höhere Energien für Protonen und schwerere Ionen erreicht werden können [16]. Diese Energie ist notwendig um die Energieschwelle für die Produktion von Antiprotonen zu überschreiten, die für das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment benötigt werden. Die Produktionsschwelle für Antiprotonen liegt bei der Reaktion  $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$  etwa bei

---

<sup>1</sup> Facility for Antiproton and Ion Research

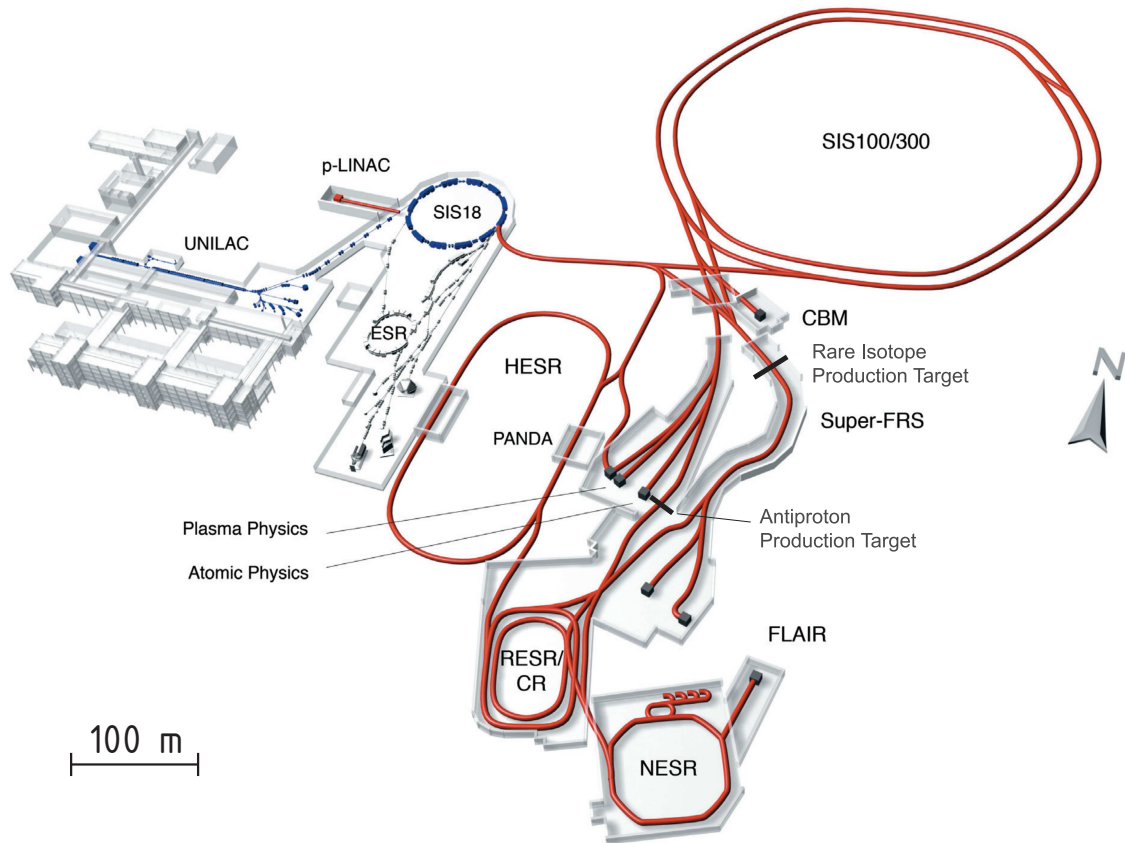


Abbildung 1.1: Übersicht über die FAIR-Beschleuniger-Anlage. Zu sehen ist die bereits bestehende GSI-Anlage (blau) mit der geplanten Erweiterung (rot). Der  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor befindet sich etwa in der Mitte des Bildes, am Hochenergie-Speicherring HESR. (Abbildung entnommen aus [23])

einer Primärprotonenenergie von 5,6 GeV [16]. Mit dem alten Synchrotron SIS18 konnten Protonen maximal auf eine Energie von 4,7 GeV beschleunigt werden [43]. Durch das neue Doppelring-Konzept wird es zudem möglich sein bis zu vier verschiedene Forschungsprogramme zeitlich parallel mit unterschiedlichen Ionensorten zu betreiben [20].

Erste Experimente am FAIR sollen bereits 2012 beginnen [16]. Eines dieser Experimente wird das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment sein, eine Kollaboration mit internationaler Beteiligung, die es sich zum Ziel gesetzt hat fundamentale Fragen der Hadronen- und Kernphysik zu beantworten. Der Name  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$  steht dabei für AntiProton Annihilations at Darmstadt, da für die Experimente Antiprotonen auf ein stationäres, protonenhaltiges Target geschossen werden. Bei der darauf folgenden Kollision vernichten sich Materie und Antimaterie gegenseitig (Annihilation) und setzen

---

dabei Energie frei. Aus der freigewordenen Energie können dann gemäß der Äquivalenz von Energie und Masse ( $E = mc^2$ ) neue Teilchen entstehen. Die Annihilation besitzt gegenüber Teilchen-Teilchen-Stößen den Vorteil, dass nicht nur die kinetische Energie des ursprünglichen Teilchenpaares für die Produktion neuer Teilchen zur Verfügung steht, sondern zusätzlich auch deren Ruheenergie. Selbst bei einem Antiprotonenimpuls von Null würden so fast 2 GeV an Energie bei der Annihilation frei werden (Abb. 1.3). Für die geplanten Experimente bietet sich zudem die Verwendung von Protonen und Antiprotonen an, da bei der Annihilation von Elektronen und Positronen nur Zustände mit den Quantenzahlen des Photons direkt erzeugt werden können. Bei der  $p\bar{p}$ -Annihilation gibt es diese Einschränkung nicht [21]. So ist beispielsweise auch die direkte Erzeugung beliebiger Charmoniumzustände möglich. Die Charmonium-Spektroskopie ist eines der Hauptziele des PANDA-Experiments.

Um die bei der Annihilation entstehenden Teilchen und deren Zerfallsprodukte nachweisen zu können, wurde der PANDA-Detektor [37] entwickelt (Abb. 1.2). Der PANDA-Detektor setzt sich aus zwei separaten Spektrometern zusammen, dem Target-Spektrometer, das den Wechselwirkungspunkt zwischen Target und Antiprotonenstrahl umgibt, und dem Vorwärts-Spektrometer, welches sich in Strahlrichtung hinter dem Target-Spektrometer befindet. Das Target-Spektrometer enthält eine Vielzahl verschiedener Detektoren, die zur Identifizierung und Spurrekonstruktion der entstehenden Teilchen dienen. Sie sind schalenförmig um den Wechselwirkungspunkt angeordnet um einen Großteil des gesamten Raumwinkels abdecken zu können. Direkt um den Wechselwirkungspunkt befindet sich der Mikro-Vertex-Detektor (MVD). Dieser dient zur Identifizierung von sekundären Vertices, über die man auf Zerfälle von extrem kurzlebigen Teilchen wie Hadronen mit Strange-Quarks oder Mesonen mit „offenem Charm“ schließen kann, die Zerfallslängen von nur wenigen hundert Mikrometern bis hin zu einigen Zentimetern besitzen. Die nächste Detektorlage wird entweder aus einem Straw-Tube-Tracker (STT) oder aus einer Time Projection Chamber (TPC) bestehen, die endgültige Entscheidung darüber wurde bisher noch nicht getroffen [12]. Beide sollen jedoch zur Spurrekonstruktion geladener Teilchen benutzt werden. Die darauffolgenden Lagen bilden ein Cherenkov Detektor (DIRC), der eine Unterscheidung von Kaonen und Pionen ermöglicht, sowie ein elektromagnetisches Kalorimeter (EMC), das Photonen aus den Zerfällen neutraler Teilchen detektiert. Umgeben werden all diese Detektoren von einem 2 T starken supraleitenden Solenoiden und einem dazugehörenden Eisenjoch. Durch

die Krümmung der Flugbahnen geladener Teilchen im Magnetfeld des Solenoiden kann in Verbindung mit der Spurrekonstruktion auf den Impuls dieser Teilchen geschlossen werden.

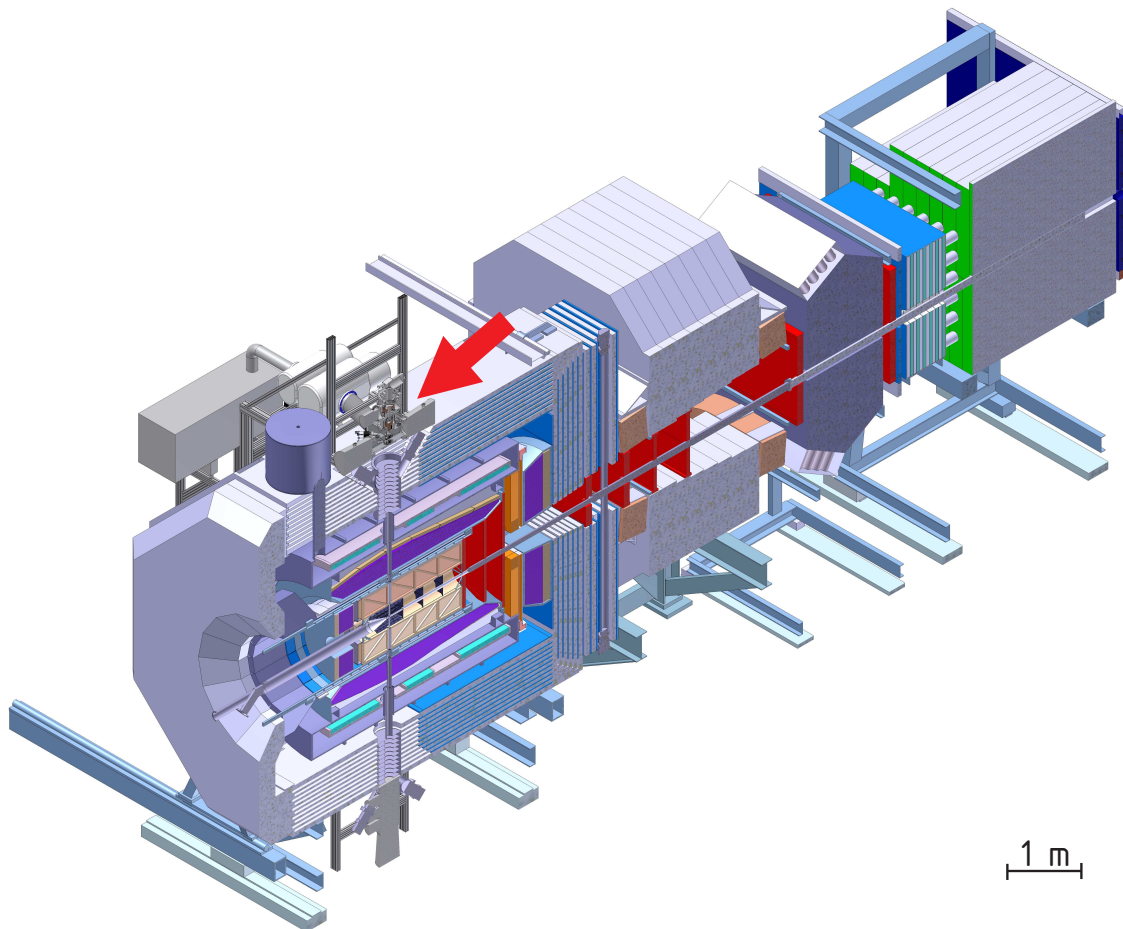


Abbildung 1.2: Schnittansicht des  $\bar{P}$ ANDA-Detektors mit eingebautem Cluster-Jet-Target. Der rote Pfeil zeigt auf die Cluster-Quelle. Das Strahlrohr für das Target verläuft von der Quelle senkrecht nach unten. Der Beschleunigerstrahl wird, von links kommend, entlang der Längsachse des Detektors verlaufen. (Basierend auf CAD-Daten des Detektors [37])

Da es sich um ein Fixed-Target-Experiment<sup>2</sup> handelt, wird sich, gemäß Impulserhaltung, ein Großteil der entstehenden Teilchen in Richtung des Antiprotonenstrahls ausbreiten. Diese Teilchen werden durch das Vorwärts-Spektrometer

<sup>2</sup> Bei Fixed-Target-Experimenten trifft der Beschleunigerstrahl auf ein feststehendes Target. Eine Alternative dazu bilden Collider-Experimente, bei denen zwei gegenläufige Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht werden.

detektiert. Das Vorwärts-Spektrometer besitzt einen Dipolmagneten mit einer Feldstärke von 2 Tm und ähnliche Detektoren wie das Target-Spektrometer. Diese sind blockweise hintereinander angeordnet und detektieren die Teilchen, die unter einem Winkel von weniger als  $5^\circ$  in der Vertikalen und unter  $10^\circ$  in der Horizontalen vom Wechselwirkungspunkt aus emittiert werden. Der Detektor besitzt insgesamt eine Länge von etwa 13 m und eine Höhe von etwa 6,5 m.

Für die Produktion der Antiprotonen werden am FAIR Protonen auf ein Iridium-Target geschossen [16], wo es durch Proton-Proton-Kollisionen zur Bildung von Proton-Antiproton-Paaren kommt. Damit die Primärprotonen die nötige Schwellenenergie von 5,6 GeV erreichen, werden sie zunächst durch den Linearbeschleuniger p-LINAC und das Synchrotron SIS18 auf eine Energie von 2 GeV vorbeschleunigt und in SIS100 injiziert [16]. Dort wird die Energie der Protonen auf 29 GeV erhöht um im darauffolgenden Kontakt mit dem Target eine ausreichende Anzahl an Antiprotonen zu erhalten. Die so gewonnenen Antiprotonen werden magnetisch separiert und anschließend in den beiden Collector-Ringen CR und RESR gekühlt. Von dort aus können sie dann in den Hochenergie-Speicherring HESR gelangen. Der Speicherring kann etwa  $10^{11}$  Antiprotonen aufnehmen, die dann mit Strahlimpulsen zwischen 1,5 und 15 GeV/c für die verschiedenen Experimente am  $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor zur Verfügung stehen, der sich am HESR befindet [8].

## 1.1 Ziele des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments

Im Rahmen des  $\overline{\text{PANDA}}$ -Projektes wird ein breites Spektrum an Experimenten durchgeführt werden, die allesamt der Erforschung der starken Wechselwirkung dienen. Im Folgenden sollen die Forschungsschwerpunkte kurz vorgestellt werden.

### 1.1.1 Charmonium Spektroskopie

Charmonium gehört zur Gruppe der sogenannten Quarkonia. Das sind gebundene Zustände aus schweren Quarks und deren jeweiligen Anti-Quarks. Beim Charmonium dementsprechend ein Charm-Quark und ein Anti-Charm-Quark. Neben dem Charmonium existiert auch noch das Bottonium, bestehend aus Bottom-Quark und Anti-Bottom-Quark. Ein Toponium existiert hingegen nicht, da das Top-Quark aufgrund seiner hohen Masse zerfällt bevor es einen gebundenen Zustand eingehen kann [38]. Quark-Antiquark-Zustände die sich aus den leichteren Quarks Up, Down



und Strange mit ihren jeweiligen Antiteilchen zusammensetzen, werden in der Regel nicht als Quarkonia bezeichnet, da sie nur als Mischzustände vorkommen. Das besondere an den Quarkonia ist, dass sie quasi ein QCD-Analogon zum Positronium darstellen. So ist das Energieniveauschema von niedrigen Charmonium-Zuständen dem des Positroniums sehr ähnlich, wenn man die Energieskala entsprechend skaliert [38]. Allerdings wird das System aus Quark und Anti-Quark im Gegensatz zum Positronium nicht nur durch die elektromagnetische Wechselwirkung zusammengehalten, sondern hauptsächlich durch die starke Wechselwirkung. Man kann daher mithilfe der Charmonium-Spektroskopie das effektive Potential und die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung untersuchen [38].

Der erste Charmonium-Zustand wurde im Jahr 1974 entdeckt und verhalf dem Quark-Modell zu seinem endgültigen Durchbruch, da mit dem  $J/\psi$  genannten Teilchen zugleich auch das bereits theoretisch vorhergesagte Charm-Quark entdeckt wurde [40]. Mittlerweile sind die Charmonium-Zustände unterhalb der doppelten D-Meson-Masse von etwa  $3,72 \text{ GeV}/c^2$  recht gut verstanden, über die Zustände oberhalb dieser Schwelle ist bisher jedoch kaum etwas bekannt [21]. Beim  $\bar{P}$ ANDA-Experiment soll dieser Massenbereich daher besonders genau untersucht werden.

Bei früheren Experimenten wurde aus praktischen Gründen meist eine  $e^+e^-$ -Kollisionen genutzt, um Charmonium zu erzeugen. Dies hat jedoch den großen Nachteil, dass nur Zustände mit den Quantenzahlen des Photons ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) erzeugt werden können, da die Erzeugung des Charmoniums über ein virtuelles Photon geschieht. Bei der  $p\bar{p}$ -Annihilation hingegen können Anfangszustände mit beliebigen Quantenzahlen entstehen. Experimente mit  $p\bar{p}$ -Annihilation wurden bisher im Rahmen von E760 und E835 am Fermilab durchgeführt. Das  $\bar{P}$ ANDA-Experiment stellt gewissermaßen eine Erweiterung dieser Experimente dar, besitzt jedoch einige entscheidene Vorteile. So kann bei der  $p\bar{p}$ -Reaktion eine höhere Luminosität und damit eine höhere Ereignisrate erreicht werden [31] (Kap. 1.2), wodurch auch seltene Reaktionsprodukte besser untersucht werden können. Statt der erhöhten Luminosität kann wahlweise auch mit einer geringeren Impulsverschmierung der Antiprotonen gemessen werden, was eine präzisere Rekonstruktion der Ereignisse erlaubt [31]. Auch kann der HESR Antiprotonen mit einem höheren Strahlimpuls zur Verfügung stellen, so dass Open-Charm-Resonanzen bis zu einer Schwerpunktsenergie von  $5,5 \text{ GeV}/c^2$  zugänglich werden [31].

Der LEAR<sup>3</sup> am CERN arbeitete ebenfalls mit einer  $p\bar{p}$ -Annihilation, war jedoch

---

<sup>3</sup> Low Energy Antiproton Ring



nicht für die Produktion von Charmonium ausgelegt, da die verwendeten Antiprotonen auf zu niedrige Energien abgebremst wurden um Charmonium erzeugen zu können (Abb. 1.3).

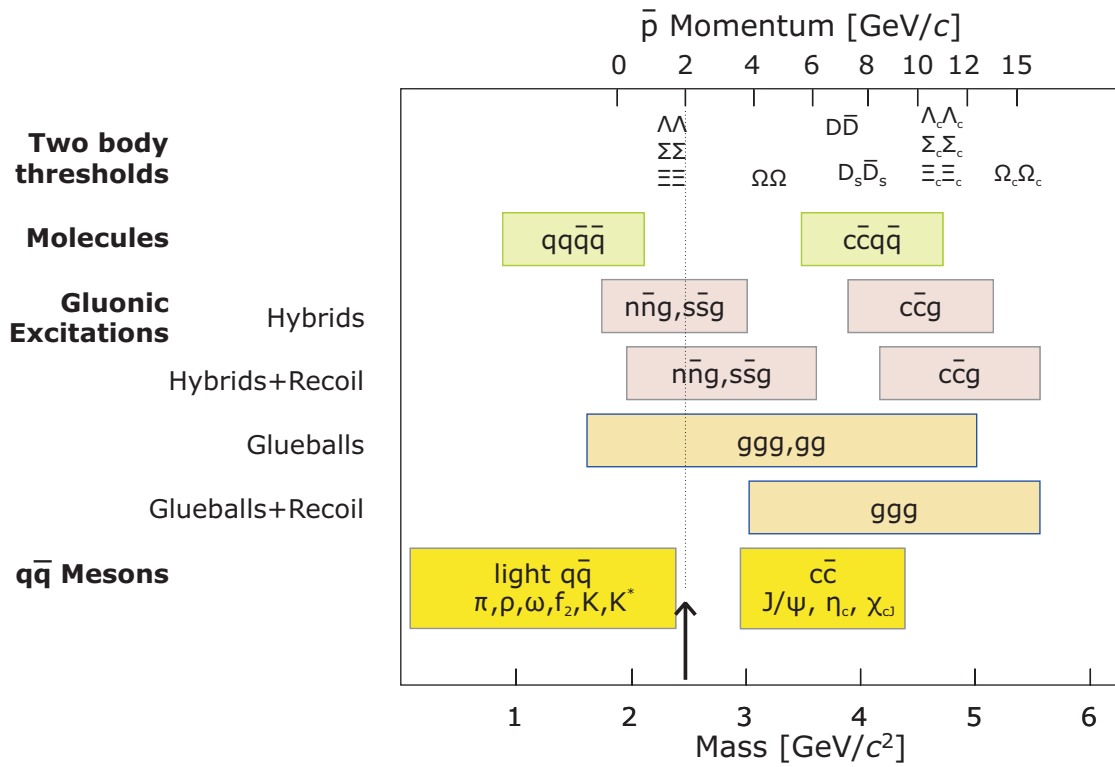


Abbildung 1.3: Übersicht über die Hadronen, die mit dem Antiprotonenstrahl im HESR erzeugt werden könnten. Unten ist der jeweilige Massenbereich der Teilchen aufgetragen, oben der zur Produktion notwendige Strahlimpuls der Antiprotonen. Der Pfeil markiert die obere Grenze des Massenbereiches, der mit dem früheren LEAR am CERN abgedeckt wurde. (Abbildung entnommen aus [23])

### 1.1.2 Suche nach Glueballs und Hybriden

In der Quantenchromodynamik wird jedem Quark eine sogenannte Farbladung zugeordnet. In Analogie zur additiven Farbmischung werden diese mit den drei Grundfarben „rot“, „grün“ und „blau“ bezeichnet. Die Antiquarks besitzen entsprechend die Antifarben dazu. Diese Farbladungen kommen jedoch niemals frei vor. In der Natur konnten bislang nur Teilchen beobachtet werden, die insgesamt farbneutral (weiß) waren. Man nennt dies Confinement. Dazu müssen sich entweder die Farben bzw. Antifarben dreier Quarks additiv zu weiß vermischen, oder die Farbladung

eines Quarks muß durch die jeweilige Antifarbe eines Antiquarks neutralisiert werden (Mesonen). Versucht man dennoch ein Quark aus einem farbneutralen Teilchen herauszutrennen, kommt es durch die hineingesteckte Energie irgendwann zur Bildung eines Quark-Antiquark Paares, so dass man letztendlich zwei farbneutrale Teilchen erhält.

Allerdings besitzen nicht nur die Quarks an sich eine Farbladung, sondern auch die zwischen ihnen wirkenden Eichbosonen, die Gluonen, die die starke Wechselwirkung vermitteln. Gluonen wechselwirken daher im Gegensatz zu Photonen auch untereinander. Man nimmt deswegen an, dass ebenso farbneutrale Teilchen ausschließlich aus Gluonen (Glueballs) existieren. Desweiteren würde die QCD auch hadronischen Zustände aus Quark, Antiquark und angeregtem Gluon (Hybride) erlauben. Erkennen kann man solche exotischen Hadronen an Quantenzahlen, die nicht durch  $q\bar{q}$ - oder  $qqq$ -Kombinationen erreicht werden können [21]. Der eindeutige Nachweis von Glueballs und Hybriden ist jedoch bis heute nicht gelungen, da die entsprechenden Zustände im unteren Massenbereich recht breit sind und teilweise miteinander interferieren [21]. Mit  $\bar{P}$ ANDA können Zustände in einem höheren Massenbereich untersucht werden, die deutlich schmaler sein sollen und daher leichter identifiziert werden könnten [21]. Desweiteren bietet die  $p\bar{p}$ -Annihilation ideale Voraussetzungen für die Suche nach Zuständen mit gluonischen Freiheitsgraden, da es sich dabei um einen gluonenreichen Prozess handelt [21].

### 1.1.3 Spektroskopie von Hyperkernen

Hyperkerne sind Kerne, die neben den üblichen Bestandteilen wie Protonen und Neutronen auch mindestens ein Hyperon enthalten. Hyperonen wiederum sind Baryonen, bei denen wenigstens eines der drei Quarks ein Strange-Quark ist. Je nach Anzahl der enthaltenen Strange-Quarks unterscheidet man zwischen  $\Lambda$ - oder  $\Sigma$ -Hyperonen mit je einem Strange-Quark,  $\Xi$ -Hyperonen mit zwei Strange-Quarks und dem  $\Omega$ -Hyperon mit drei Strange-Quarks. Da man bei  $\bar{P}$ ANDA nicht nur die Wechselwirkung von Hyperonen mit Nukleonen sondern auch die Wechselwirkung von Hyperonen untereinander erforschen will, benötigt man mindestens Doppelhyperkerne, also Kerne die gleich zwei Hyperonen enthalten. Die Erzeugung solcher Teilchen ist jedoch extrem schwierig und bisher nur bei wenigen Experimenten gelungen [1]. Bei  $\bar{P}$ ANDA wird erstmals eine Produktionsrate von Doppelhyperkernen erwartet, die so hoch ist, dass sie eine genaue Untersuchung mit hochauflösender  $\gamma$ -Spektroskopie erlaubt [21]. Die Erforschung der Hyperonen ist vor allem für die

Astrophysik von großem Interesse, da sie bei der Beschreibung von Neutronenstereigenschaften eine große Rolle spielen [42].

### 1.1.4 Untersuchung von Charm-Zuständen im Kernmedium

Vergleicht man die Masse eines Hadrons mit der Masse der Quarks, aus denen es sich zusammensetzt, so stellt man fest, dass die Masse des Hadrons um ein Vielfaches größer ist. Nach der QCD ist eine spontane Brechung der chiralen Symmetrie im Vakuum der Grund für die Hadronenmasse [28]. Befindet sich das Hadron jedoch innerhalb von Kernmaterie, kann diese Symmetrie teilweise wiederhergestellt werden, was zu einer Massenverschiebung führt [21]. Messungen, die derartige In-Medium-Modifikationen bestätigen sollen, wurden bereits im Rahmen des HADES-Experimentes an der GSI durchgeführt. Allerdings wurden dort hauptsächlich In-Medium-Modifikationen leichter Vektormesonen wie  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$  untersucht, da die Energie zur ausreichenden Erzeugung schwererer Hadronen nicht ausreichte [28]. Dies soll sich mit dem  $\bar{P}$ ANDA-Experiment ändern. Es ist geplant die Messungen bis in den Bereich der Charm-Mesonen auszuweiten [21].

## 1.2 Anforderungen an ein Target für $\bar{P}$ ANDA

Grundsätzlich unterscheidet man bei Fixed-Target-Experimenten zwischen internen und externen Experimenten. Bei externen Experimenten wird der Beschleunigerstrahl aus dem Speicherring extrahiert und auf ein außerhalb stehendes Target geschossen. Dabei gehen alle extrahierten Teilchen verloren, auch diejenigen, die keine Wechselwirkung mit dem Target eingegangen sind. Um einen möglichst großen Prozentsatz der extrahierten Teilchen zu nutzen, nimmt man daher in der Regel Targets mit besonders hoher Flächendichte ( $10^{19} - 10^{22}$  Atome/cm<sup>2</sup> [34]), also Festkörper oder Flüssigkeiten. Aufgrund der hohen Dichte können die entstehenden Teilchen jedoch Sekundärreaktionen mit dem Targetmaterial eingehen oder an diesem streuen und so eine Impuls- oder Energieänderung erfahren. Externe Targets eignen sich daher nur bedingt für Hochpräzisionsexperimente.

Für  $\bar{P}$ ANDA wird daher ein internes Target verwendet werden. Interne Targets befinden sich direkt im Speicherring und somit in der Umlaufbahn der dort gesammelten Teilchen. Sie besitzen eine geringere Dichte ( $10^{12} - 10^{18}$  Atome/cm<sup>2</sup> [34]), wie es z. B. bei Gas der Fall ist, da durch Wechselwirkungen mit dem Target nicht

mehr Strahlteilchen verloren gehen sollten, als nachproduziert werden können. Daher wechselwirkt immer nur ein kleiner Teil der Antiprotonen mit dem Target, während der Rest ungehindert passieren kann. Kleine Impuls- oder Energieänderungen, die die Teilchen des Beschleunigerstrahls bei der Wechselwirkung mit dem Target erfahren, können durch die Strahlkühlung (Elektronkühlung und stochastische Kühlung) am HESR-Ring wieder ausgeglichen werden [12]. So gehen nur die Antiprotonen endgültig verloren, die mit den Protonen im Target annihilieren oder die die Akzeptanz des Ringbeschleunigers verlassen haben. Da über einen längeren Zeitraum eine möglichst hohe Ereignisrate benötigt wird und maximal  $1,7 \cdot 10^7$  Antiprotonen pro Sekunde [16] am HESR nachgeliefert werden können, käme die Verwendung eines Festkörper-Targets nicht in Frage.

Die geringe Flächendichte von internen Targets sorgt zudem für eine sehr niedrige Rate an Sekundärreaktionen zwischen den Ejektilen und dem Target. Die entstehenden Teilchen erfahren somit auch keine Impuls- oder Energieänderung, wodurch eine genaue Rekonstruktion der Entstehungsprozesse möglich wird.

Die Anforderungen, die das  $\bar{P}$ ANDA-Experiment an ein solches internes Target stellt sind sehr umfangreich und von Experiment zu Experiment verschieden. Da voraussichtlich kein einzelnes Target in der Lage sein wird, all diese Anforderungen zu erfüllen, ist der Einsatz von mehreren verschiedenen Target-Typen geplant. Einige Anforderungen müssen jedoch von allen Target-Typen zwingend erfüllt werden. So sollte das Target innerhalb des Detektors nur wenig Platz für sich beanspruchen, damit die Detektoren annähernd den gesamten Raumwinkel von  $4\pi$  abdecken können. Eine möglichst lückenlose Detektionsfläche ist für die genaue Analyse der Ereignisse unabdingbar. Bis auf die, wenige Zentimeter dünnen, Strahlrohre müssen daher alle Komponenten des Targets außerhalb des Detektors angebracht werden. Auch sollte das verwendete Target homogen sein und räumlich begrenzt, so dass der Hauptvertex später genau bestimmt werden kann. Zudem sollte das Target das Vakuum im Speicherring nicht zu stark beeinträchtigen, damit es möglichst nur am vorgesehenen Wechselwirkungspunkt zu Reaktionen mit dem Antiprotonenstrahl kommt. Eine weitere wichtige Eigenschaft ist es, neben Wasserstoff auch andere Gase als Target-Material verwenden zu können, z. B. Deuterium, Stickstoff oder Argon. All diese Anforderungen werden von einem Cluster-Jet-Target erfüllt.

Das wichtigste ist jedoch, dass das verwendete Target am Wechselwirkungspunkt eine Flächendichte von etwa  $4 \cdot 10^{15}$  Atome/cm<sup>2</sup> besitzt, damit eine maximale Ereignisrate erreicht werden kann.

Die Gesamtereignisrate eines Experiments ist gegeben durch:

$$\dot{N}_{all} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{tot} \quad (1.1)$$

wobei  $\sigma_{tot}$  der totale Wirkungsquerschnitt des Experiments ist und  $\mathcal{L}$  die Luminosität. Der totale Wirkungsquerschnitt eines Experiments ist vorgegeben durch die Art des Target- und Strahlmaterials, sowie durch den Strahlimpuls und stellt daher im Rahmen eines Experiments eine unveränderliche Größe dar. Die einzige Möglichkeit die Ereignisrate zu erhöhen besteht daher darin, die Luminosität zu erhöhen.

Da die Antiprotonen des Beschleunigerstrahls bei einer Reaktion mit dem Target verloren gehen, entspricht die Ereignisrate  $\dot{N}_{all}$  zugleich der Verlustrate an Antiprotonen  $\dot{N}_{\bar{p}}^-$ . Aus Gleichung 1.1 folgt daher:

$$\dot{N}_{\bar{p}}^- = \mathcal{L} \cdot \sigma_{tot} \quad (1.2)$$

Die Produktion von Antiprotonen ist wie bereits erwähnt nur in beschränktem Ausmaß möglich, weshalb nicht beliebig viele Antiprotonen nachgeliefert werden können um den Verlust zu kompensieren. Die Luminosität kann daher nicht beliebig erhöht werden, um höhere Ereignisraten zu erreichen, sondern besitzt ein Maximum bei dem die Verlustrate an Antiprotonen  $\dot{N}_{\bar{p}}^-$  gleich der Produktionsrate an Antiprotonen  $\dot{N}_{\bar{p}}^+$  ist. Die maximale Luminosität  $\mathcal{L}_{max}$  die über längere Zeiträume erreicht werden kann, ist also gegeben durch:

$$\mathcal{L}_{max} = \frac{\dot{N}_{\bar{p}}^+}{\sigma_{tot}} \quad (1.3)$$

Die maximale Antiprotonen-Produktionsrate des FAIR-Beschleunigerkomplexes beträgt  $1,7 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$  [16]. Der totale Wirkungsquerschnitt ist abhängig vom Impuls der Antiprotonen. Bei einem Impuls von  $1,5 \text{ GeV}/c$ , entsprechend einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 2,25 \text{ GeV}$ , liegt er bei etwa  $100 \text{ mb}$  [15]. Ein Millibarn entspricht einer Fläche von  $10^{-27} \text{ cm}^2$ , somit erhält man für die maximale Luminosität einen Wert von etwa  $2 \cdot 10^{32} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Da die maximal erreichbare Luminosität gegeben ist durch das Produkt aus der Anzahl der im Speicherring gespeicherten Teilchen  $N_{beam}$ , der Flächendichte des Targets am Wechselwirkungspunkt  $\rho_t$  und

der Umlauffrequenz der Strahlteilchen im Speicherring  $f_{beam}$ ,

$$\mathcal{L}_{max} = \rho_t \cdot N_{beam} \cdot f_{beam} \quad (1.4)$$

ist durch sie zugleich auch die Flächendichte festgelegt, die notwendig ist um den Maximalwert der Luminosität zu erreichen.

Der Speicherring hat eine Länge von 574m und die Geschwindigkeit der Antiprotonen beim betrachteten Impuls beträgt etwa 84,8% der Lichtgeschwindigkeit [35]. Damit erhält man für die Umlauffrequenz der Antiprotonen einen Wert von 443kHz. Die maximale Anzahl der gespeicherten Antiprotonen liegt, wie bereits erwähnt, bei  $1 \cdot 10^{11}$ . Setzt man diese Werte in Gleichung (1.4) ein, folgt daraus, dass das Target eine Flächendichte von etwa  $4,5 \cdot 10^{15}$  Atome/cm<sup>2</sup> erreichen muß, wenn man die maximale Luminosität verwenden will.

# Kapitel 2

## Das Cluster-Jet-Target

### 2.1 Clusterbildung in einer Lavalldüse

Das für das PANDA-Experiment benötigte protonenhaltige Target, das mit den Antiprotonen des Beschleunigerstrahls wechselwirken soll, wird vom Münsteraner Cluster-Jet-Target in Form von Strahlen aus überschallschnellen Gas-Clustern bereitgestellt. Unter Clustern versteht man in diesem Fall Agglomerate aus Atomen oder Molekülen, die je nach ihrer Größe sehr unterschiedliche Eigenschaften besitzen können. Die Anzahl an Teilchen in einem solchen Cluster reicht dabei von 3-100 bei kleinen Clustern bis hin zu etwa  $10^6$  bei sehr großen Clustern [13]. Cluster bilden somit ein Bindeglied zwischen den traditionell getrennten Gebieten der Atom- und Molekülphysik und der Festkörperphysik.

Die Eigenschaften von sehr kleinen Clustern, bei denen sich quasi alle Teilchen an der Oberfläche befinden, lassen sich noch mithilfe der Methoden der Atom- und Molekülphysik beschreiben. Ähnlich wie bei einem Atom sind z. B. die Energieniveaus eines kleinen Clusters zunächst noch diskret. Mit zunehmender Größe verändern sich die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Cluster jedoch drastisch, da sich die Cluster bis zu einer gewissen Größe beim Hinzufügen eines jeden Atomes vollständig neu strukturieren und das Verhältniss zwischen Oberfläche und Volumen zunehmend kleiner wird [4]. So kann z. B. das Hinzufügen weniger Atome einen metallischen Cluster in ein Teilchen mit einer halbleiter-ähnlichen Bandlücke verwandeln [10].

Ab einer Größe von etwa 100 Atomen oder Molekülen beginnt der Cluster langsam die feste Gitterstruktur eines Festkörpers anzunehmen und die diskreten Energieniveaus gehen in ein kontinuierliches Energieband über [5][4]. Cluster mit mehr als 1 000 Atomen oder Molekülen, sogenannte Mikrokristalle, besitzen bereits einige

Eigenschaften eines Festkörpers [5]. Ab etwa 50 000 Atomen kann man dann von einem Festkörper sprechen [41].

Der Grund, warum man nun Cluster als Target benutzt und nicht einen einfachen Gasstrahl, liegt hauptsächlich in der größeren Masse der Cluster. Durch die größere Masse kann sich der Clusterstrahl im Gegensatz zu einem Gasstrahl, trotz Stößen mit Restgasmolekülen, ungestört über größere Distanzen ausbreiten. Für die Produktion der Cluster wird beim Münsteraner Cluster-Jet-Target hauptsächlich Wasserstoff- und Deuterium-Gas als Ausgangsmaterial zur Verwendung kommen. Gegenüber anderen Bindungsarten, wie der metallischen oder kovalenten Bindung, werden diese Cluster nur durch die vergleichsweise schwache Van-der-Waals-Kraft zusammengehalten und besitzen daher eine sehr geringe Bindungsenergie. Aufgrund der niedrigen Temperaturen ( $\leq 35$  K), mit denen das Wasserstoff- oder Deuterium-Gas zur Produktion der Cluster durch eine Lavalldüse strömt, kann es dennoch zu Bildung stabiler Cluster kommen (siehe auch Kap. 2.1.2). Frühere Messungen von Henkes und Mikosch bei einer Temperatur von 27 K und Gasdrücken von etwa 1 bar zeigten bereits Clustergrößen von bis zu 100 000 Molekülen [25]. Dabei stellten sie auch eine Zunahme der Clustergröße mit ansteigendem Gasdruck fest. Allerdings fanden diese Messungen allesamt oberhalb der Dampfdruckkurve statt (Abb. 2.3). Da die Flächendichte des Targets unterhalb der Dampfdruckkurve stark ansteigt, ist davon auszugehen, dass die Clustergröße bei höheren Drücken weiter zunimmt.

### 2.1.1 Lavalldüse

Die Lavalldüse besitzt eine spezielle Form, die es ermöglicht ein durchströmendes Gas auf Überschallgeschwindigkeit zu beschleunigen. Wie in Abbildung 2.1 zu sehen, durchläuft das Gas dabei zunächst einen konvergenten Bereich, der möglichst kurz gehalten wird um die Wandreibung des Gases zu minimieren [27]. Am Ende des konvergenten Teils besitzt die Düse ihren kleinsten Querschnitt, der bei der aktuell verwendeten Düse etwa 24  $\mu\text{m}$  beträgt. Direkt darauf folgt ein divergenter Bereich, bei dessen Länge ein Kompromiss eingegangen werden muss: Einerseits sollte der Bereich möglichst kurz sein, um auch hier die Wandreibung des Gases gering zu halten, andererseits darf der Öffnungswinkel nicht zu groß sein, da es ansonsten zu einem Strömungsabriss an den Wänden der Düse kommen kann [27]. Ein Strömungsabriss würde zu ungewollten Verwirbelungen in der Strömung führen, was wiederum eine Dissipation der Strömungsenergie nach sich ziehen würde [18].



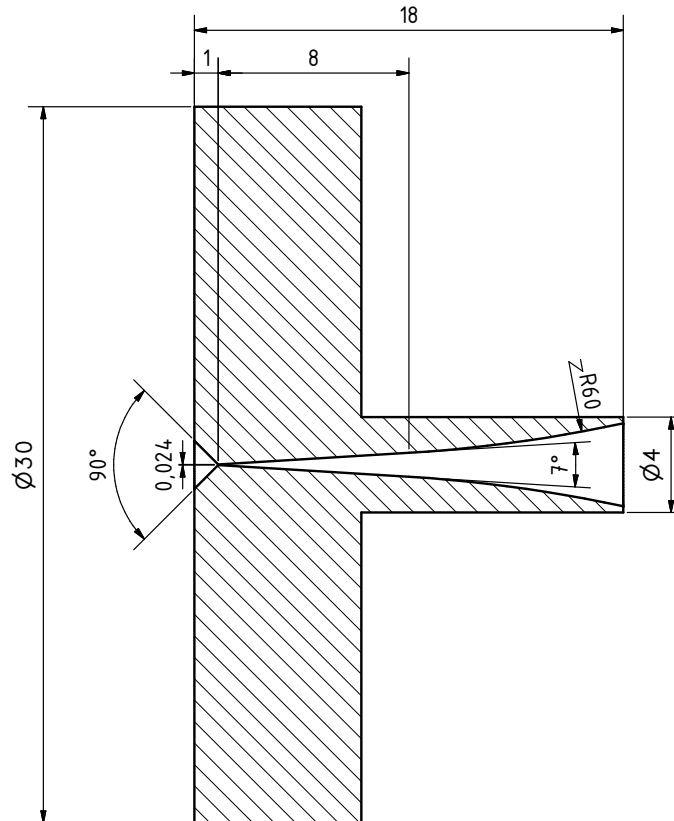


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der am CERN hergestellten und in den Münsteraner Cluster-Jet-Targets verwendeten Lavaldüsen.

Um zu zeigen, wie sich die Querschnittsänderung der Lavaldüse auf den Druck und die Geschwindigkeit eines durchströmenden Gases auswirkt, benötigt man zunächst einmal die Kontinuitätsgleichung einer stationären Strömung:

$$\dot{m} = \rho \cdot c \cdot A = \text{const.} \quad (2.1)$$

wobei  $\dot{m}$  der Massenfluss ist,  $\rho$  die spezifische Masse des Gases,  $c$  dessen Strömungsgeschwindigkeit und  $A$  die Querschnittsfläche des Strömungskanals.

Logarithmiert man diese Gleichung nun und differenziert sie anschließend nach der Koordinate  $x$ , die entlang der Längsachse der Düse verläuft, so erhält man:

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dx} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dx} - \frac{1}{c} \cdot \frac{dc}{dx} \quad (2.2)$$

Die Geschwindigkeitsänderung  $dc/dx$  entlang der Düsenachse sowie das Quadrat der Schallgeschwindigkeit  $a$  in einer isentropen Strömung sind durch folgende Gleichungen gegeben [18]:

$$\frac{dc}{dx} = -\frac{1}{\rho \cdot c} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (2.3)$$

$$a^2 = \frac{dp}{d\rho} = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (2.4)$$

Setzt man dies in Gleichung (2.3) ein, erhält man:

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dx} = \frac{1}{\rho \cdot c^2} \cdot \left( 1 - \frac{c^2}{a^2} \right) \cdot \frac{dp}{dx} \quad (2.5)$$

Der Quotient  $c/a$  ist als Mach-Zahl  $Ma$  definiert. Damit erhält man schließlich:

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dx} = \frac{1}{\rho \cdot c^2} \cdot (1 - Ma^2) \cdot \frac{dp}{dx} \quad (2.6)$$

Mithilfe der Gleichungen (2.3) und (2.6) lassen sich nun Druck- und Geschwindigkeitsänderungen in Abhängigkeit vom Querschnitt der Lavaldüse beschreiben:

Das Gas strömt zunächst mit Unterschallgeschwindigkeit ( $Ma < 1$ ) in den konvergenten Teil der Düse ein. Nach Gleichung (2.6) folgt daraus, dass Querschnittsgradient  $dA/dx$  und Druckgradient  $dp/dx$  das gleiche Vorzeichen besitzen. Eine Querschnittsabnahme resultiert also in einer Drucksenkung und nach Gleichung (2.3) in einer Geschwindigkeitszunahme. Sinkt der Druck am engsten Querschnitt bis auf den Lavaldruck (kritischer Druck) ab, der definiert ist als:

$$p_L = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \cdot p_0 \quad (2.7)$$

wobei  $p_0$  der Gasdruck beim Eintritt in die Düse ist und  $\kappa$  der Adiabatenexponent, dann erreicht die Gasströmung unmittelbar hinter dem Ende des divergenten Teils Schallgeschwindigkeit [18]. Der Lavaldruck beträgt bei einem  $\kappa$  von 5/3 (siehe Kap. 3) etwa 50% des Anfangsdruckes  $p_0$ .

Ist der Druck am Ausgang der Lavaldüse  $p_A$  nun kleiner als der Lavaldruck  $p_L$ , was in unserem Fall gegeben ist, da hinter der Düse Feinvakuum herrscht ( $p_A \approx 1 \cdot 10^{-1}$  mbar), so gilt für den divergenten Teil  $dp/dx < 0$  und  $dA/dx > 0$ , was nach Gleichung (2.6) zu einer Mach-Zahl  $Ma > 1$  führt.

## 2.1.2 Clusterbildung

Das zur Clusterproduktion verwendete Wasserstoff- oder Deuterium-Gas wird typischerweise mit Temperaturen von 20-35 K und einem Druck von bis zu 18 bar in die Lavaldüse eingeleitet. Nachdem es dort den engsten Querschnitt passiert hat, kommt es zu einer starken Expansion des Gases. Dies führt aufgrund des Joule-Thomson-Effektes zu einer weiteren Abkühlung. Durch das Abkühlen des Gases

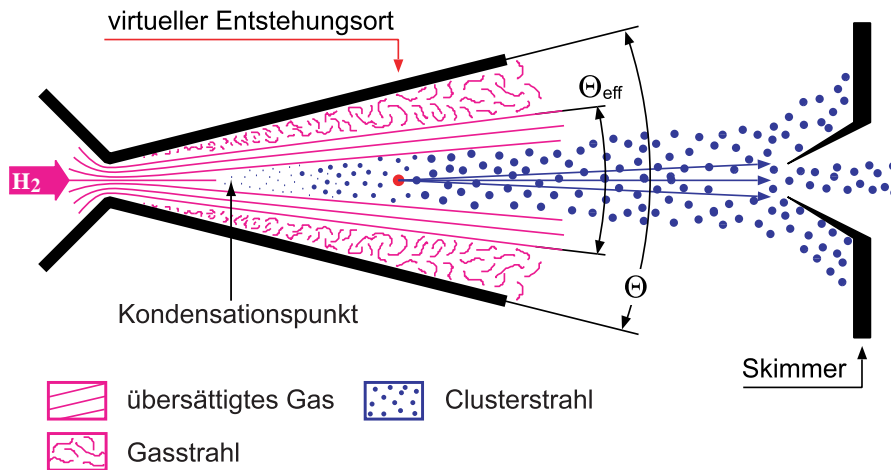


Abbildung 2.2: Prinzip der Clusterbildung: Wasserstoff-Gas strömt bei niedrigen Temperaturen und unter hohem Druck durch eine Lavaldüse und kondensiert dabei teilweise zu Clustern.

nimmt die Relativgeschwindigkeit zwischen den einzelnen Gasmolekülen stark ab, so dass sich die anfangs ungerichtete Bewegung in einen gerichteten Teilchenstrom umwandelt [5]. Sinkt die thermische Energie der Relativbewegung bei der Expansion unterhalb der Bindungsenergie eines Dimers, kann es durch Dreikörperstöße zur Agglomeration zweier Moleküle kommen [5]. Die so gebildeten Dimere dienen dann als Kondensationskeim, an dem sich weitere Moleküle anlagern können. Ein hoher Gasdruck unterstützt diesen Prozess und trägt damit zur Clusterbildung bei. Innerhalb kürzester Zeit können so Cluster aus vielen tausend Molekülen entstehen.

Allerdings wird bei der Kondensation der Gasmoleküle zu Clustern Bindungsenergie freigesetzt, die dafür sorgt, dass sich die Cluster mit jedem angelagerten Molekül weiter aufheizen. Ein Teil der Gasmoleküle dampft daher mit der Zeit wieder ab, wodurch der Cluster abkühlt [5]. Aus diesem Grund kann immer nur ein kleiner Teil der vorhandenen Gasmoleküle zu Clustern kondensieren.

Ein Großteil des nicht-kondensierten Gases wird später durch einen Skimmer abgeschält, damit es nicht bis in die Strahlrohre gelangt und dort das Vakuum

verschlechtert.

Da die Gasmoleküle unmittelbar vor der Kondensation nur eine sehr geringe Relativgeschwindigkeit untereinander besitzen, haben auch die erzeugten Cluster nach Verlassen der Düse eine sehr schmale Geschwindigkeitsverteilung. Dies ist wichtig, um später anhand der theoretisch berechneten Maximalgeschwindigkeit der Cluster und deren kinetischer Energie eine Massenverteilung zu berechnen. Würden sich die Cluster alle mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ausbreiten, wäre eine Massenbestimmung mit der hier vorgestellten Methode nicht möglich.

## 2.2 Das Münsteraner Cluster-Jet-Target (MCT1)

Die in Kapitel 2.1 beschriebene Methode der Clustererzeugung wurde bereits bei diversen Cluster-Jet-Targets erfolgreich eingesetzt. Zur Zeit befindet sich beispielsweise ein Münsteraner Cluster-Jet-Target beim ANKE-Experiment, am COSY-Beschleuniger im Forschungszentrum Jülich, im Einsatz. Zuvor kamen Cluster-Jet-Targets unter anderem beim CELSIUS-Experiment in Uppsala, bei E835 am Fermilab und bei COSY-11, ebenfalls in Jülich, zum Einsatz.

Die bisher verwendeten Cluster-Jet-Targets erfüllten jedoch alle nicht die Anforderungen die vom  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment vorgegeben werden. So muß der Clusterstrahl später eine Strecke von mindestens 1,85 m bis zum Wechselwirkungspunkt zurücklegen, damit die Clusterquelle außerhalb des  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors angebracht werden kann [12]. Dabei darf die Flächendichte des Targets jedoch nicht unter den Wert von  $4,5 \cdot 10^{15}$  Atome/cm<sup>2</sup> fallen. Da die Flächendichte  $n_T$  des Clusterstrahls antiproportional zum Quadrat des zurückgelegten Weges  $d$  ist:

$$n_T \propto \frac{1}{d^2} \quad (2.8)$$

wäre die Flächendichte der bisher verwendeten Cluster-Jet-Targets, in der benötigten Entfernung zur Düse, viel zu gering.

Aus diesem Grund wurde das Münsteraner Cluster-Jet-Target (MCT1) am IKP in Münster aufgebaut. An diesem sollen Optimierungen hinsichtlich des Abstandes zwischen Düse und Wechselwirkungspunkt sowie der Targetdichte getestet werden. MCT1 wird voraussichtlich noch dieses Jahr durch MCT2 ersetzt werden, das neben vielen Detailverbesserungen vor allem einen leistungsfähigeren Kaltkopf erhalten wird.

	CELSIUS	E835	ANKE/COSY-11	MCT1
Düsenquerschnitt in $\mu\text{m}$	100	37	11-16	16-28
Gastemperatur in K	20-35	20-32	22-35	20-35
Gasdruck in bar	1,4	< 10	14-20	> 18
Düsen-Abstand in m	0,32	0,26	0,65	<b>2,1</b>
Flächendichte in $\text{cm}^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{14}$	<b><math>\sim 5 \cdot 10^{14}</math></b>

Tabelle 2.1: Vergleich verschiedener Cluster-Jet-Targets [29][36].

Der größte Unterschied zwischen MCT1 und den bisher verwendeten Targets ist der deutlich gewachsene Abstand zwischen Düse und Wechselwirkungspunkt. Dieser beträgt bei MCT1 etwa 2,1 m und ist damit mehr als dreimal so groß, wie bei allen anderen Cluster-Jet-Targets (Tab. 2.2). Wie man der Tabelle 2.2 entnehmen kann, ist die Flächendichte anderer Cluster-Jet-Targets selbst in wesentlich geringerer Entfernung um einen Faktor von mindestens 10 zu klein für eine Verwendung bei  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ . Zusammen mit Gleichung 2.8 folgt daraus, dass das zukünftige Target eine mehr als 100mal größere Flächendichte erreichen muß, als aktuelle Cluster-Jet-Targets.

Die höchste Flächendichte die von MCT1 derzeit erreicht wird, beträgt ungefähr  $5 \cdot 10^{14}$  Atome/ $\text{cm}^2$ , gemessen bei einer Gastemperatur von 27,5 K und einem Druck von 17,5 bar [36]. Damit ist die Dichte bereits um den Faktor 10 größer als die bisheriger Cluster-Jet-Targets. Messungen am Münsteraner Cluster-Jet-Target zeigen zudem, dass die Dichte zu niedrigeren Temperaturen und höheren Drücken hin zunimmt (Abb. 2.3). Man erwartet deshalb, dass mithilfe des leistungsfähigeren Kaltkopfes von MCT2 Bereiche zugänglich werden, in denen die Targetdichte den nötigen Wert von  $4,5 \cdot 10^{15}$  Atome/ $\text{cm}^2$  annimmt oder sogar übertrifft.

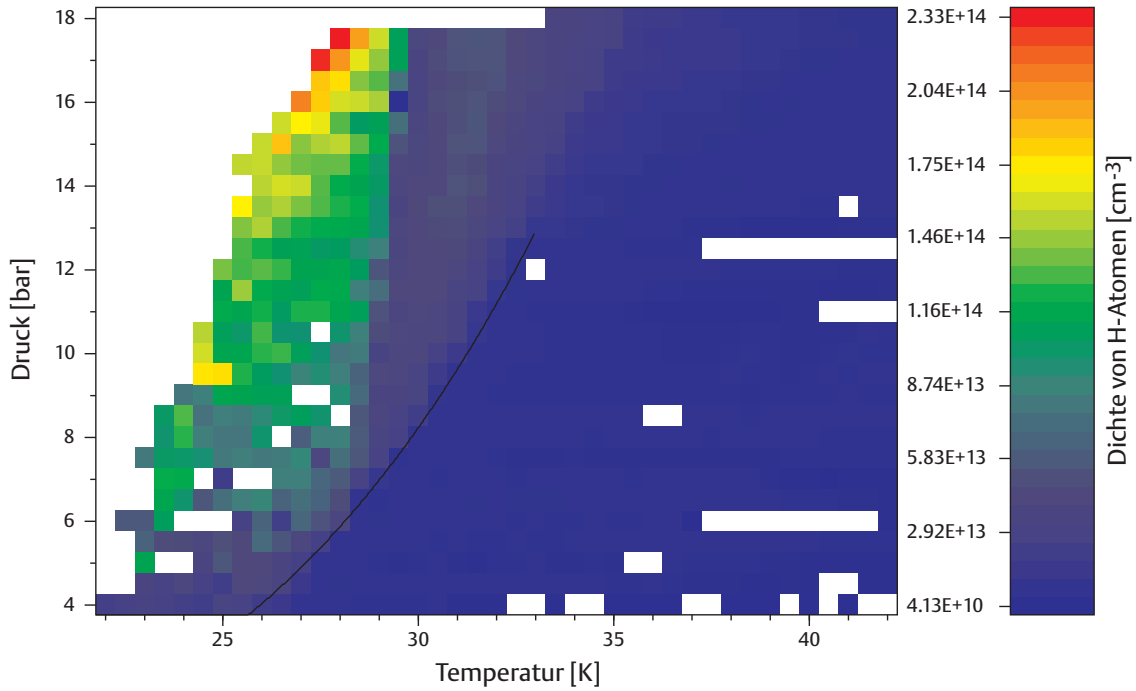


Abbildung 2.3: Bisher gemessene Targetdichte von MCT1 in Abhängigkeit von Gasdruck und Temperatur vor der Düse. Die Dichten wurden jeweils mit der theoretischen Maximalgeschwindigkeit (Gleichung 3.4) berechnet. Eingezeichnet ist außerdem die Dampfdruckkurve von Wasserstoff. (Abbildung entnommen aus [36])

## 2.3 Aufbau von MCT1

Das Münsteraner Cluster-Jet-Target setzt sich aus drei Sektionen zusammen, der Clusterquelle, der Streukammer und dem Auffänger (Abb. 2.8). Die Sektionen sind jeweils durch Strahlrohre miteinander verbunden und werden durch ein System mehrerer Pumpen evakuiert. Die Clusterproduktion an sich findet in der sogenannten Clusterquelle statt. Von dort führt ein 1,3 m langes Rohr mit einem Innendurchmesser von 40 mm zur Streukammer. Die Streukammer befindet sich ungefähr in 2,1 m Entfernung zur Düse und damit in etwa dort, wo beim späteren Target der Clusterstrahl mit dem Antiprotonenstrahl wechselwirken würde. Von der Streukammer wiederum führt ein weiteres 1,3 m langes Strahlrohr zum Auffänger. Der Innendurchmesser des zweiten Strahlrohres ist auf 70 mm erweitert, da der Clusterstrahl mit zunehmender Entfernung zur Düse breiter wird. Zwar würde auch hier ein Rohr mit 40 mm Innendurchmesser noch ausreichen [39], man wollte jedoch

vermeiden, dass es durch Dejustage zu einer Kollision von Strahl und Strahlrohr kommen kann. Eine Kollision würde die Cluster zerplatzen lassen, worurch sich das Vakuum im Strahlrohr wesentlich verschlechtern würde. Die Strahlrohre, die später bei  $\bar{P}$ ANDA zum Einsatz kommen, besitzen um den Wechselwirkungspunkt einen Innendurchmesser von 20 mm und weiten sich dann in beide Richtungen Schrittweise bis auf 90 mm auf.

Der Auffänger dient normalerweise dazu, eine Reflexion der Gasmoleküle am Ende des Strahlrohres zu verhindern, die dort beim Auftreffen der Cluster entstehen. Der endgültige Aufbau wird zu diesem Zweck eine Kryopumpe mit anschließender, asymmetrisch angebrachter, Turbopumpe besitzen. Bei MCT1 befindet sich dort zur Zeit das Massenspektrometer, mit dem die Messungen für diese Arbeit durchgeführt wurden.

Im Gegensatz zum Cluster-Target, das später in den  $\bar{P}$ ANDA-Detektor eingebaut werden wird, verläuft die Strahlachse von MCT1 parallel zum Erdboden. Dies hat vor allem praktische Gründe, da das Target so leichter zu warten ist und die Raumhöhe im Labor zudem keinen vertikalen Einbau erlauben würde.

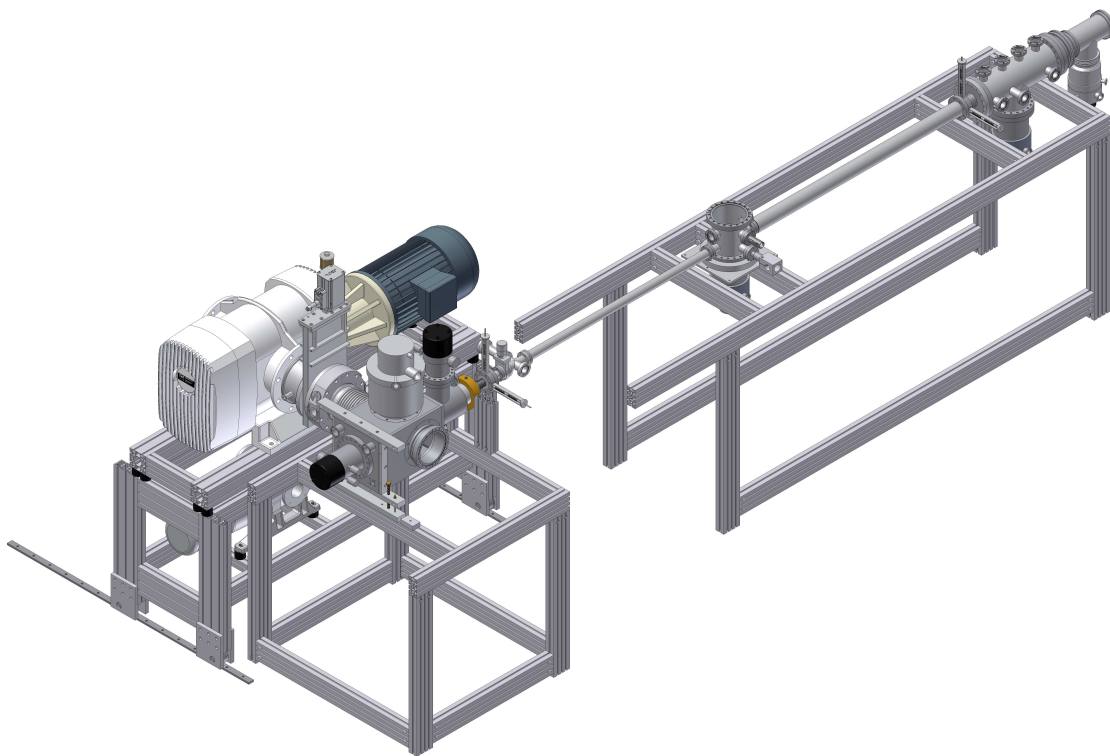


Abbildung 2.4: Isometrische Ansicht des Targetaufbaus. Zu sehen ist unter anderem die Quelle (links), die Streukammer (Mitte) und der Auffänger (rechts).

### 2.3.1 Clusterquelle

Die Quelle des Cluster-Jet-Targets ist in mehrere Kammern unterteilt, die über separate Pumpsysteme verfügen (Abb. 2.8) und nur durch die sehr kleine Öffnung eines Skimmers bzw. eines Kollimators entlang der Strahlachse miteinander verbunden sind. Die erste dieser Kammern ist die sogenannte Skimmerkammer. Sie umgibt die Laval-Düse sowie die 20 K-Stufe des Kaltkopfes (Abb. 2.6) und sorgt so dafür, dass die dort anfallende große Gaslast nicht das Vakuum in anderen Bereichen des Aufbaus verschlechtert. Damit das zurückgehaltene Gas innerhalb der Skimmerkammer nicht die Expansion bzw. die Clusterbildung des Gases im divergenten Teil der Düse stört (Kapitel 2.1.1), benötigt man einen möglichst niedrigen Druck und somit leistungsfähige Pumpen. Aus diesem Grund ist seitlich an der Skimmerkammer eine Roots-pumpe mit einem maximalen Saugvermögen von etwa  $3000 \text{ m}^3/\text{h}$  angeschlossen, die durch eine weitere kleine Roots-pumpe und eine Drehschieberpumpe vorgepumpt wird. Trotz der hohen Pumpleistung erhält man bei den höchsten Targetdichten jedoch nur Drücke von  $1 - 2 \cdot 10^{-1}$  mbar.

Der Übergang in die nächste Kammer, die Kollimator-kammer, erfolgt durch einen Skimmer, der sich gegenüber der Düse in einer Entfernung von 40 mm befindet. Ein Skimmer ist eine Art kegelförmige Blende mit konkaver Mantelfläche. Die Form und die extreme Dünnwandigkeit von nur  $10 \mu\text{m}$  an der Spitze des Skimmers sorgen dafür, dass das Gas vom Clusterstrahl abgeschält wird, ohne dass es sich dabei vor der Öffnung des Skimmers anstaut (Abb. 2.5). Die Öffnung des Skimmers besitzt einen Durchmesser von 0,7 mm.

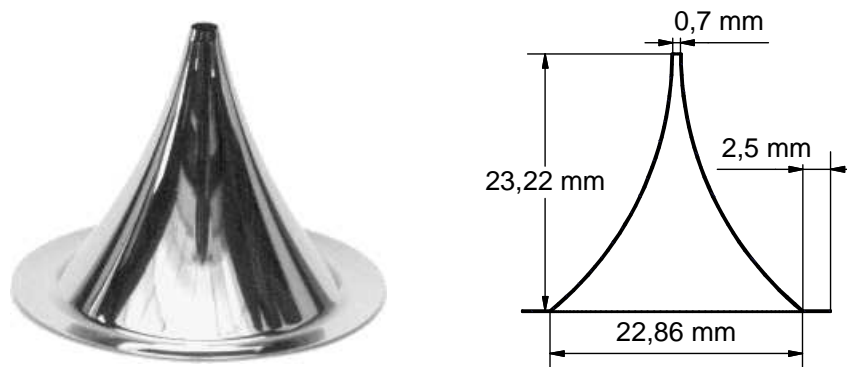


Abbildung 2.5: Foto eines Skimmers von Beam Dynamics Inc. und schematische Darstellung mit den Maßen des verwendeten Skimmers. (Schematische Darstellung entnommen aus [39])



Die Kollimator-kammer befindet sich um die Skimmer-kammer herum. Der Kollimator, der die Öffnung für den Clusterstrahl bildet, besitzt wie der Skimmer eine Kegelform. Er ist jedoch wesentlich stabiler gebaut, da er eine andere Aufgabe als der Skimmer erfüllt. Der Restgasanteil in der Kollimator-kammer ist wesentlich geringer als noch in der Skimmer-kammer. Der Kollimator dient daher hauptsächlich dazu, den Durchmesser und die Querschnittsform des Clusterstrahls am Wechselwirkungspunkt zu definieren. Die Öffnung des momentan verbauten Kollimators ist kreisförmig und hat ebenfalls einen Durchmesser von etwa 0,7 mm.

Die Außenwände der Kollimator-kammer grenzen direkt an die Umgebungsluft im Labor und befinden sich daher auf Zimmertemperatur. Da die Kollimator-kammer nicht nur die Skimmer-kammer sondern auch die 70 K-Stufe des Kaltkopfes umgibt (Abb. 2.6), benötigt man in dieser Kammer ein besonders gutes Vakuum um die Wärmeleitung zwischen Außenwand und Kaltkopf zu minimieren. An die Kollimator-kammer sind daher zwei Turbomolekularpumpen mit einem Saugvermögen von je 1000 l/s angeschlossen. Die Turbomolekularpumpen werden durch zwei Roots-pumpen und eine Drehschieberpumpe vorgepumpt (Abb. 2.8). Der typische Druck, der so bei hohen Targetdichten in dieser Kammer erreicht wird, liegt im Bereich von  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar.

Nachdem der Clusterstrahl auch die Kollimator-kammer passiert hat, durchläuft er noch eine Kryopumpe, bevor er in das Strahlrohr eintritt. Im Gegensatz zu anderen Vakuumpumpen pumpen Kryopumpen das anfallende Gas nicht ab, sondern lassen es an sehr kalten Flächen kondensieren. Bei dieser Eigenkonstruktion aus Münster sind mehrere Kühlbleche aus Kupfer hintereinander angeordnet die zusätzlich mit kleinen Aktivkohlestücken beklebt sind, um die Adsorptionsfläche zu maximieren. In der Mitte der Kühlbleche befindet sich ein Loch, durch das der Clusterstrahl hindurch kann. Ein Kaltkopf (Leybold RGD510) kühlt die Bleche dann auf Temperaturen von unter 16 K herunter, was ausreichend ist um selbst Wasserstoff kondensieren zu lassen. Der Druck innerhalb der Kryopumpe beträgt maximal  $1 \cdot 10^{-7}$  mbar. Um die Funktion der Kryopumpe zu erhalten, muß diese jedoch in regelmäßigen Abständen regeneriert werden. Das bedeutet, dass der Kaltkopf der Kryopumpe deaktiviert werden muss, damit das bisher kondensierte Gas wieder in den gasförmigen Zustand übergeht und mithilfe herkömmlicher Pumpen abgepumpt werden kann.

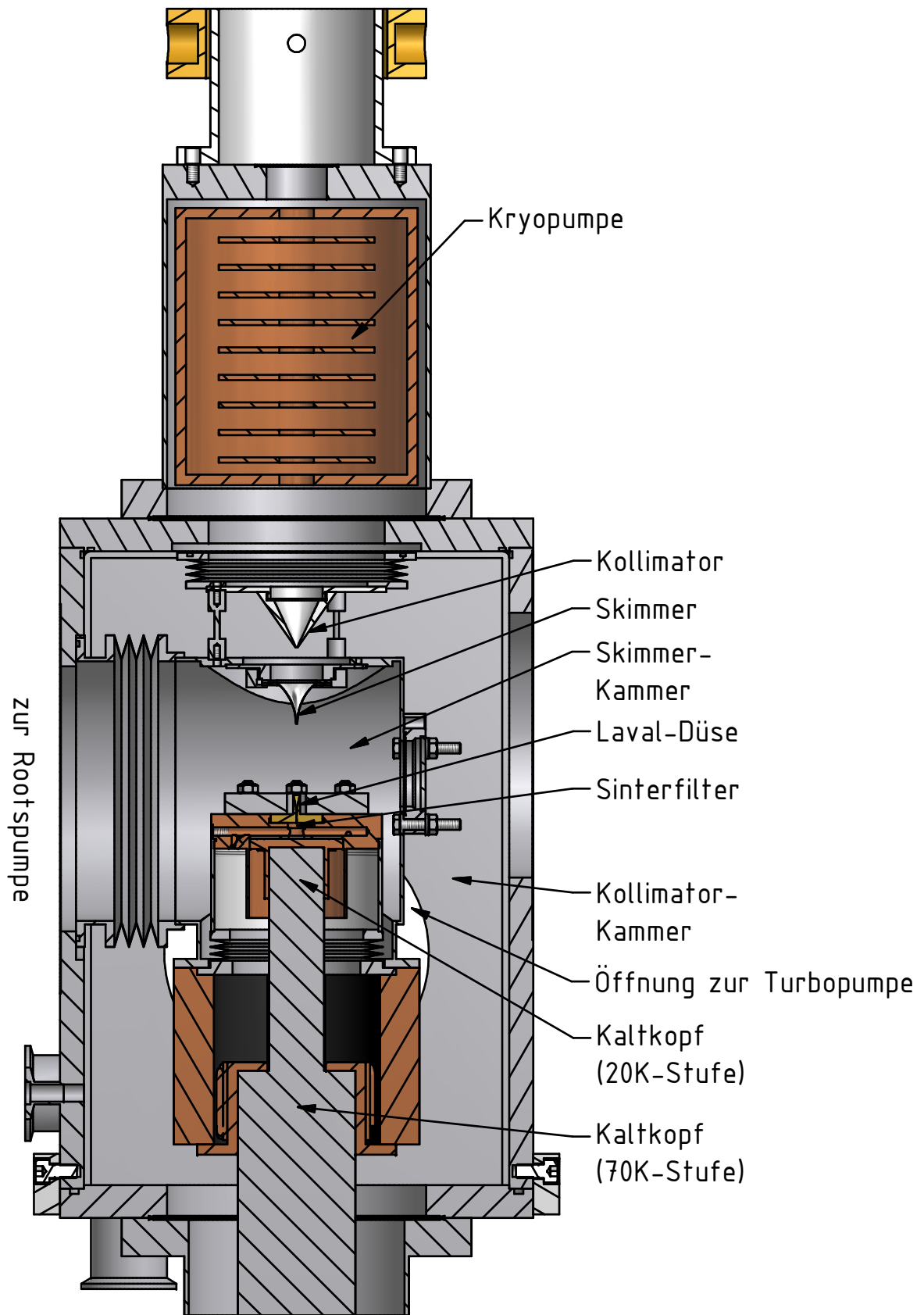


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Clusterquelle von MCT1.

### 2.3.2 Gaskühlung

Um das Gas auf die tiefen Temperaturen herunterzukühlen, die zur Clusterproduktion benötigt werden, strömt es zunächst um einen Kaltkopf (Leybold RGD1245), bevor es die Laval-Düse erreicht. Der Kaltkopf ist in zwei Stufen unterteilt, die unterschiedlich tiefe Temperaturen erreichen. Während die erste Stufe eine Temperatur von etwa 70 K erreicht, sinkt die Temperatur an der zweiten Stufe auf weniger als 20 K ab. Die Temperatur, die das durchströmende Gas dabei erreicht, ist allerdings vom jeweiligen Durchfluss abhängig. Bei höherem Durchfluss muss einerseits eine größere Wärmemenge vom Kaltkopf abgeführt werden und andererseits verschlechtert sich dadurch das Vakuum in der Kollimator-kammer, wodurch die Wärmeleitung zwischen Außenwand und Kaltkopf erhöht wird. Die Bereiche im Phasendiagramm, die bisher zugänglich waren, sind in Abbildung 2.3 zu sehen.

Bevor das Gas am Kaltkopf ankommt, wird es durch einen Wasserstoffreiniger geleitet, in dem sich eine auf 250 °C erhitzte Palladiummembran befindet, die nur für Wasserstoff und Deuterium durchlässig ist. Dadurch erhält man ultrahochreines Gas. Dies ist nötig, da andere Gase bei den niedrigen Temperaturen an der Düse gefrieren würden und die Düse so verstopfen könnten. Danach durchläuft das Gas noch einen Druckregler, mit dem der gewünschte Gasdruck an der Düse eingestellt werden kann. Die Zuleitung des Gases bis zum Kaltkopf erfolgt in Edelstahlrohren und geht dann in ein Kupferrohr über, das um die 1. Stufe des Kaltkopfes gewickelt ist. Direkt am Kaltkopf bietet sich der Gebrauch von Kupfer an, da es im Vergleich zu Edelstahl eine wesentlich bessere Wärmeleitfähigkeit besitzt ( $399 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$ <sup>1</sup> statt  $15 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$  bei Edelstahl [32]) und das Gas so effektiver gekühlt werden kann. Nach außen hin soll der Edelstahl eine Wärmeleitung möglichst verhindern, da die 1. Stufe des Kaltkopfes ansonsten an Leistung verlieren würde und die in die Umgebungsluft führenden Rohre anfangen würden zu vereisen. Die Überleitung zur 2. Stufe des Kaltkopfes geschieht dann wieder in einem Edelstahlrohr um auch hier den Kühlleistungsverlust, bedingt durch den Temperaturunterschied zwischen den beiden Stufen des Kaltkopfes, zu minimieren. Das Kupferrohr, das um die 2. Stufe des Kaltkopfes gewickelt ist, mündet schließlich in einer Bohrung, die sich in einem massiven Kupferblock an der Spitze des Kaltkopfes befindet. Ein Durchbruch in der Mitte dieser Bohrung führt zur Laval-Düse, die auf dem Kupferblock befestigt ist und somit ebenfalls heruntergekühlt wird. Unmittelbar vor der Düse befindet sich noch ein Sinterfilter, der eventuell noch im Gas enthaltene Staubpartikel oder

<sup>1</sup> Wert bei einer Temperatur von 20 °C

sonstige Verunreinigungen herausfiltert, die ansonsten ebenfalls zu einer Verstopfung der Düse führen könnten.

Um den statischen Druck des Gases an der Düse messen zu können, führt eine zweite Gasleitung von der Bohrung über die beiden Stufen des Kaltkopfes wieder zurück, aus den Vakuumkammern heraus, zu einem Baratron.

Die Temperatur des Gases wiederum wird über eine Temperaturdiode bestimmt, die sich im Gasstrom vor der Düse befindet. Die Diode ist an einen Temperaturcontroller des Typs LakeShore 331 angeschlossen, der mit den Daten eine Heizung ansteuert, die sich an dem Kupferblock befindet, in dem auch die Laval-Düse angebracht ist. Die Heizung ist notwendig um beliebige Temperaturen im Bereich zwischen 20 und 100 K einstellen zu können, da der Kaltkopf immer mit voller Leistung arbeitet.

### 2.3.3 Streukammer und Auffänger

Nachdem der Clusterstrahl die Quelle verlassen hat, verläuft er zunächst durch ein 1,3 m langes Strahlrohr und gelangt dann in die Streukammer. Die Mitte der Streukammer befindet sich etwa in 2,1 m Entfernung zur Düse. Also dort, wo beim  $\bar{P}$ ANDA-Experiment der Beschleunigerstrahl mit den Clustern wechselwirken würde. In der Kammer befindet sich daher ein Monitorsystem, mit dem verschiedene Eigenschaften des Strahls an dieser wichtigen Stelle untersucht werden können.

Im Prinzip besteht das Monitorsystem aus einem 1 mm dicken Stab und einem Metallplättchen mit 4 mm Durchmesser, die über Schrittmotoren durch den Clusterstrahl gefahren werden können. Der Stab rastert dabei den Strahl in vertikaler Richtung ab, während das Plättchen in horizontaler Richtung verschoben werden kann. Trifft der Clusterstrahl nun auf Stab oder Plättchen, brechen die einzelnen Cluster auf und werden so wieder zu Gas. Dadurch ändert sich der Druck innerhalb der Streukammer. Trägt man nun den Druck gegen die Position von Stab oder Plättchen auf, erhält man Lage und Form des Clusterstrahls.

Mithilfe des gemessenen Druckanstieges und der Geschwindigkeit der Cluster lässt sich zudem die Flächendichte des Clusterstrahls berechnen, die für die späteren Experimente sehr wichtig ist [36].

Nachdem der Clusterstrahl die Streukammer und ein weiteres 1,3 m langes Strahlrohr durchquert hat, trifft er auf den Auffänger. Dort zerplatzen die Cluster schließlich durch Kontakt mit den Wänden und werden wieder zu Gas. Dieses Gas muß möglichst vollständig vom Auffänger absorbiert werden, um das Vakuum in den

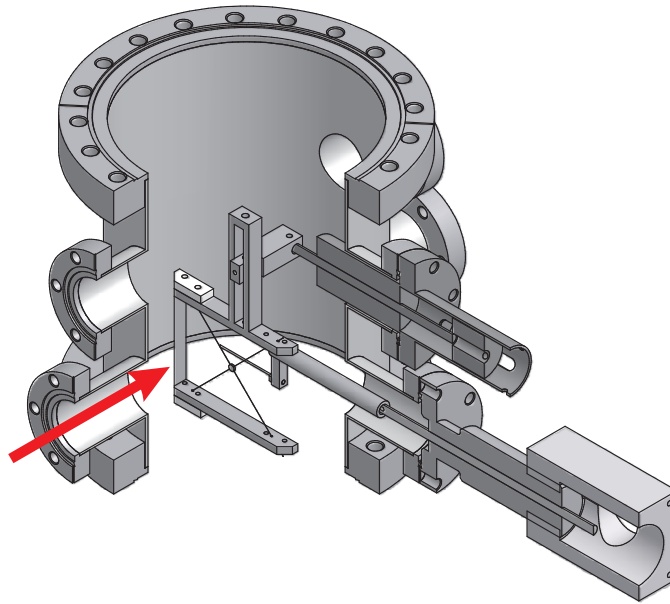


Abbildung 2.7: Schnittansicht der Streukammer mit Monitorsystem. Der Pfeil zeigt die Richtung, aus der der Clusterstrahl in die Streukammer eintritt.

Strahlrohren und in der Streukammer nicht zu stark zu beeinträchtigen. In seiner momentanen Form kann der Auffänger diese Aufgabe jedoch nur bedingt erfüllen, da er primär zur Unterbringung von Messinstrumenten genutzt wird. Am Ende des Auffängers befindet sich daher das Massenspektrometer und keine Turbopumpe, die den Clusterstrahl direkt aufnehmen könnte. Auch eine Kryopumpe wurde noch nicht eingebaut, da durch die fehlende Turbopumpe am Ende des Auffängers die Gaslast ohnehin zu groß und die Regenerierungszyklen daher zu kurz wären. Als Ersatz befindet sich in der Mitte der Streukammer eine Blende mit einer Öffnung von 50 mm, die einen Teil des Gases zurückhält. Auf beiden Seiten dieser Blende befinden sich zudem Turbomolekularpumpen mit einem Saugvermögen von je 360 l/s, die durch eine Drehschieberpumpe (Alcatel T2100A) vorgepumpt werden.

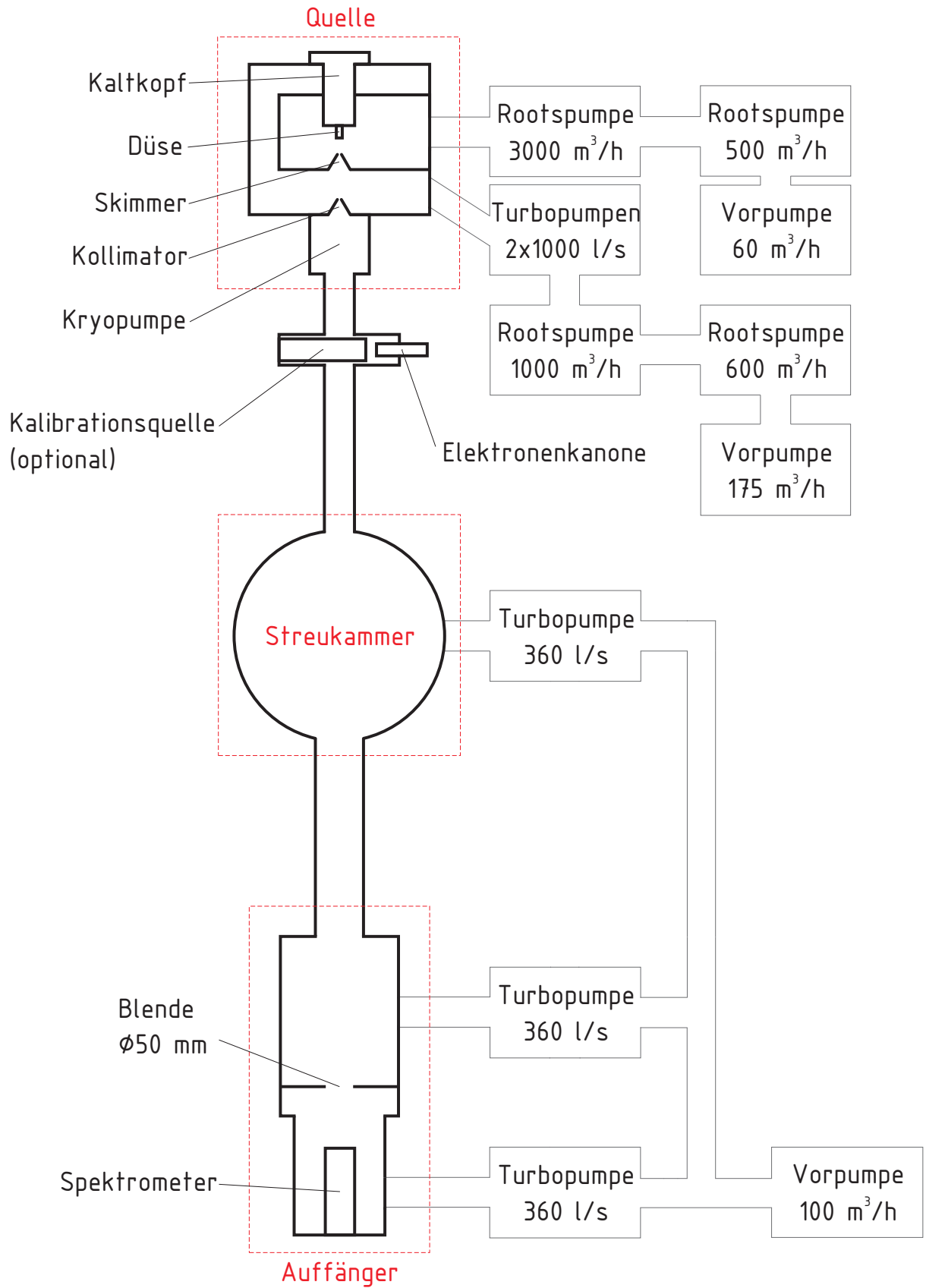


Abbildung 2.8: Schematischer Aufbau von MCT1.

# Kapitel 3

## Messaufbau zur Massenspektroskopie

Für die Massenbestimmung der Wasserstoffcluster wurde der in Abbildung 3.3 gezeigte Versuchsaufbau benutzt. Ziel der damit durchgeführten Messungen war es zunächst, die kinetische Energie der Cluster zu bestimmen. Ist die Energie der Cluster bekannt, benötigt man nur noch deren Geschwindigkeit, um über folgende einfachen Gleichung die Clustermasse berechnen zu können.

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m_{cluster} \cdot v_{cluster}^2 \quad (3.1)$$

$$\Rightarrow m_{cluster} = \frac{2 \cdot E_{kin}}{v_{cluster}^2} \quad (3.2)$$

Es hat sich gezeigt, dass die Geschwindigkeit eines Clusterstrahls bei Temperaturen und Drücken oberhalb der Dampfdruckkurve in guter Näherung durch die theoretische Maximalgeschwindigkeit eines aus der Laval-Düse strömenden Gases gegeben ist [36][11]. Unterhalb der Dampfdruckkurve kann die Geschwindigkeit der Cluster jedoch stark von diesem Wert abweichen [36]. Da bisher kein Modell existiert, das die Clustergeschwindigkeit bei beliebigen Gastemperaturen und Drücken beschreibt und ein Großteil der Messungen oberhalb der Dampfdruckkurve stattfindet, soll vorerst die maximale Strömungsgeschwindigkeit des Gases als Geschwindigkeit für die Cluster angenommen werden. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit ist gegeben durch [27]:

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{R \cdot T_0}{M} \left( 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right)} \quad (3.3)$$

Unter der Annahme, dass das Verhältnis  $p/p_0$  von Düseneingangsdruck  $p_0$  und dem Druck hinter der Düse  $p$  sehr klein ist, vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{R \cdot T_0}{M}} \quad (3.4)$$

Dabei ist  $M$  die molare Masse,  $T_0$  die Temperatur des Gases vor der Düse,  $R$  die allgemeine Gaskonstante und  $\kappa$  der Adiabatenexponent, der definiert ist als das Verhältnis zwischen den spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck ( $C_p$ ) und konstantem Volumen ( $C_V$ ). Zudem ist  $\kappa$  abhängig von der Anzahl der Freiheitsgrade  $f$  eines Gasteilchens:

$$\kappa = \frac{C_p}{C_V} = \frac{f + 2}{f} \quad (3.5)$$

Für molekularen Wasserstoff und Temperaturen unterhalb von etwa 50 K ergibt sich  $\kappa$  zu  $5/3$ , da bei diesen Temperaturen alle Freiheitsgrade außer den dreien der Translation eingefroren sind [26]. Die Geschwindigkeit eines Clusters hängt dann nur noch von  $T_0$  ab. Da die Temperatur des Gases vor der Düse bekannt ist, kann die Geschwindigkeit der Cluster mithilfe von Gleichung (3.4) berechnet werden. Zur Massenbestimmung benötigt man nun noch die kinetische Energie der Cluster.

Um die kinetische Energie der Cluster bestimmen zu können, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein Massenspektrometer nach dem Prinzip der Gegenfeldmethode entworfen und gebaut (Abb. 3.2). In diesem müssen die zuvor ionisierten Cluster gegen das elektrische Feld einer ringförmigen Elektrode anlaufen um detektiert zu werden. Das elektrische Feld der Elektrode ist so gepolt, dass es auf die ionisierten Cluster abstoßend wirkt. Daher können nur die Cluster das Gegenfeld überwinden, deren kinetische Energie in Elektronenvolt mindestens der eingestellten Gegenfeldspannung entspricht<sup>1</sup>. Misst man nun die Anzahl der Cluster die das Gegenfeld passiert haben als Funktion des Elektrodenpotentials, so lässt sich ein Energiespektrum des Clusterstrahls erstellen. Dieses kann schließlich mithilfe der durch Gleichung (3.4) berechneten Geschwindigkeit in ein Massenspektrum umgerechnet werden.

Die Verwendung eines elektrischen Gegenfeldes bietet sich vor allem aus praktischen Gründen an. Würde man stattdessen die Ablenkung der geladenen Teilchen in einem magnetischen Sektorfeld zur Bestimmung des Masse-zu-Ladung-Verhältnisses

---

<sup>1</sup> Bei den Messungen wird von einer einfachen Ionisierung der Cluster ausgegangen (Kap. 4.2.1)



ausnutzen, bräuchte man beispielsweise für einen Cluster aus 150 000 Atomen bei einer Gastemperatur von 30 K ( $\Rightarrow v_{max} \approx 900$  m/s) bereits ein magnetisches Feld mit einer Flussdichte von 1,4 T um diesen auf eine Kreisbahn mit dem Radius von 1 m zu bringen. Noch schwerere Cluster, wie sie erwartet werden, würden entweder ein noch größeres Spektrometer, oder ein noch stärkeres Magnetfeld benötigen. Bei beidem würde man jedoch sehr schnell an die Grenze des Machbaren stoßen. Bei der Gegenfeldmethode muss an die Elektrode lediglich eine Gegenfeldspannung von mehr als 215 V angelegt werden, um einen Cluster mit dieser Größe am Passieren der Gegenfeldelektrode zu hindern.

In den folgenden Unterkapiteln wird näher auf die einzelnen Geräte eingegangen, die zur Ionisierung und zum Nachweis der Cluster verwendet wurden. Außerdem wird die sogenannte Kalibrationsquelle beschrieben, die zum Testen des Massenspektrometers benutzt wurde.

### 3.1 Elektronenkanone

Die Ionisierung der Wasserstoffcluster geschah mithilfe einer Elektronenkanone, die zuvor bereits für die Geschwindigkeitsmessungen der Cluster zum Einsatz kam [36]. Die Elektronenkanone besteht im Wesentlichen aus einem Filament, einer Spiegel-

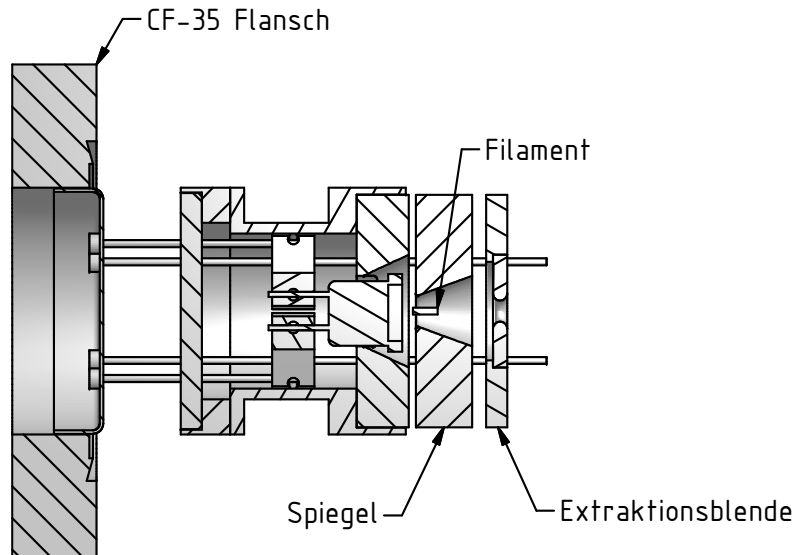


Abbildung 3.1: Schematische Skizze der Elektronenkanone [3].

elektrode und einer Extraktionsblende. Als Filament dient dabei eine Halogenglühlampe, bei der der Glaskolben entfernt wurde.

Durch dieses Filament fließt ein Heizstrom von etwa 1 A bei einer Spannung von 8 V. Dadurch wird die Glühwendel so stark erhitzt, dass die thermische Energie der Elektronen ausreicht um aus dem Metall austreten zu können. Da Spiegel und Filament auf einem negativen Potential liegen, die Extraktionsblende jedoch für die Energiemessungen auf Erdpotential liegt, werden die vom Filament emittierten Elektronen in Richtung des positiveren Potentials der Extraktionsblende beschleunigt. Die Elektronen, die durch die Öffnung der Extraktionsblende gelangen, besitzen danach eine kinetische Energie in Elektronenvolt, die der Potentialdifferenz zwischen Spiegel und Extraktionsblende entspricht. Typischerweise lag diese bei 150-200 V, entsprechend einer Elektronenenergie von 150-200 eV.

Die Elektronen, die die Elektronenkanone verlassen, treffen nach etwa 7 cm auf den senkrecht zur Elektronenbewegung verlaufenden Clusterstrahl. Trifft eines der beschleunigten Elektronen dort auf einen Cluster, kann es zur Stoßionisierung kommen. Wie stark der jeweilige Cluster dabei ionisiert wird hängt unter anderem von der Energie der Elektronen ab (Kap. 4.2.1).

Für Flugzeitmessungen kann die Extraktionsblende auch gepulst werden. Dazu wird die Extraktionsblende zunächst auf das Potential der Spiegelelektrode gelegt, so dass die Elektronen keine Beschleunigung mehr erfahren. Für wenige Millisekunden wird die Extraktionsblende dann zurück auf Erdpotential gebracht, wodurch man einen kurzen Elektronenpuls erhält, der einige wenige Cluster ionisiert. Dabei ist darauf zu achten, dass die Pulsbreite klein genug ist, um ein scharfes Startzeitfenster zu erhalten und die Abstände zwischen den Pulsen groß genug, um nicht neue Ionen zu erzeugen, bevor die vorherigen am Ziel angekommen sind. Bewährt hat sich eine Pulsbreite von 75  $\mu$ s und eine Pulsfrequenz von 8 Hz. Weiterhin sollte man darauf achten, dass möglichst nur ein Ion pro Elektronenpuls detektiert wird, damit bei breiterer Geschwindigkeitsverteilung nicht nur die schnellsten Ionen gemessen werden. Aus der Differenz zwischen der Zeit zu der sich die Extraktionsblende auf Erdpotential befand und der Zeit zu dem ein Signal am Channeltron ankam, lässt sich dann die Flugzeit des Clusters berechnen. Aus der Flugzeit und der zurückgelegten Strecke wiederum erhält man die Geschwindigkeit der Ionen. Der genaue Aufbau für die Flugzeitmessungen ist der Diplomarbeit von Jennyfer Otte zu entnehmen [36].

## 3.2 Massenspektrometer

In einer Entfernung von 4,25 m hinter der Düse trifft der teilweise ionisierte Clusterstrahl auf das Massenspektrometer. Das Spektrometer besteht im Wesentlichen aus der Gegenfeldelektrode, die als Energiefilter für die ionisierten Cluster dient, einem Channeltron, das die transmittierten Clusterionen detektiert und einigen Blenden, die auf Erdpotential liegen und für die richtige Fokussierung des Ionenstrahls sorgen (Abb. 3.2). Damit die geladenen Teilchen nicht bereits vor dem Eintritt in das Spektrometer durch das elektrische Feld der Gegenfeldelektrode beeinflusst werden, ist diese von einem Topf umgeben, der ebenfalls geerdet ist.

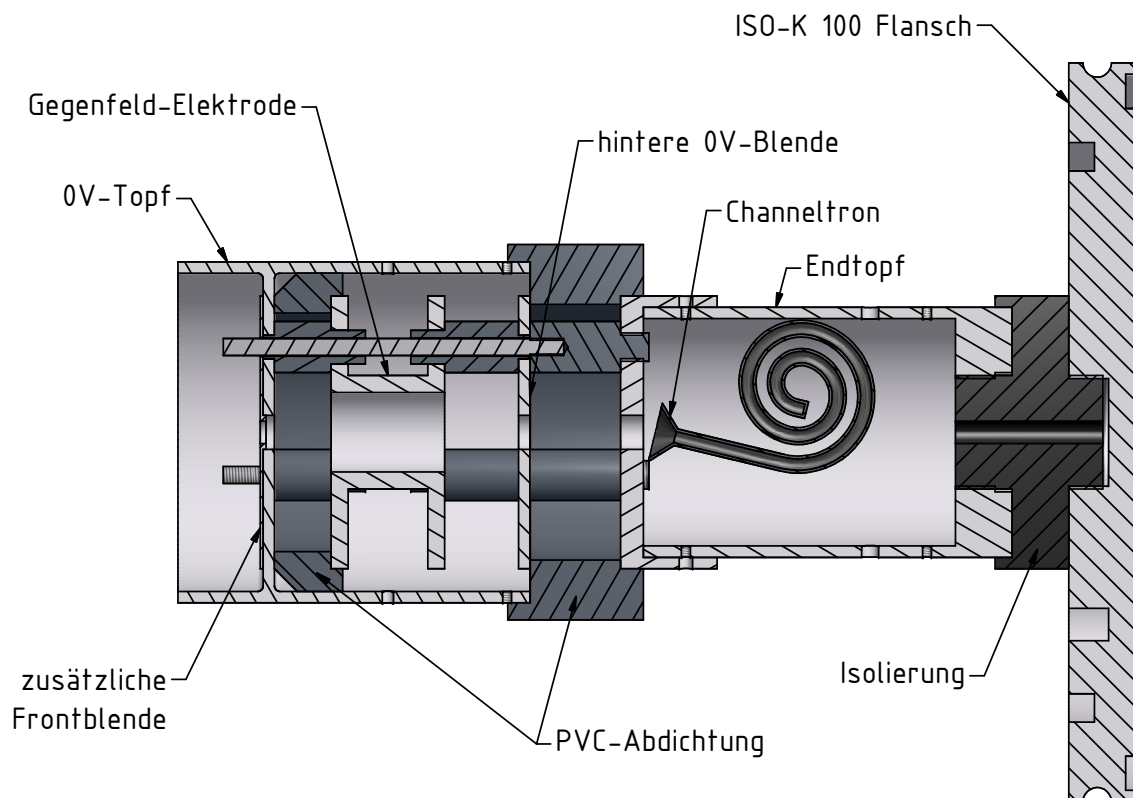


Abbildung 3.2: Schnittansicht des Massenspektrometers.

An der Front dieses 0 V-Topfes befindet sich eine Blende mit einer Öffnung von 6 mm Durchmesser, durch die der Clusterstrahl hindurch muss. Sie sorgt dafür, dass nur die Cluster, die eine Flugbahn nahe der Symmetrieachse des Spektrometers besitzen, bis zur Gegenfeldelektrode gelangen können. Dies ist notwendig, da eine Abhängigkeit zwischen der Höhe des elektrischen Potentials an der Gegenfeldelektrode und dem Abstand zu deren Symmetrieachse besteht (siehe auch Abb. 4.37).

Damit Cluster mit identischer Masse und Ladung also nicht gegen ein unterschiedlich hohes elektrisches Potential anlaufen und so evtl. unterschiedlichen Energien zugeordnet werden, sollte der Clusterstrahl beim Erreichen der Gegenfeldelektrode einen möglichst kleinen Durchmesser besitzen. Bei Bedarf lassen sich daher zusätzliche Blenden mit kleineren Durchmessern (z. B. 4 mm, 2 mm) an der Front des 0 V-Topfes anbringen.

Nachdem ein Teil der Cluster die Öffnung des 0 V-Topfes passiert hat, gelangen die Cluster als nächstes zur Gegenfeldelektrode. Die trommelförmige Form der Gegenfeldelektrode und deren Position innerhalb des 0 V-Topfes ist das Ergebnis zahlreicher Simulationen mit dem Programm SIMION<sup>2</sup>, die eine möglichst konstante Transmissionsfunktion zum Ziel hatten. Die Transmissionsfunktion ist die Anzahl der transmittierten Teilchen aufgetragen gegen die angelegte Gegenfeldspannung. Die Form dieser Funktion sollte sich im voraussichtlich interessanten Energiebereich möglichst wenig verändern, damit sich das Transmissionspektrum später einfacher in ein Energiespektrum umrechnen lässt.

Die Gegenfeldelektrode ist an ein Netzteil angeschlossen, das Spannungen zwischen 0 und +3500 V liefert. Die positiv geladenen Clusterionen sehen somit einen Potentialwall, den sie nur überwinden können, wenn ihr Verhältnis von kinetischer Energie zur Anzahl der Elementarladungen groß genug ist. Liegt an der Gegenfeldelektrode beispielsweise eine Spannung  $U_G$  von 100 V an, kann das elektrische Feld nur von Ionen überwunden werden, deren kinetische Energie größer ist als der Wert  $U_G \cdot q$ .

Hinter der Gegenfeldelektrode befindet sich eine weitere 0 V-Blende mit 6 mm-Öffnung. Sie wurde so platziert, dass sie über einen großen Energiebereich alle Clusterionen, die das Gegenfeld überwunden haben, so fokussiert, dass diese auch am Channeltron ankommen. Weiterhin schirmt sie die Gegenfeldelektrode vom negativen Potential ab, das am Endtopf angelegt ist. Würde dieses Potential bis zur Gegenfeldelektrode reichen, würde dies den Potentialwall, den die Clusterionen beim Passieren der Gegenfeldelektrode sehen, herabsetzen und somit die Messergebnisse verfälschen.

Innerhalb des Endtopfes, wiederum hinter einer 6 mm messenden Öffnung, sitzt schließlich das Channeltron. Die genaue Funktion des Channeltrons ist im folgenden Unterkapitel beschrieben. Endtopf und Channeltron-Eingang liegen aufgrund der in Kapitel 4.1.1 beschriebenen Überlegungen auf einem Potential von -2100 V.

---

<sup>2</sup> SIMION<sup>®</sup> is a registered trademark of Scientific Instrument Services, Inc

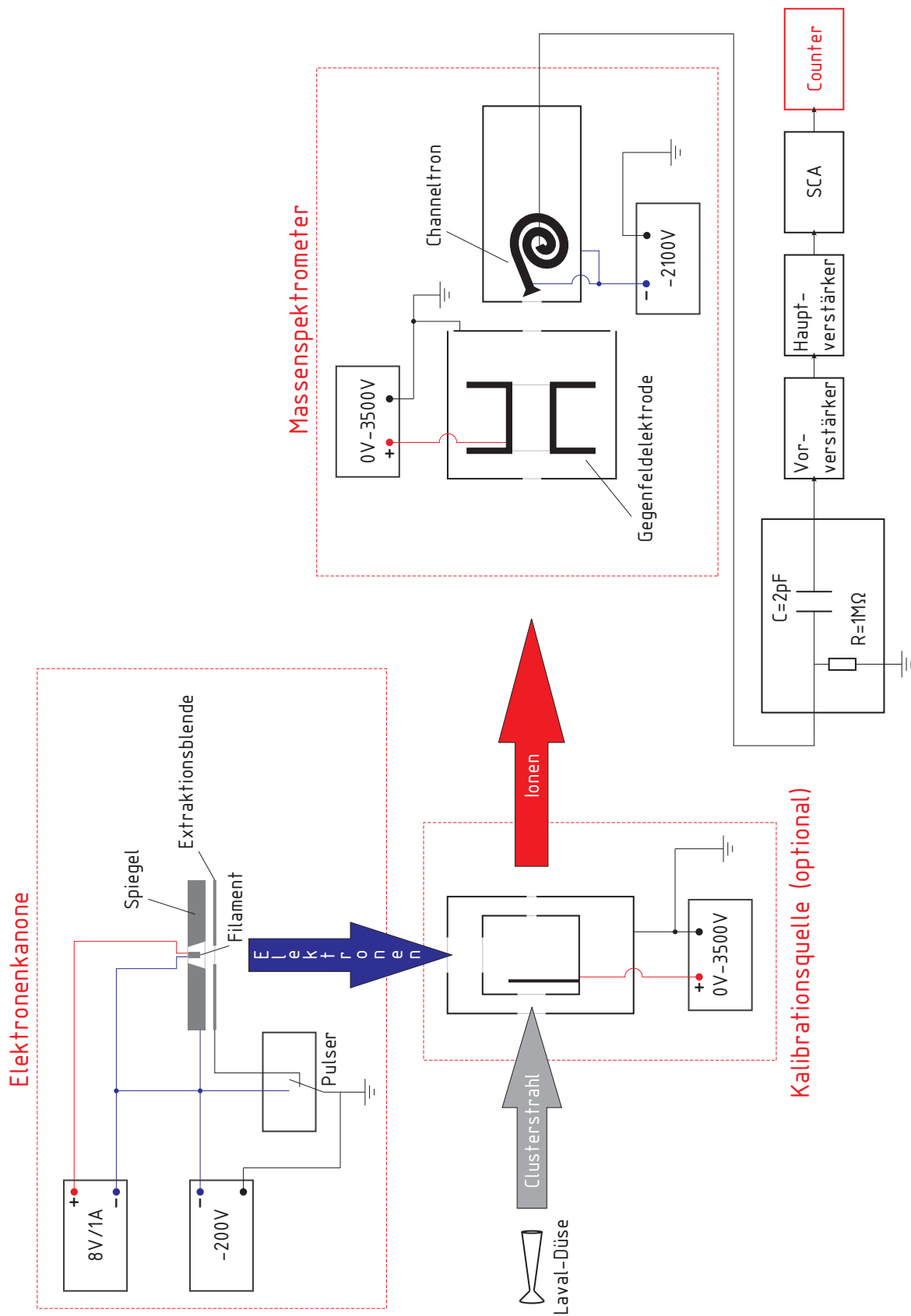


Abbildung 3.3: Schaltbild des Messaufbaus.

### 3.3 Channeltron

Das Channeltron<sup>3</sup> ist ein sogenannter *single channel electron multiplier* (SCEM). Es besteht aus einem gebogenen Bleiglasröhrchen mit einem Innendurchmesser von 1 mm, das an einem Ende eine trichterförmige Öffnung besitzt [9]. Im Innern des Channeltrons befindet sich etwa 20 nm unter der Oberfläche eine halbleitende Schicht [9], durch die ein Potentialgefälle zwischen den beiden Enden des Channeltrons aufgebaut werden kann.

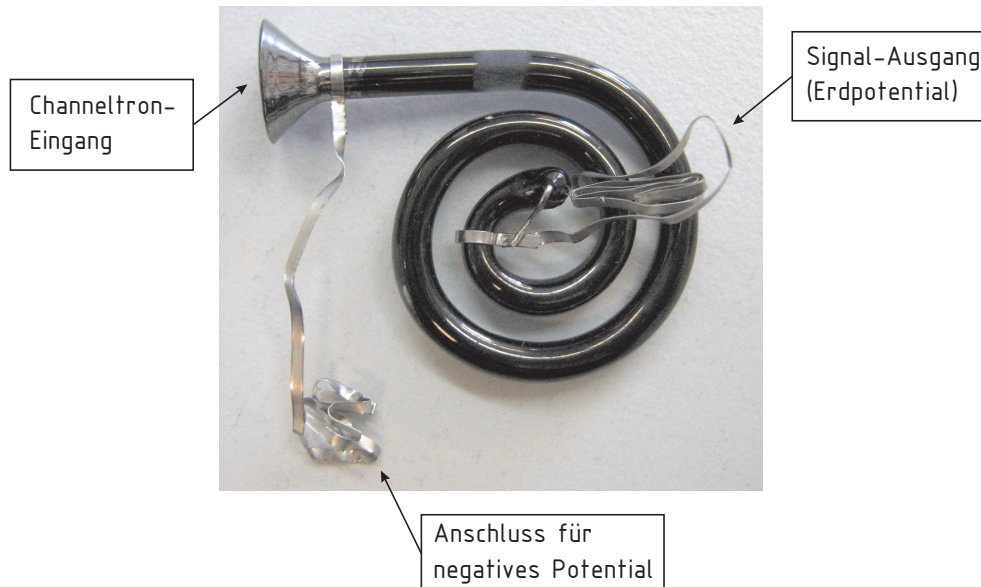


Abbildung 3.4: Foto des verwendeten Channeltron-Typs.

Für die Detektion positiver Teilchen wird der trichterförmige Eingang des Channeltrons auf ein negatives Potential von  $-2100\text{ V}$  (Kap. 4.1.1) gelegt und das Ende auf Erddpotential. Durch die ununterbrochene, halbleitende Schicht im Inneren ergibt sich eine kontinuierliche Dynode. Trifft nun ein Ion auf die Innenseite des Channeltrons, so schlägt es zunächst einige wenige Sekundärelektronen aus dessen Emissionsschicht. Durch das zum Ende hin positiver werdende Potential werden die Elektronen immer weiter in das Channeltron hineinbeschleunigt. Durch die gebogene Form treffen die ausgelösten Elektronen dabei immer wieder auf die Wand des Channeltrons und produzieren so weitere Sekundärelektronen. Am Signalausgang erhält man so etwa  $10^7$  bis  $10^8$  Elektronen [9], die dann über einen Widerstand abfließen und dort einen messbaren Spannungsabfall produzieren (Abb. 3.3). Dieser

<sup>3</sup> Channeltron<sup>®</sup> is a registered trademark of BURLE TECHNOLOGIES, INC

Spannungspuls wird zunächst von einem Vorverstärker (Canberra Modell 970) sowie von einem Hauptverstärker (Ortec Modell 452) verstärkt und dann zu einem Einkanaldiskriminator (Ortec Modell 420A) weitergeleitet. Dieser gibt einen Normimpuls aus, sobald die Spannung des Eingangssignals eine gewisse Höhe überschritten hat. Der Ausgangsimpuls wird dann über eine Messkarte an einen Computer weitergegeben, wo die Zählrate mithilfe eines Programms aufgezeichnet wird.

Für die massenspektroskopische Untersuchung des Clusterstrahls müssen einige besondere Eigenschaften des Channeltrons beachtet werden. So nimmt beispielsweise die relative Nachweeffizienz mit steigender Masse nahezu exponentiell ab [9]. Dies erschwert neben dem geringeren effektiven Ionisationsquerschnitt für große Cluster (Kap. 5) zusätzlich eine genaue Bestimmung von Massen-Anteilen. Eine Möglichkeit, das Problem der abnehmenden Nachweeffizienz zu umgehen, wäre der Einbau einer sogenannten Konversions-Dynode [9]. Die Konversions-Dynode ist eine kleine zusätzliche Elektrode kurz vor dem Eingang des Channeltrons, die auf einem hohen negativen Potential (bis zu 20 kV) betrieben wird. Die ankommenden positiven Ionen würden dann durch die Elektrode so stark beschleunigt werden, dass sie Sekundär-Elektronen oder Ionen aus der Konversions-Dynode heraus schlagen können. Diese würden nur geringe Massen besitzen und könnten daher anschließend vom Channeltron detektiert werden. Ein weiterer Punkt ist die Empfindlichkeit des Channeltrons gegenüber Photonen und neutralem atomarem Wasserstoff (Kap. 4.1.4).

### 3.4 Kalibrationsquelle

Um zu überprüfen, inwieweit die Transmissionseigenschaften des Spektrometers bei verschiedenen Clusterenergien mit den Simulationen übereinstimmen, benötigt man Ionen die eine bekannte Energie pro Elementarladung besitzen. Zu diesem Zweck wurde die Kalibrationsquelle gebaut (Abb. 4.19).

Die Quelle besteht grob aus zwei ineinander liegenden Zylindern, die gegenüber der Elektronenkanone angebracht werden. Beide besitzen in Richtung des Clusterstrahls eine Öffnung, durch die die Wasserstoff-Cluster eindringen können. Im inneren Zylinder befindet sich hinter dieser Öffnung ein Keil, der dafür sorgt, dass die Cluster zerplatzen und somit Wasserstoff-Gas ( $H_2$ ) entsteht. Beide Zylinder besitzen zudem an ihrer der Elektronenkanone zugewandten Stirnfläche eine Öffnung. Durch diese gelangt der Elektronenstrahl in den inneren Zylinder und kann dort

den Wasserstoff ionisieren. Da der Wirkungsquerschnitt für eine Dissoziation des Wasserstoffs deutlich niedriger liegt als für eine einfache Ionisierung [44], entstehen dabei hauptsächlich einfach positiv geladene Wasserstoffmoleküle ( $\text{H}_2^+$ ). Flugzeitmessungen bestätigten dies und zeigten zugleich, dass der Anteil an Protonen oder ionisierten Restgasmolekülen wie z. B. Stickstoff vernachlässigbar klein ist (Abb. 3.5). Für die Messungen ist Art und Ladung der Ionen aus der Kalibrationsquelle ohnehin ohne Bedeutung, da das Spektrometer die Ionen nur anhand ihrer kinetischen Energie pro Elementarladung unterscheidet. Diese ist bei allen Ionen, die die Kalibrationsquelle verlassen, gleich.

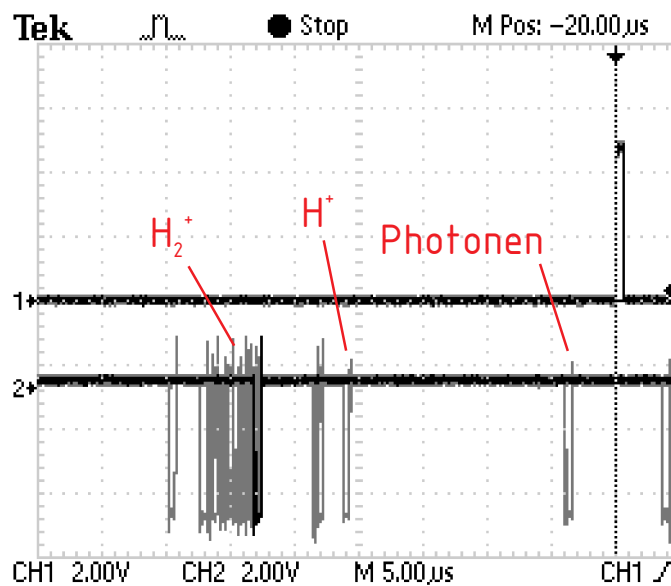


Abbildung 3.5: Überlagerung mehrerer Flugzeitmessungen. Kanal 1 zeigt den Startpuls, der die Extraktionsblende an der Elektronenkanone auf Erdpotential legt, Kanal 2 das Stoppsignal vom Channeltron. Die theoretisch berechneten Flugzeiten lagen bei  $26,0 \mu\text{s}$  für  $\text{H}_2^+$ ,  $18,4 \mu\text{s}$  für Protonen und unter  $1,0 \mu\text{s}$  für Photonen. Ein Kästchen auf der Zeitachse des Oszilloskopbildes entspricht  $5,0 \mu\text{s}$ . Der Offset von etwa  $2,0 \mu\text{s}$  ist wahrscheinlich durch die Elektronik bedingt.

Ihre kinetische Energie erhalten die Ionen durch ein Potentialgefälle, das zwischen den beiden Zylindern angelegt wird. Der innere Zylinder wird dazu an eine positive Spannung  $U_B$  angeschlossen während der äußere auf Erdpotential verbleibt. In Richtung des Spektrometers befindet sich bei beiden Zylindern eine weitere kleine Öffnung, durch die die Ionen driften können und dann durch das negativere Potential des äußeren Zylinders auf eine Energie von  $q \cdot U_B$  beschleunigt werden. Die ionisierten Wasserstoffmoleküle besitzen demnach die Energie  $e \cdot U_B$ .



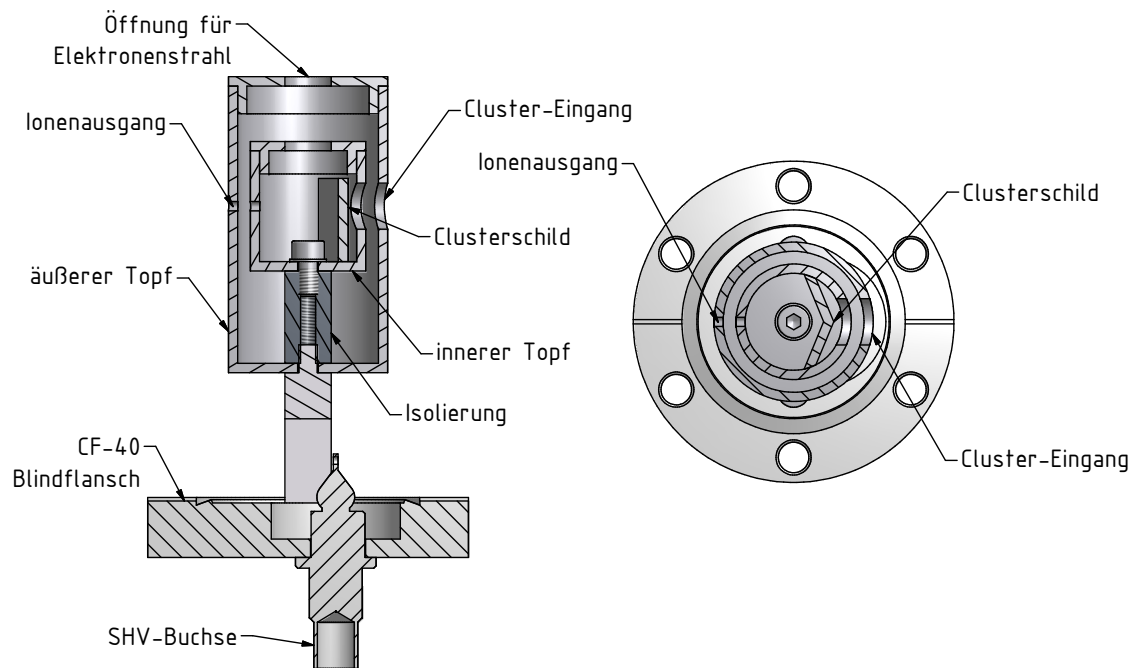


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Kalibrationsquelle. Ansicht von der Seite (links) und von oben (rechts).



# Kapitel 4

## Messung der Ionenenergie

### 4.1 Transmissionsmessungen mithilfe der Kalibrationsquelle

Um die korrekte Funktionsweise des Spektrometers zu überprüfen, wurden zunächst einige Messungen mit der Kalibrationsquelle durchgeführt. Dabei wurde der gesamte Energiebereich von 0 bis 3,5 keV in groben Intervallen untersucht. Höhere Energien können aufgrund der auf +3500 V beschränkten Gegenfeldspannung nicht vom Spektrometer detektiert werden. Die Messungen wurden anschließend mit den Simulationen verglichen. Dabei zeigten sich einige Unterschiede, deren Analyse dabei half die Prozesse innerhalb des Spektrometers besser zu verstehen. Auch fielen durch die Testmessungen einige bauliche Mängel des Spektrometers auf, die zuvor in der Planungsphase nicht bedacht wurden. Der Großteil dieser Mängel konnte für spätere Messungen behoben werden. In den folgenden Unterkapiteln soll näher auf die verschiedenen Messungen und ihre Ergebnisse eingegangen werden.

#### 4.1.1 Wahl der Spannung am Channeltron

Die Betriebsspannung eines Channeltrons sollte möglichst so gewählt werden, dass jedes eintreffende Ion ein messbares Signal am Signal-Ausgang des Channeltrons erzeugt. Da die Spannung, bei der dies der Fall ist, sich mit zunehmendem Alter des Channeltrons immer weiter zu hohen Spannungen hin verschiebt [9], wurde die Zählrate bei fest eingestellter Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle in Abhängigkeit von der Spannung am Channeltron gemessen. Bei niedrigen Spannungen am Channeltron reicht die Potentialdifferenz zwischen Channeltron-Eingang und Signal-Ausgang zunächst nicht aus, um die durch den Aufprall der

Primärionen auf die Channeltron-Oberfläche entstehenden Sekundärelektronen ausreichend nachzubeschleunigen. Daher kann Anfangs keine Elektronenlawine entstehen und es kommt zu keinem messbaren Signal am Channeltron-Ausgang. Mit zunehmender Spannung wird die Wahrscheinlichkeit dann größer, dass es zu einer ununterbrochenen Elektronenlawine kommt und die Zählrate sollte stark ansteigen. Bei weiterer Erhöhung der Spannung wird theoretisch ein Plateau erreicht, auf dem die Wahrscheinlichkeit Eins beträgt, dass ein Ion ein Signal erzeugt.

Da eine zu hohe Betriebsspannung das Channeltron schneller altern lassen kann, befindet sich die optimale Betriebsspannung etwa 100 V hinter dem Beginn des Plateaus [9]. Die in Abbildung 4.1 dargestellte Messung wurde bei verschiedenen Ionenenergien durchgeführt, es zeigte sich jedoch kein signifikanter Unterschied im Verlauf der Zählrate. Die Energie der einfallenden Ionen scheint also nur eine untergeordnete Rolle zu spielen.

Da sich der Beginn des Plateaus etwa bei -2000 V befindet, wird das Channeltron bei den weiteren Messungen bei -2100 V betrieben.

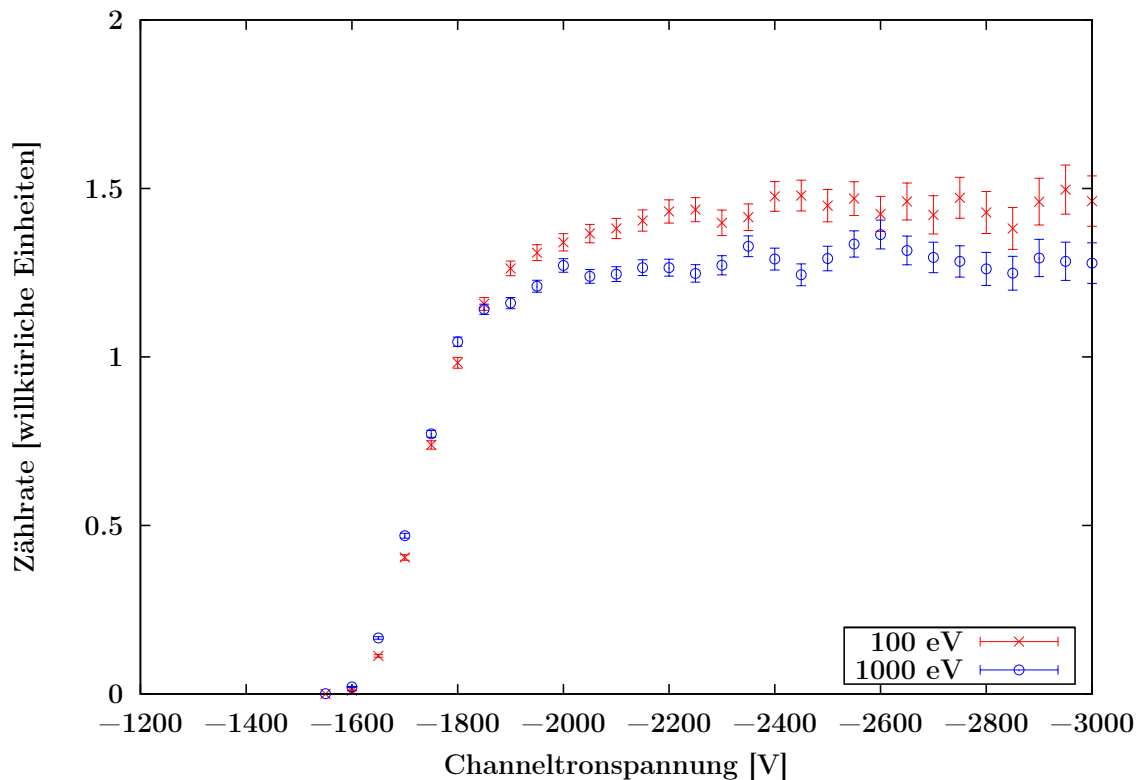


Abbildung 4.1: Verlauf der Zählrate in Abhängigkeit von der Channeltronspannung. Gemessen bei einer Ionenenergie von 100 eV und 1000 eV.

### 4.1.2 Zeitlicher Verlauf der Zählrate

Die ersten Testmessungen mit der Kalibrationsquelle zeigten, dass die Rate der vom Channeltron detektierten Ionen auch bei fest eingestellter Gegenfeldspannung nur selten konstant war. Oft war ein kontinuierliches Absinken oder Ansteigen der Zählrate zu beobachten (Abb. 4.3), oder es kam zu plötzlichen Sprüngen in der Zählrate. Der genaue Grund für diesen Verlauf konnte letztendlich nicht geklärt werden. Allerdings ist es wahrscheinlich, dass die schwankende Zählrate eine Überlagerung mehrerer Effekte ist. So war bei kleineren Schwankungen ein Zusammenhang zum Skimmerkammerdruck zu beobachten (Abb. 4.2). Diese Druckänderungen wiederum sind wahrscheinlich auf die momentane Beschaffenheit des Clusterstrahls zurückzuführen. Größere Änderungen in der Zählrate ließen sich allerdings nicht auf den Skimmerkammerdruck zurückführen. Eine mögliche Ursache hierfür wäre, dass die Anzahl der von der Elektronenkanone emittierten Elektronen nicht konstant war. Allerdings konnte dies nicht mithilfe eines Faraday-Cups kontrolliert werden, da sich am gegenüberliegenden Ende der Elektronenkanone bereits die Kalibrationsquelle befand.

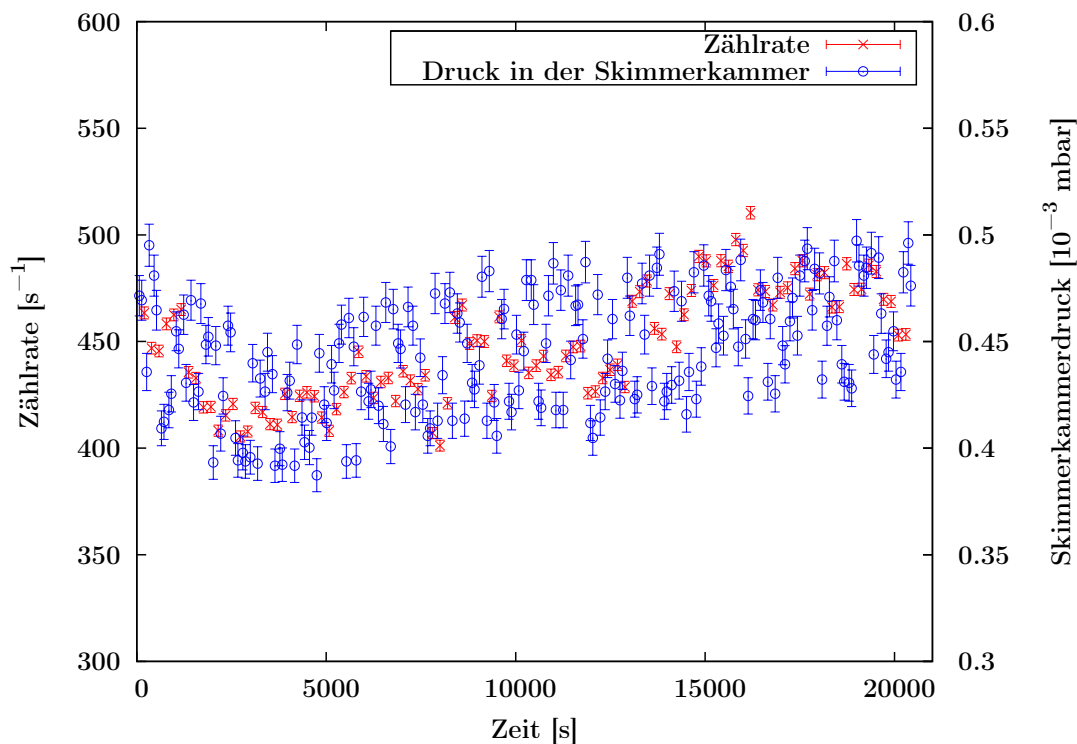


Abbildung 4.2: Zeitlicher Verlauf von Zählrate und Skimmerkammerdruck. Aufgenommen bei einem Gasdruck von 4 bar und einer Temperatur von 35 K.

Um den zeitlichen Verlauf der Zählrate bei der Aufnahme der Transmissionspektren berücksichtigen zu können, wurden zwischen den normalen Messungen, bei denen die Spannung an der Gegenfелеdelektrode schrittweise erhöht wurde, immer wieder Messungen bei einer vorher festgelegten Gegenfeldspannung durchgeführt. Anhand der so gewonnenen Referenzwerte konnte der genaue zeitliche Verlauf der Zählrate beobachtet werden. Die Referenzwerte  $f(t_i)_{Ref}$  wurden dann durch eine geeignete Fitfunktion  $f(t_i)_{Fit}$  parametrisiert und die Zählratenachse so skaliert, dass der erste Referenzwert jeweils bei eins lag (Abb. 4.3). Anschließend wurden die Messwerte, die mit aktiviertem Gegenfeld aufgenommen wurden, angeglichen, indem deren Zählrate durch den Funktionswert der Fitfunktion zur entsprechenden Zeit geteilt wurde. Lag der Wert der Fitfunktion beispielsweise zur Zeit  $t_1$  um 10% höher als zur Zeit  $t_0$ , wo er per Definition bei Eins lag, dann wurde die Zählrate zur Zeit  $t_1$  um 10% nach unten korrigiert. Die Unsicherheit der Fitfunktion floss dann unter Berücksichtigung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes in die Unsicherheiten der einzelnen Messwerte mit ein.

Das Ergebnis einer solchen Korrektur ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

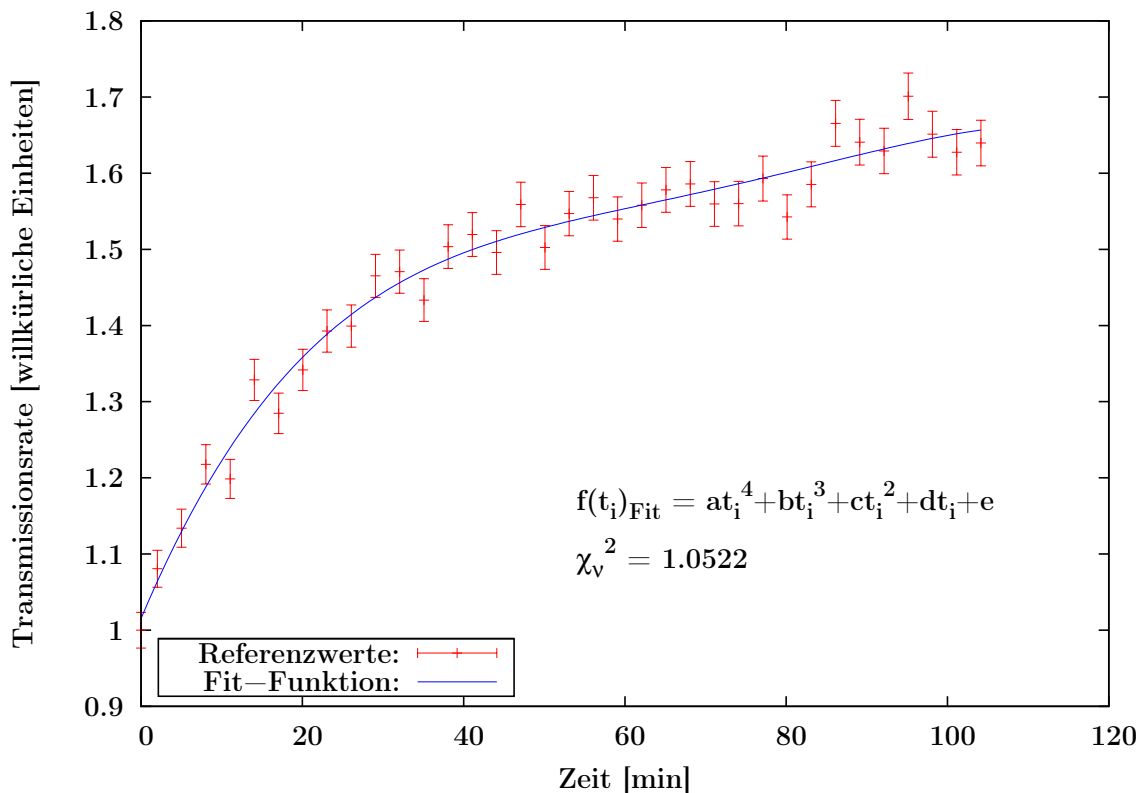


Abbildung 4.3: Beispiel einer Referenzmessung mit zugehöriger Fit-Funktion. Das zugehörige Transmissionspektrum ist in Abb. 4.4 zu sehen.

Ein Indiz für die Güte des Fits ist das reduzierte Chi-Quadrat  $\chi_\nu^2$ .

Das reduzierte Chi-Quadrat ist definiert als [6]:

$$\chi_\nu^2 = \frac{\sum_{i=0}^n \left( \frac{f(t_i)_{Ref} - f(t_i)_{Fit}}{\sigma_i} \right)^2}{n - m} \quad (4.1)$$

Dabei ist  $\sigma_i$  die Meßunsicherheit des  $i$ -ten Messwertes, die in diesem Fall gegeben ist durch die Quadratwurzel aus der Anzahl der Ereignisse pro Meßintervall, sowie  $n - m$  die Anzahl der Freiheitsgrade der Verteilung, wobei  $n$  die Anzahl der Messpunkte ist und  $m$  die Anzahl der Fitparameter. Ein optimaler Fit würde somit ein reduziertes Chi-Quadrat von ungefähr Eins ergeben [6]. Dies erreichte man in den meisten Fällen durch die Verwendung eines Polynoms  $n$ -ten Grades als Fitfunktion, wobei  $n$  in der Regel zwischen 1 und 4 lag. Messungen die größere Sprünge in der Zählrate aufwiesen, konnten für die Auswertung nicht genutzt werden.

Die Transmissionspektren in den folgenden Kapiteln wurden hinsichtlich des zeitlichen Verlaufs der Zählrate bereits korrigiert.

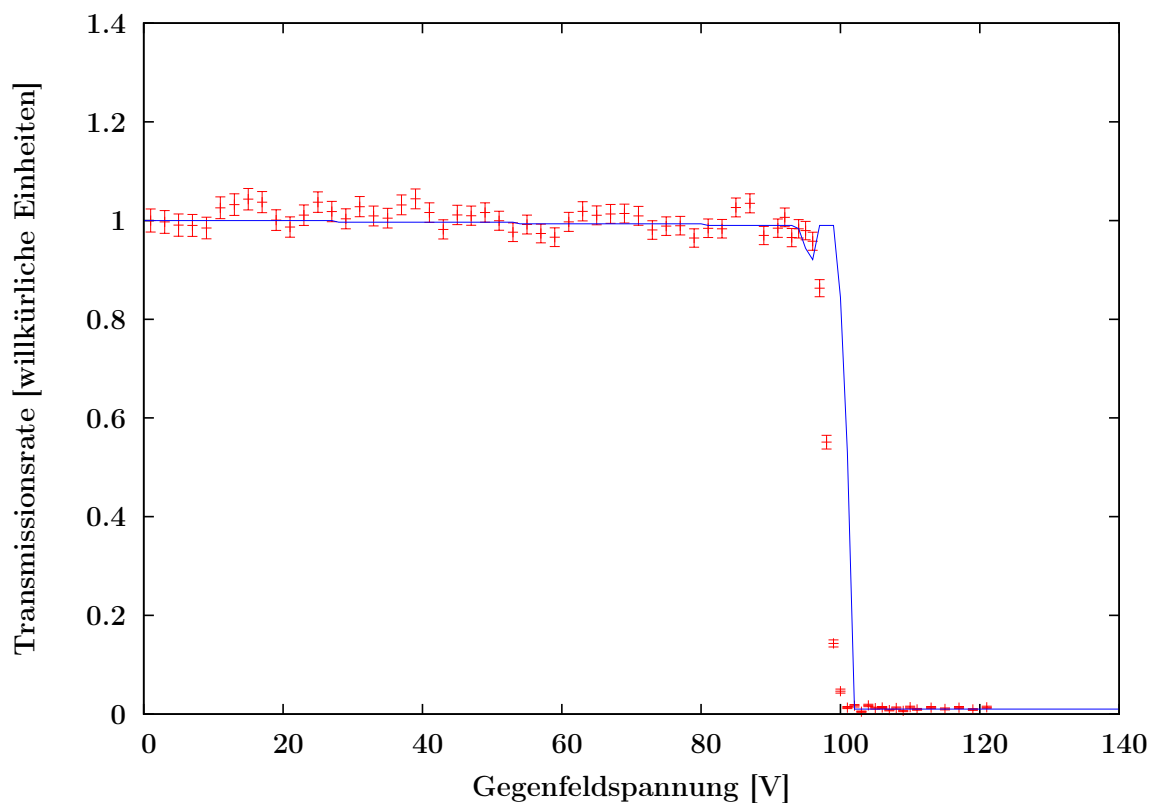
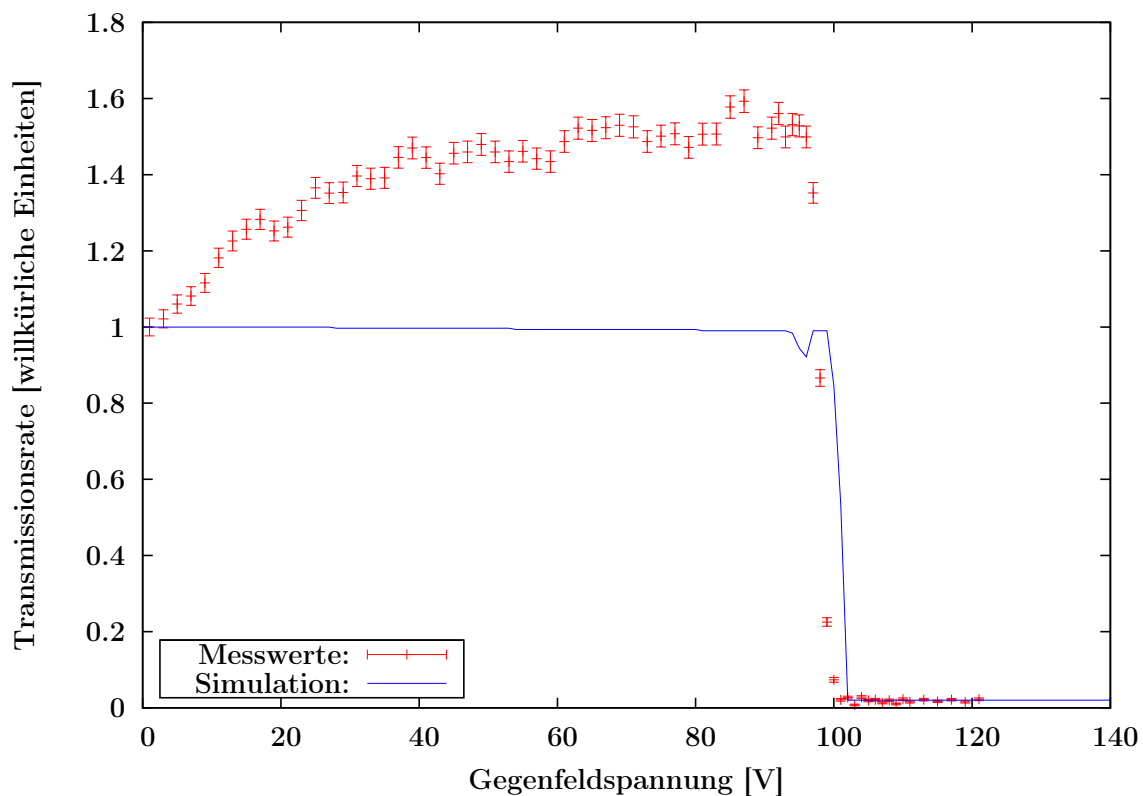


Abbildung 4.4: Beispiel einer Transmissionsmessung bei einer Ionenenergie von 100 V mit eingezeichneten Simulationsdaten. Oben das unkorrigierte Spektrum, unten nach der Zählratenkorrektur.



### 4.1.3 Optimierung des Spektrometers

Neben der schwankenden Zählrate stellte man bei vielen Transmissionsmessungen mit der Kalibrationsquelle fest, dass die Zählrate bei angelegtem Gegenfeld größer wurde als die Zählrate bei deaktiviertem Gegenfeld (Abb. 4.8a, 4.9a und 4.10a). Dies dürfte normalerweise nicht der Fall sein, da die maximale Zählrate bei deaktiviertem Gegenfeld erwartet wird. Der Effekt trat jedes Mal bei Gegenfeldspannungen auf, die knapp unter dem Wert der eingestellten Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle lagen.

Wie Simulationen zeigten, lag dies sehr wahrscheinlich daran, dass ein Teil der Ionen bei niedrigen Gegenfeldspannungen mit der hintersten 0 V-Blende des Spektrometers kollidierte und daher nicht zur Zählrate beitrug obwohl das Gegenfeld bereits überwunden war. Eine solche Kollision könnte z. B. durch einen schrägen Einfall der Ionen verursacht werden (Abb. 4.6). Erst durch eine Erhöhung der Gegenfeldspannung wurde der Ionenstrahl dann so fokussiert, dass auch die Ionen, die zuvor mit der Blende kollidierten, am Channeltron ankamen (Abb. 4.7). Dies führte dann bei höheren Gegenfeldspannungen zu einem Anstieg der Zählrate. Der schräge Einfall der Ionen könnte unter anderem an nicht exakt ausgerichteten Strahlrohren gelegen haben. Eine falsche Ausrichtung der Strahlrohre hätte zur Folge, dass die Strahlachse der Ionen nicht mehr mit der Achse der Strahlrohre übereinstimmen würde, wodurch es zu einem kleinen Winkel zwischen Spektrometerachse und Strahlachse kommt. Auch wäre es möglich, dass die Achse des Spektrometers selbst nicht mit der Strahlachse übereinstimmte oder dass die Eingangsöffnung des Spektrometers und die Öffnung der hintersten 0 V-Blende nicht genau auf einer Achse lagen und die Ionen daher mit der Blende kollidierten. Eine gegenseitige Verschiebung der einzelnen Bauteile des Spektrometers konnte jedoch nicht simuliert werden, da das verwendete Modell zylindersymmetrisch ist. Die Strahlrohre des Cluster-Jet-Targets wurden daraufhin mit einem Theodoliten neu ausgerichtet um sicherzustellen, dass die Achse des Strahlrohres entlang einer Horizontalen verläuft. Auch die Ausrichtung des Spektrometers wurde mit Hilfe einer Drehbank überprüft. Dabei wurde festgestellt, dass die Spektrometerachse nicht genau senkrecht auf dem Befestigungsflansch saß und der äußere 0 V-Topf an der Eingangsöffnung des Spektrometers daher um mehr als 1 mm verschoben war. Nachdem auch die Ausrichtung der Spektrometerachse so gut wie möglich korrigiert wurde, war der Effekt nicht mehr zu beobachten (Abb. 4.8b, 4.9b und 4.10b).

Die Abbildungen 4.6 und 4.7 zeigen das Problem anhand einer Simulation bei

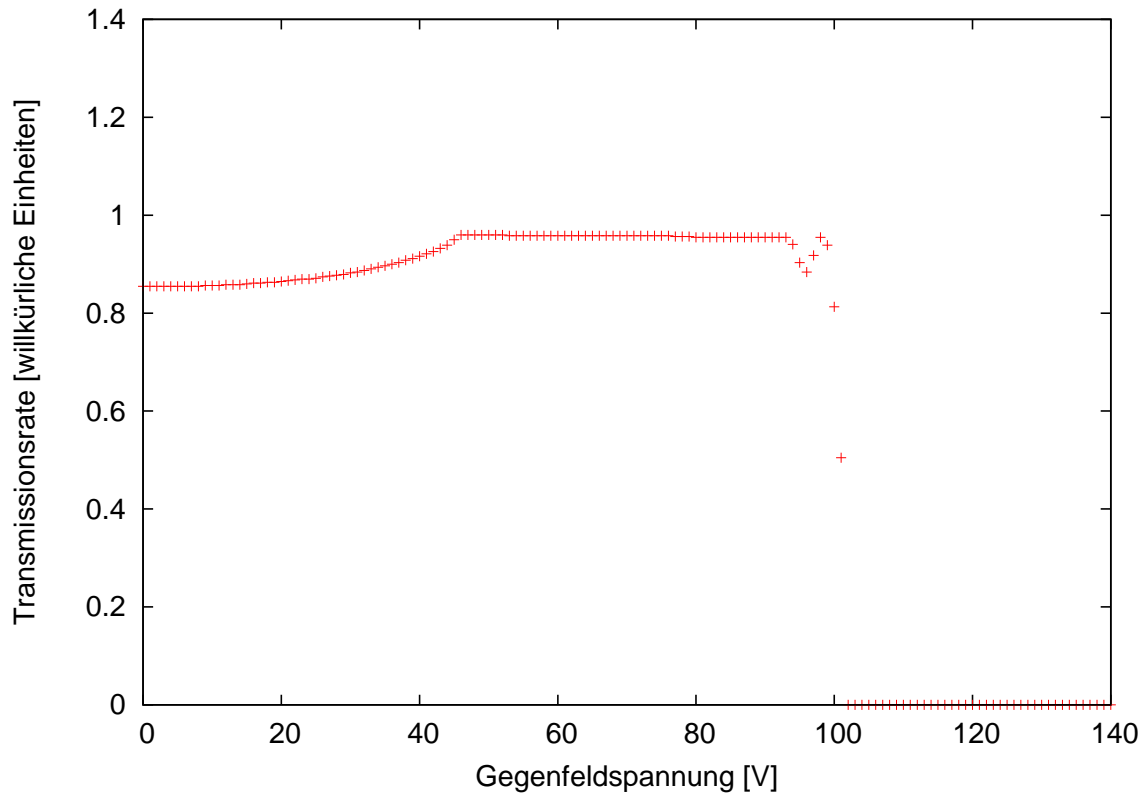


Abbildung 4.5: Simuliertes Transmissionsspektrum für Ionen mit einer kinetischen Energie von 100 eV, die unter einem Winkel von  $1^\circ$  auf das Spektrometer treffen.

einer Elektronenenergie von 100 eV und einem Winkel von  $1^\circ$  zwischen Strahlachse und Spektrometer. Das zugehörige Transmissionsspektrum der Simulation ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Es weist zwar eine gewisse Ähnlichkeit mit den gemessenen Werten auf (Abb. 4.8a, 4.9a und 4.10a), kann den zugrundeliegenden Effekt jedoch nicht exakt wiedergeben. Die genaue Ursache für den Anstieg der Zählrate konnte daher letztendlich nicht geklärt werden.

Auf den Abbildungen 4.8 bis 4.10 sind einige Transmissionsmessungen zu sehen, die bei verschiedenen Ionenenergien aufgenommen wurden. Die oberen Messungen wurden jeweils vor den in diesem Kapitel besprochenen Korrekturen aufgenommen, der Anstieg der Zählrate ist hier gut zu sehen. Bei den unteren Messungen waren die Korrekturen bereits durchgeführt. Wie man sieht, ist der Zählratenanstieg verschwunden. Der konstante Offset in der Zählrate, der bei Gegenfeldspannungen über der eingestellten Beschleunigungsspannung zu beobachten ist, wird im nächsten Unterkapitel besprochen.

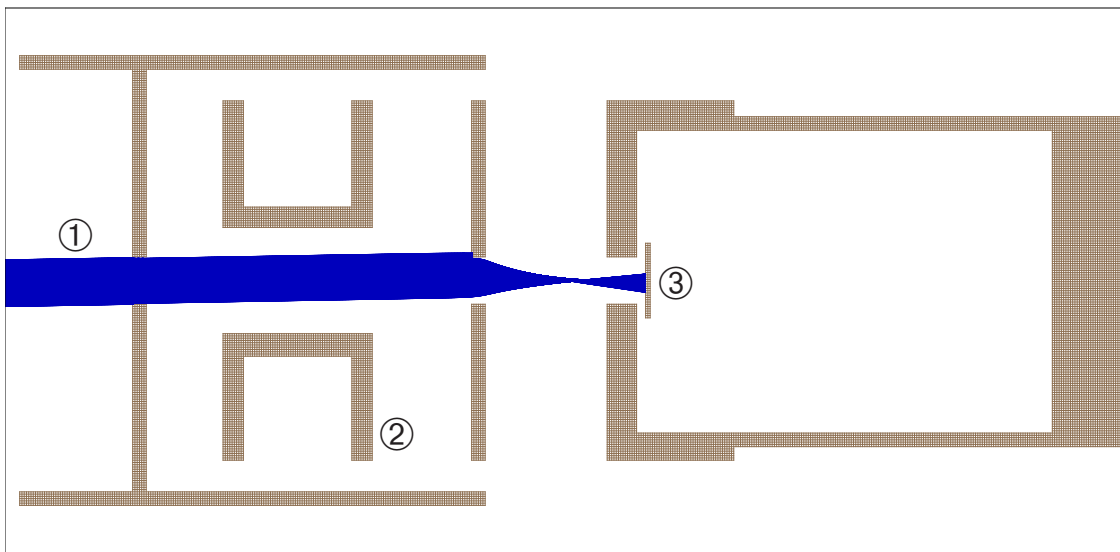


Abbildung 4.6: Schnittbild des Spektrometers mit schräg einfallenden Ionen und deaktiviertem Gegenfeld. ① Ionenstrahl, ② Gegenfeldelektrode, ③ Channeltron

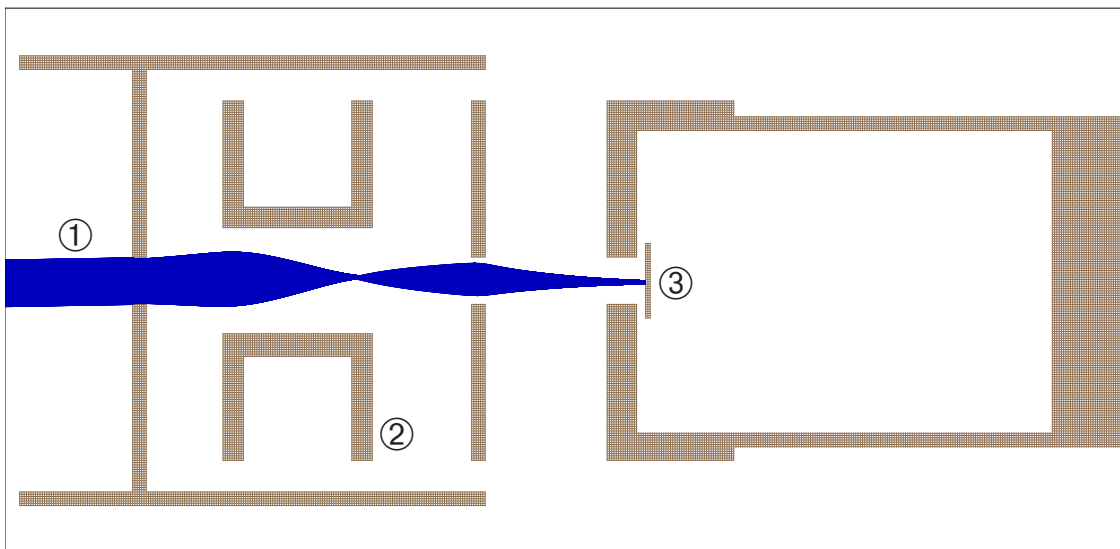


Abbildung 4.7: Schnittbild des Spektrometers mit schräg einfallenden Ionen und aktiviertem Gegenfeld. ① Ionenstrahl, ② Gegenfeldelektrode, ③ Channeltron

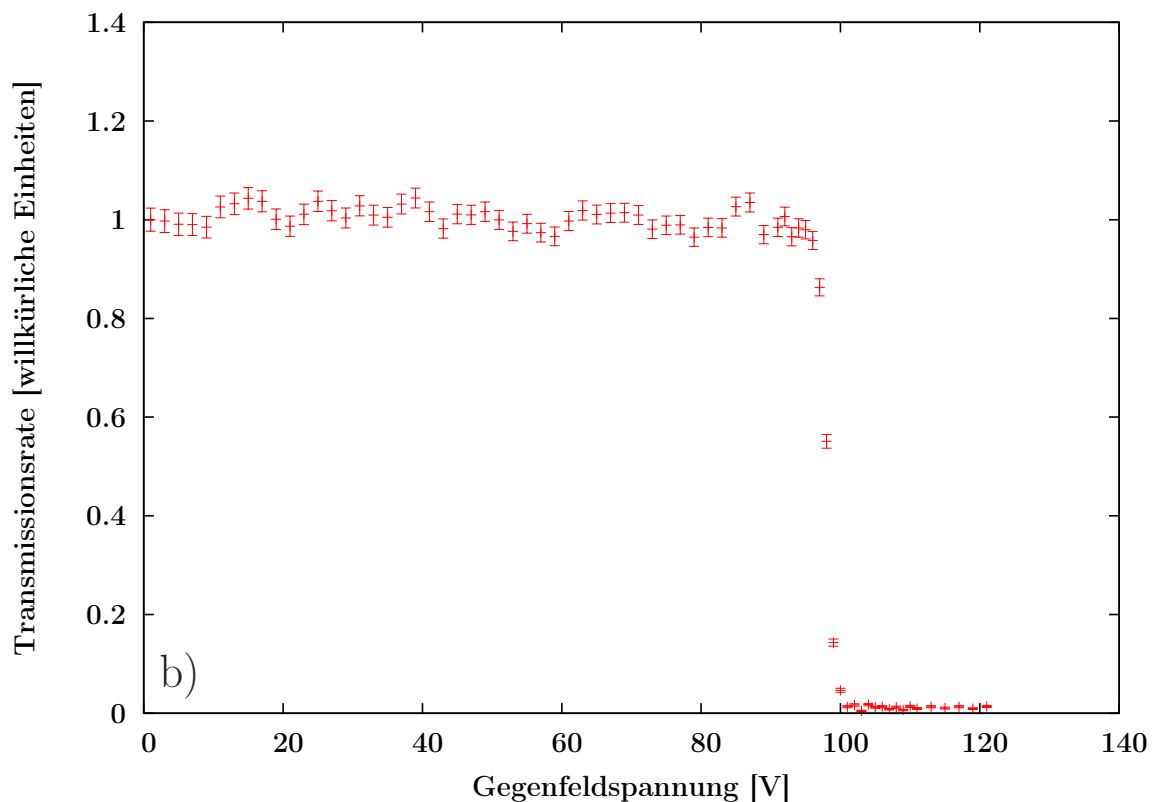
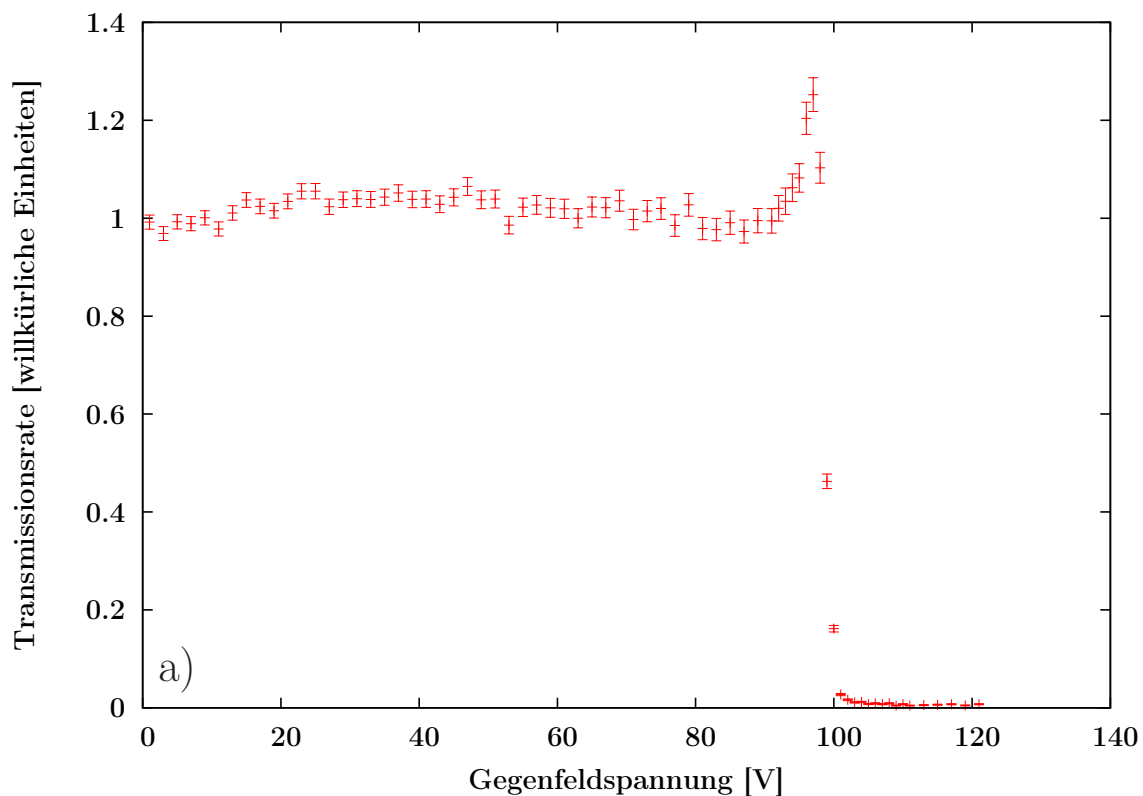


Abbildung 4.8: Transmissionsspektren bei einer Ionenenergie von 100 eV. Zählratenverlauf vor der Neuausrichtung von Strahlrohr und Spektrometer (a) und danach (b).

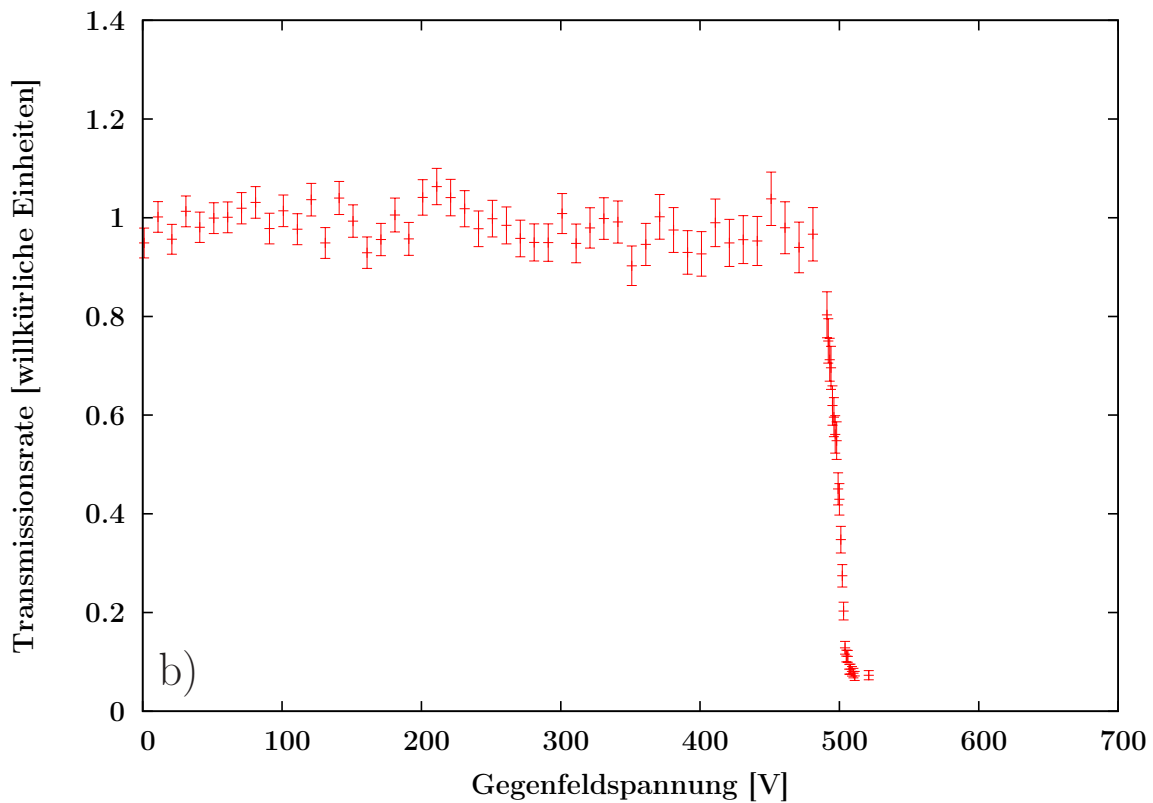
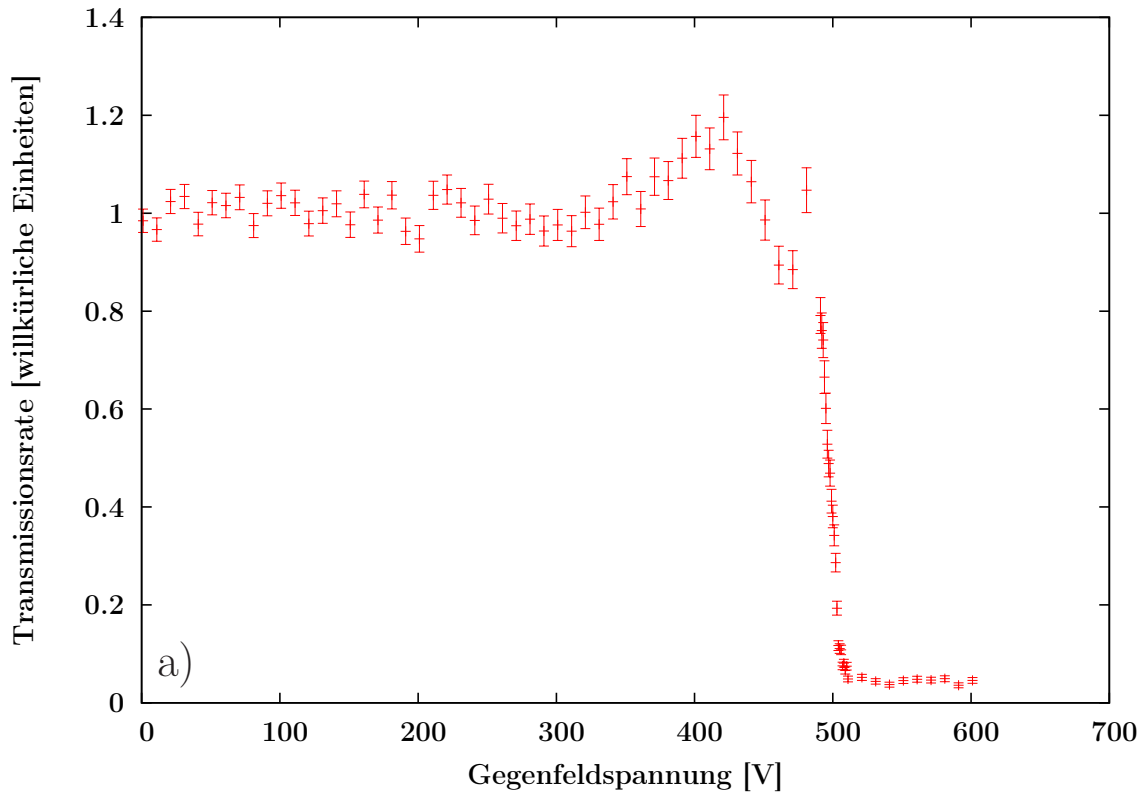


Abbildung 4.9: Transmissionspektren bei einer Ionenenergie von 500 eV. Zählratenverlauf vor der Neuausrichtung von Strahlrohr und Spektrometer (a) und danach (b).

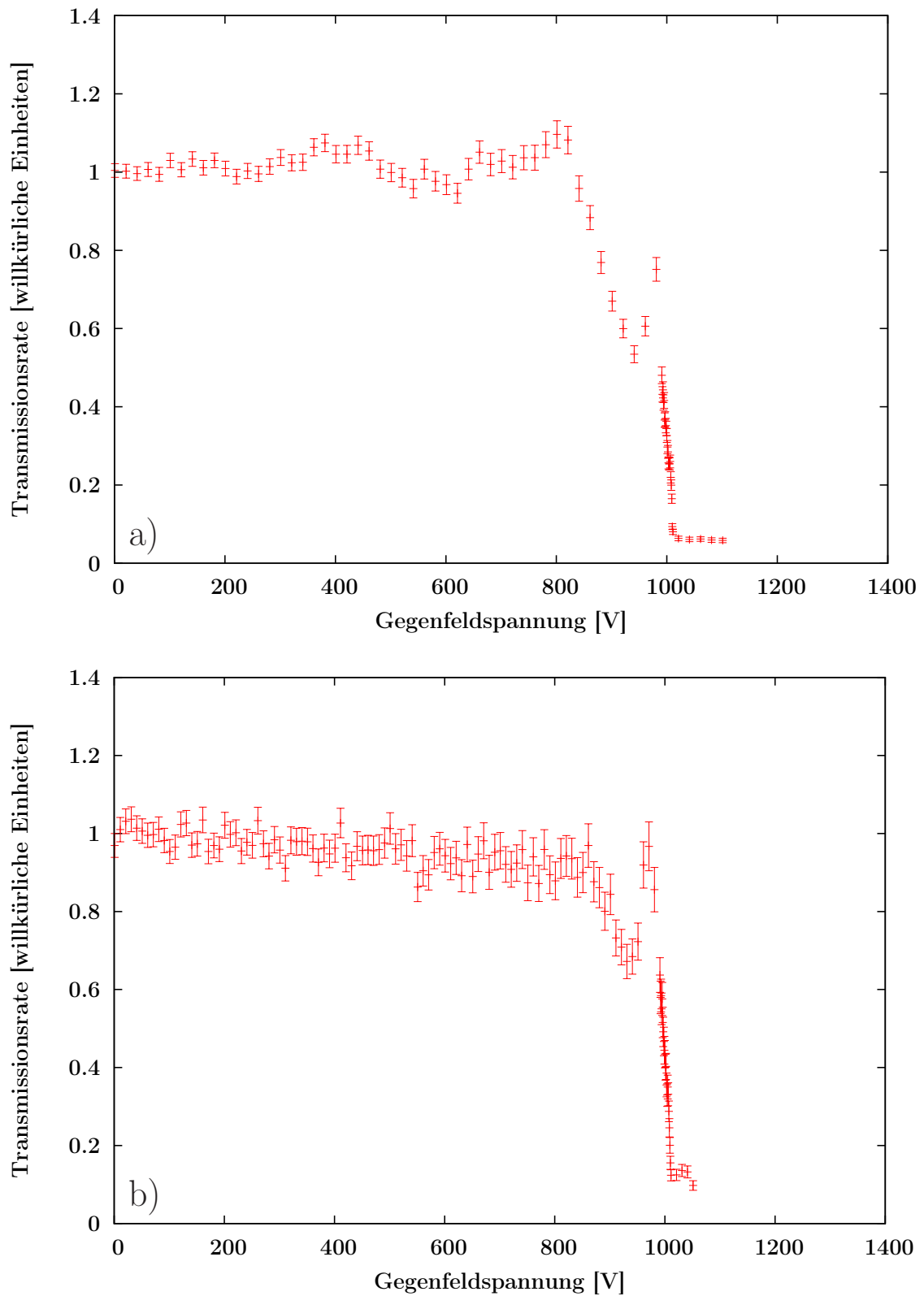


Abbildung 4.10: Transmissionsspektren bei einer Ionenenergie von 1000 eV. Zählratenverlauf vor der Neuausrichtung von Strahlrohr und Spektrometer (a) und danach (b).

Ein Problem, das mithilfe von Simulationen hingegen eindeutig geklärt werden konnte, war das Absinken der Zählrate bei Gegenfeldspannungen unmittelbar unterhalb der eingestellten Beschleunigungsspannung. Dieser Effekt ist bereits in Abbildung 4.10 zu sehen. Bei Ionenenergien unterhalb von 500 eV war das Absinken der Zählrate jedoch nicht im Transmissionsspektrum zu beobachten (Abb. 4.8). Wie Simulationen zeigten, lag dies an einer zu geringen Messauflösung, da sich der Effekt bei niedrigen Ionenenergien nur auf einen sehr kleinen Spannungsbereich beschränkt. Erst bei Ionenenergien über 500 eV wird dieser Spannungsbereich so groß, dass bei den Messungen ein deutlicher Rückgang in der Zählrate zu sehen ist.

Auch hier war ein Zusammenstoß zwischen den Ionen und der 0 V-Blende hinter der Gegenfeld-Elektrode sowie dem Endtopf um das Channeltron die Ursache. Anhand der Simulationen war deutlich zu erkennen, dass sich der Ionenstrahl bei Gegenfeldspannungen nahe der eingestellten Beschleunigungsspannung so stark aufweitet, dass ein Teil davon mit den Blenden hinter der Gegenfeldelektrode kollidiert (Abb. 4.11).

Abhilfe schaffte in diesem Fall eine zusätzliche Blende am Eingang des 0 V-Topfes, welche die äußeren Ionenstrahlen ausblendet, die durch das Gegenfeld ansonsten eine zu starke Auslenkung von der Strahlachse erfahren würden (Abb. 4.12). Zunächst wurde eine Blende mit 4 mm-Öffnung verwendet, die schon eine deutliche Besserung zeigte (Abb. 4.14). Allerdings war bei sehr hohen Ionenenergien weiterhin ein Absinken der Zählrate zu beobachten. Erst durch den Einbau einer Blende mit 2 mm Öffnungs-Durchmesser war bis zu einer Ionenenergie von 3 keV kein Absinken der Zählrate vor Erreichen der eingestellten Beschleunigungsspannung mehr zu sehen.

Die Abbildungen 4.13-4.15 zeigen Transmissionsmessungen bei einer Ionenenergie von 1000 eV unter Verwendung von verschiedenen großen Eingangsöffnungen im 0 V-Topf. Die zugehörigen Simulationen sind ebenfalls eingezeichnet.

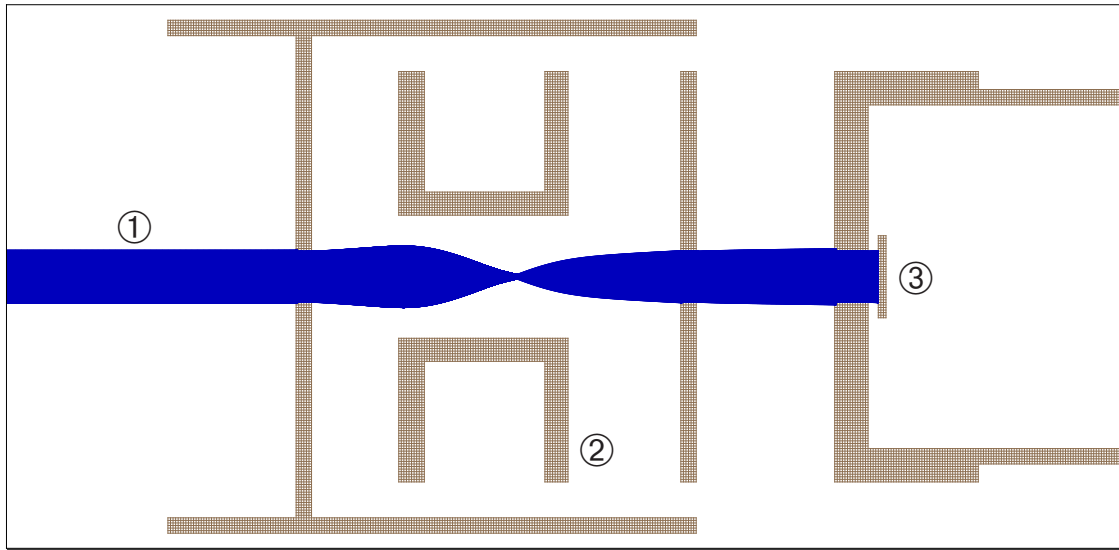


Abbildung 4.11: Schnittbild des Spektrometers ohne Zusatzblende. ① Ionenstrahl, ② Gegenfeldelektrode, ③ Channeltron

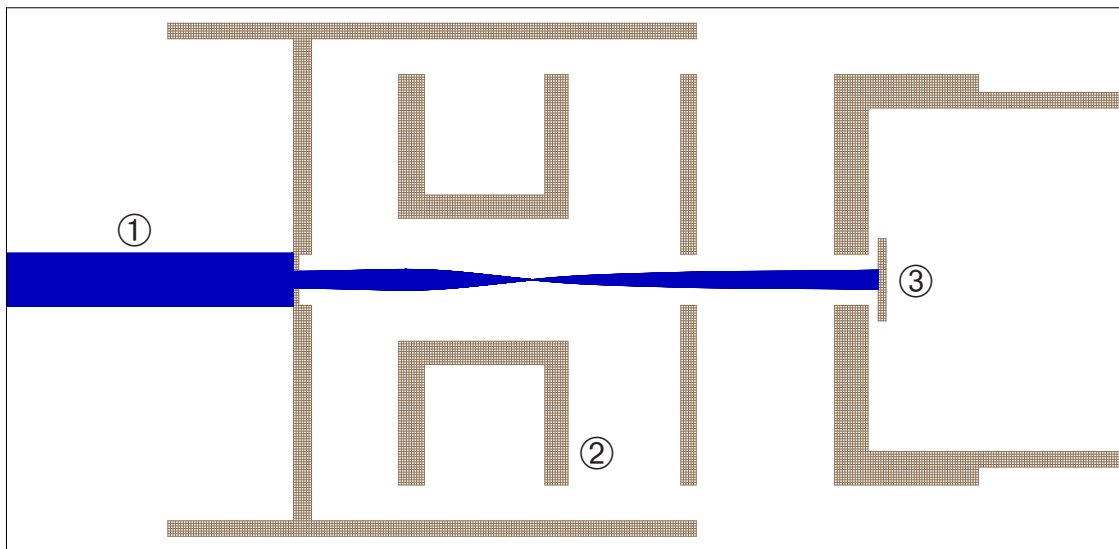


Abbildung 4.12: Schnittbild des Spektrometers mit 2 mm-Zusatzblende. ① Ionenstrahl, ② Gegenfeldelektrode, ③ Channeltron



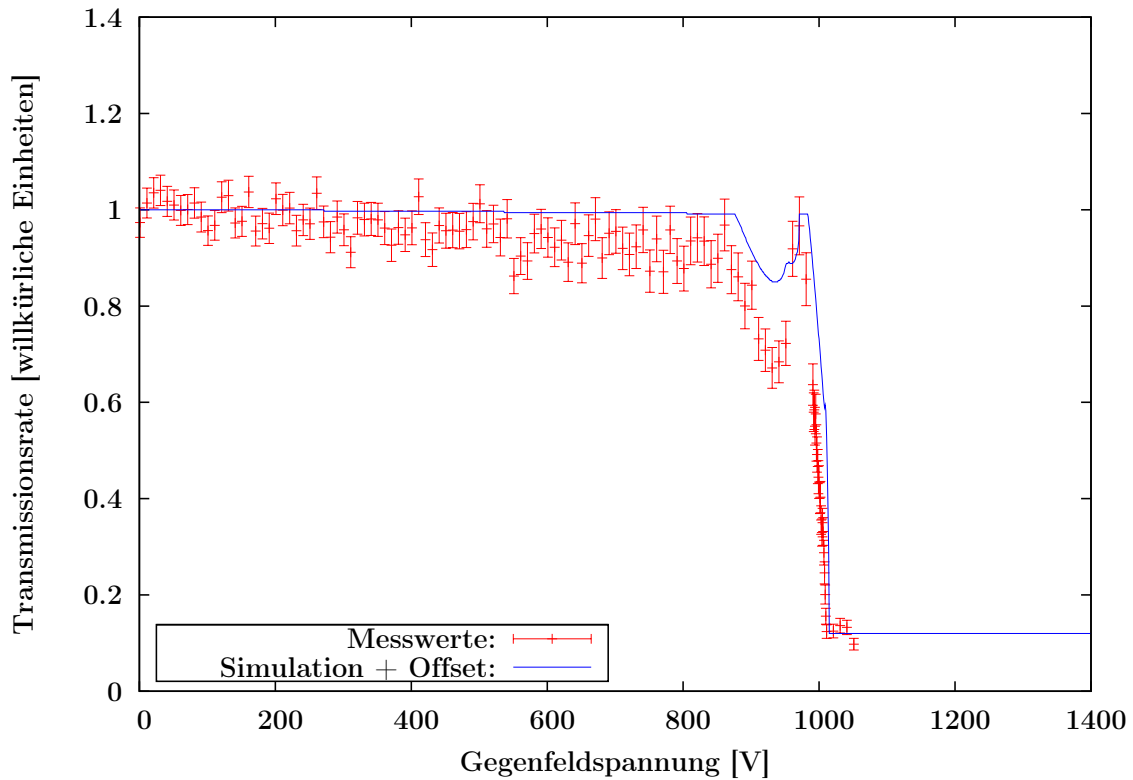


Abbildung 4.13: Transmissionsspektrum bei einer Ionenenergie von 1000 eV, ohne zusätzliche Blende.

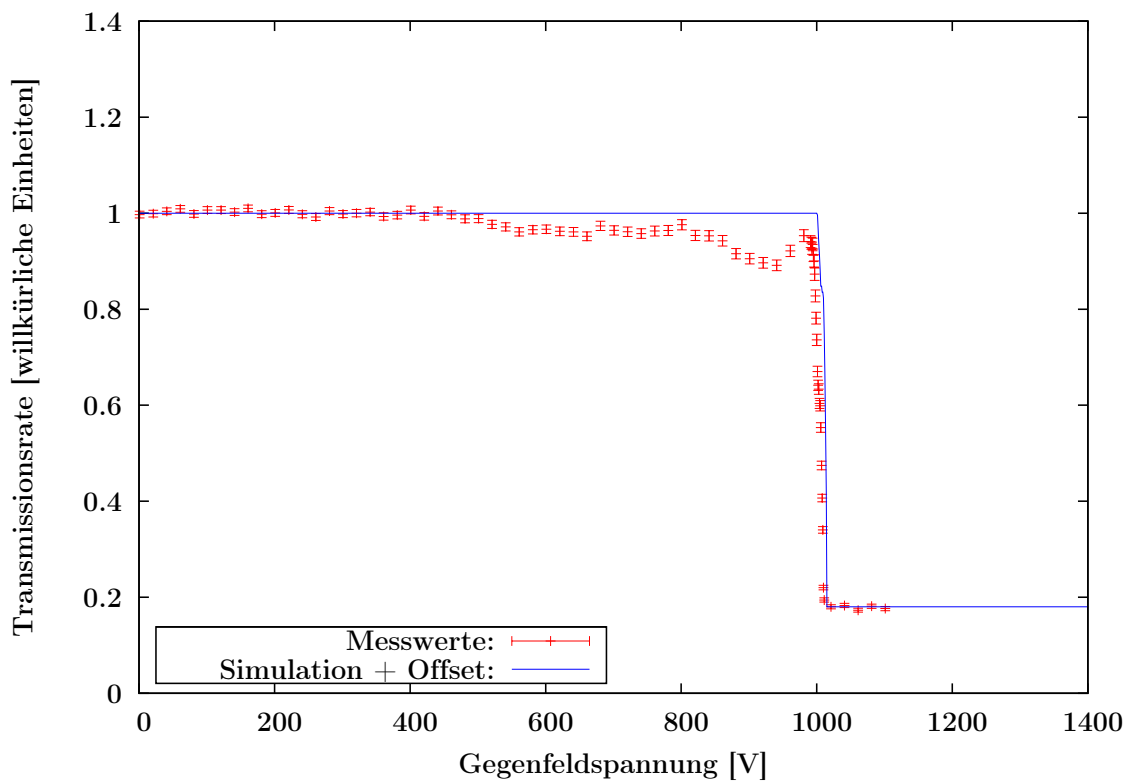


Abbildung 4.14: Transmissionsspektrum bei einer Ionenenergie von 1000 eV, mit zusätzlicher 4 mm-Blende.

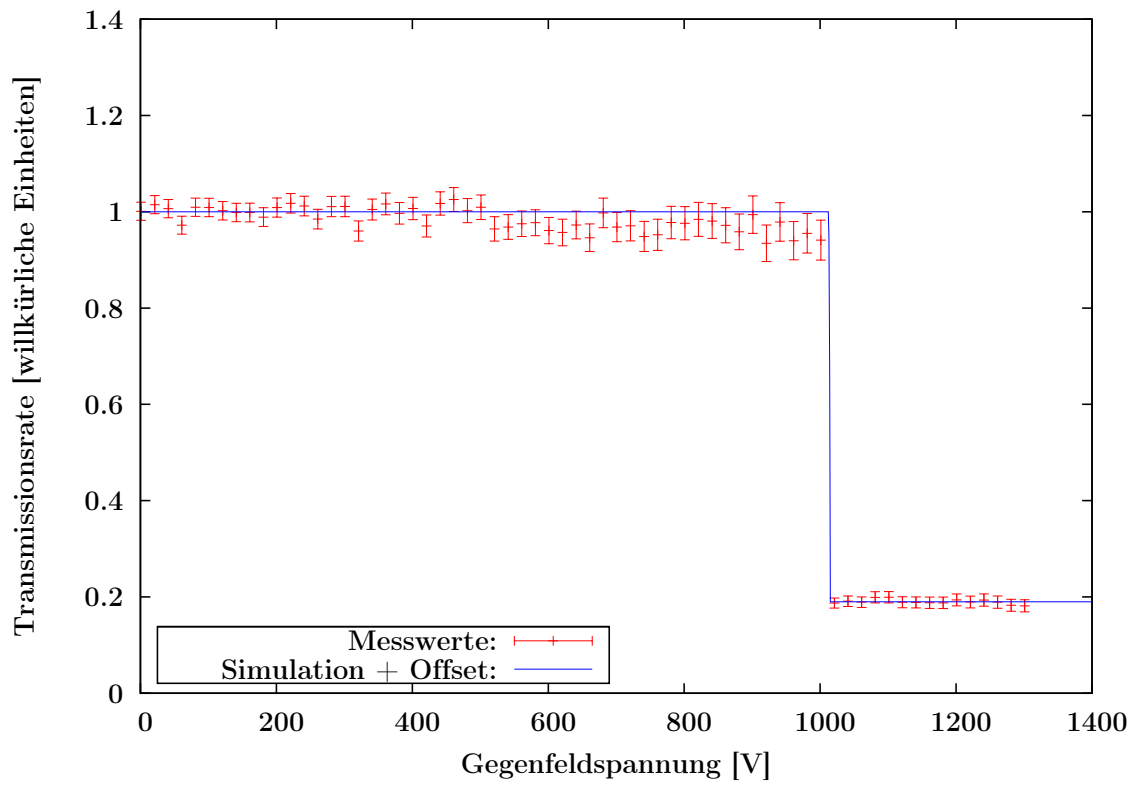


Abbildung 4.15: Transmissionsspektrum bei einer Ionenenergie von 1000 eV, mit zusätzlicher 2 mm-Blende.

#### 4.1.4 Einfluss von Photonen und neutralen Wasserstoffatomen auf das Channeltron

Ein weiterer Unterschied zu den Simulationen war, dass die Zählrate bei den Transmissionsmessungen nie auf Null zurückging, auch wenn die maximal mögliche Gegenfeldspannung angelegt wurde (Abb. 4.13-4.15). Dieser, bereits in Kapitel 4.1.3 beschriebene Untergrund, war bei allen Messungen zu sehen und nahm mit größer werdender Ionenenergie zu. Da bei Messungen mit der Kalibrationsquelle die Energie der Ionen durch die angelegte Beschleunigungsspannung gegeben ist und der Untergrund auch bei niedrigen Beschleunigungsspannungen und maximalem Gegenfeld zu sehen war, konnten positive Ionen als Ursache ausgeschlossen werden. Zwar könnten mehrfach geladene Restgasatome von der Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle auf höhere Energien beschleunigt werden als dies bei den einfach positiv geladenen Wasserstoffmolekülen der Fall ist, allerdings würde das Gegenfeld am Spektrometer auf diese auch entsprechend stärker abstoßend wirken. Alle positiv geladenen Ionen, die die Kalibrationsquelle verlassen, sollten daher von Gegenfeldspannungen aufgehalten werden, die größer sind als die eingestellte Beschleunigungsspannung. Auch eventuell bei der Ionisierung entstehende negative Ionen kommen für den Untergrund nicht in Frage, da sie den positiv geladenen Innenzylinder der Kalibrationsquelle nicht verlassen könnten. Selbst wenn diese erst nach Verlassen der Kalibrationsquelle durch Umladungseffekte entstehen würden, könnten sie erst bei sehr hohen Beschleunigungsspannungen gegen das hohe negative Potential am Endtopf des Spektrometers anlaufen.

Flugzeitmessungen bei Gegenfeldspannungen oberhalb der eingestellten Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle zeigten, dass der Untergrund aus Teilchen besteht, die die gleichen Flugzeiten besitzen wie die bereits zuvor bei deaktiviertem Gegenfeld nachgewiesenen Protonen und einfach positiv geladenen Wasserstoffmoleküle (vergl. Abb. 3.5 und Abb. 4.16). Allerdings kann es sich dabei aus den oben genannten Gründen nicht um Ionen handeln. Neutrale Wasserstoffmoleküle konnten als Ursache ebenfalls ausgeschlossen werden, da der neutrale Clusterstrahl keine Signale am Channeltron verursachte.

Da das Channeltron jedoch empfindlich für neutralen atomaren Wasserstoff ist [9], der durch die elektrischen Felder im Inneren des Spektrometers nicht beeinflusst werden würde, könnte dieser die Untergrund-Signale verursachen. Möglicherweise ist die Elektronenkonzentration in der Nähe der Kalibrationsquelle so hoch, dass

ein Teil der bereits beschleunigten  $\text{H}_2^+$ -Ionen nach Verlassen der Kalibrationsquelle durch diese Elektronen dissoziiert wird, wobei unter anderem neutraler atomarer Wasserstoff entsteht. Dieser würde dann weiterhin die Flugzeit der  $\text{H}_2^+$ -Ionen besitzen. Die Einträge bei der Flugzeit von Protonen wiederum könnten von  $\text{H}^+$  stammen, das durch Einfangen von Elektronen neutralisiert wurde.

Um ganz sicher zu gehen, dass der Untergrund nicht durch geladene Teilchen verursacht wird, wurde im Auffänger etwas seitlich von der Strahlachse versetzt eine weitere Elektrode eingebaut (Abb. 4.17). Mit dieser konnte der Einfluss eines elektrischen Feldes auf den Untergrund untersucht werden. Spannungen bis zu 3,5 kV zeigten jedoch keine Wirkung auf die Höhe des Untergrunds. Ein weiteres Indiz, das für neutralen atomaren Wasserstoff als Ursache für den Untergrund spricht, ist das von Kuipers und Boers gezeigte, mit zunehmender kinetischer Energie der Teilchen größer werdende Verhältniss der Detektionseffizienz von neutralem Wasserstoff zu positiv geladenen Wasserstoffionen  $f_c^0/f_c^+$  bei einem Channeltron [33]. Dies würde erklären, warum der Untergrund mit zunehmender Beschleunigungsspannung anwächst (Abb. 4.18).

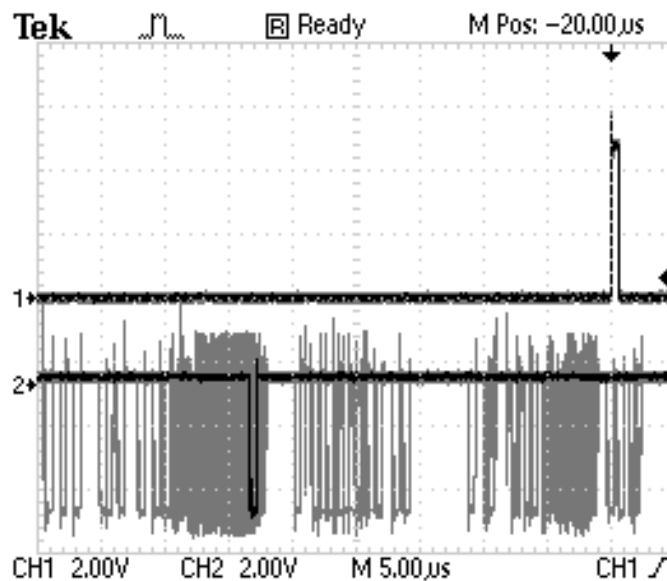


Abbildung 4.16: Flugzeitmessungen der Untergrundsignale. Kanal 1 zeigt den Startpuls, der die Extraktionsblende an der Elektronenkanone auf Erdpotential legt, Kanal 2 das Stoppsignal vom Channeltron. Die theoretisch berechneten Flugzeiten lagen bei  $26,0 \mu\text{s}$  für  $\text{H}_2^+$ ,  $18,4 \mu\text{s}$  für Protonen und unter  $1,0 \mu\text{s}$  für Photonen. Ein Kästchen auf der Zeitachse des Oszilloskopbildes entspricht  $5,0 \mu\text{s}$ . Der Offset von etwa  $2,0 \mu\text{s}$  ist wahrscheinlich durch die Elektronik bedingt.

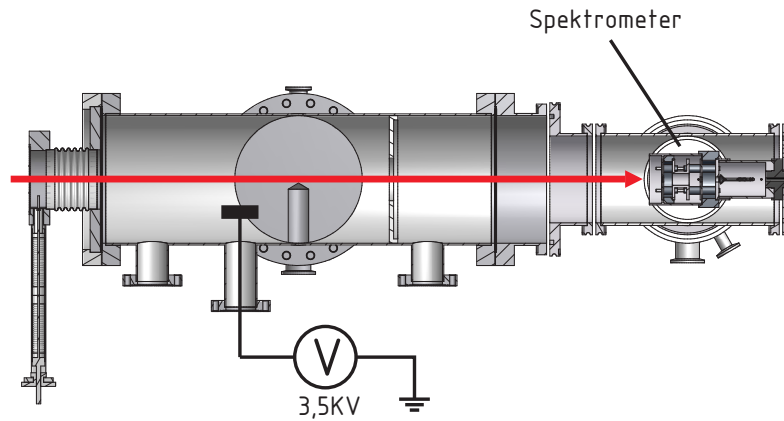


Abbildung 4.17: Auffänger mit zusätzlicher Elektrode zur Untersuchung des Untergrunds.

Ein kleiner Teil des Untergrunds scheint jedoch auch von Photonen zu stammen, da bei der Flugzeitmessung einige wenige Signale unmittelbar nach der Aktivierung der Elektronenkanone am Channeltron ankamen. Eine solch kurze Flugzeit können nur Photonen besitzen. Das Channeltron ist für Photonen im Röntgen- bzw. VUV<sup>1</sup>-Bereich mit einer Wellenlänge von bis zu 200 nm empfindlich [9]. Die Photonen können dabei von verschiedenen Prozessen, die bei der Ionisierung der Wasserstoffmoleküle auftreten, stammen. Eine mögliche Ursache wäre die Rekombination von atomarem Wasserstoff zu molekularem Wasserstoff. Durch den Elektronenbeschuss wird der molekulare Wasserstoff, der beim Zerplatzen der Cluster in der Kalibrationsquelle entsteht, teilweise zu atomarem Wasserstoff dissoziiert. Dieser rekombiniert jedoch recht schnell wieder zu molekularem Wasserstoff. Pro Rekombination wird dabei Energie von etwa 4,52 eV in Form eines Photons frei. Dies entspricht einer Wellenlänge von 274,23 nm, liegt also nicht mehr im empfindlichen Bereich des Channeltrons. Nach Boersch et al. kommt es bei den verwendeten Elektronenenergien in teilweise dissoziiertem Wasserstoff jedoch auch zu einer häufigen Anregung des  $2p$ -Niveaus beim atomaren, sowie des  $2p^1 \Pi_u$ -Niveaus beim molekularen Wasserstoff [7]. Bei der Abregung wird jeweils ein Photon mit einer Energie von 10,2 eV bzw. 12,6 eV frei. Dies entspricht einer Wellenlänge von 121,6 nm bzw. 98,4 nm. In beiden Fällen liegen die Wellenlängen der Photonen somit im empfindlichen Bereich des Channeltrons.

<sup>1</sup> Vakuum-UV

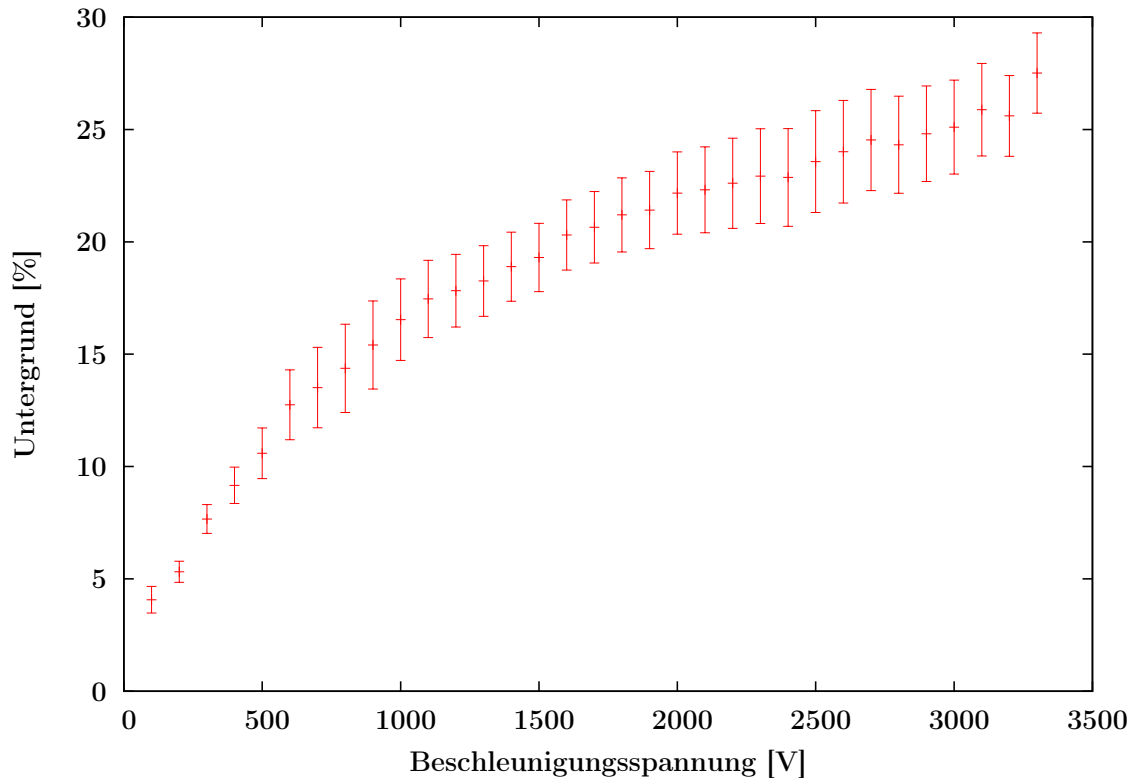


Abbildung 4.18: Anteil des Untergrunds an der Zählrate in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle

#### 4.1.5 Einfluss des Erdmagnetfeldes auf die Ionen aus der Kalibrationsquelle

Bei der Aufnahme von Transmissionsspektren für den Vergleich mit den Simulationen fiel auf, dass unterhalb einer Ionenenergie von 100 eV praktisch nur Untergrundrauschen (wahrscheinlich verursacht durch atomaren Wasserstoff und Photonen) im Transmissionsspektrum zu sehen war. Eine Messung, bei der die Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle in kleinen Schritten erhöht wurde, zeigte dass die Zählrate bei einer Spannung von etwa 100 V sprunghaft ansteigt und danach wieder leicht abfällt, bevor sie bei Spannungen oberhalb von 1000 V erneut ansteigt (Abb. 4.19). Da der Effekt offensichtlich von der Energie der Ionen abhängig war, kam die Ablenkung der Ionen im Magnetfeld der Erde als Ursache hierfür in Frage. Daher soll in diesem Unterkapitel der Einfluss des Erdmagnetfeldes auf die Ionen aus der Kalibrationsquelle untersucht werden.

Das Erdmagnetfeld sollte an den geografischen Koordinaten des Targets ( $51^{\circ} 57' 58''$  N,  $7^{\circ} 35' 57''$  O) eine Gesamtstärke von etwa  $49 \mu\text{T}$  besitzen [19]. Da die

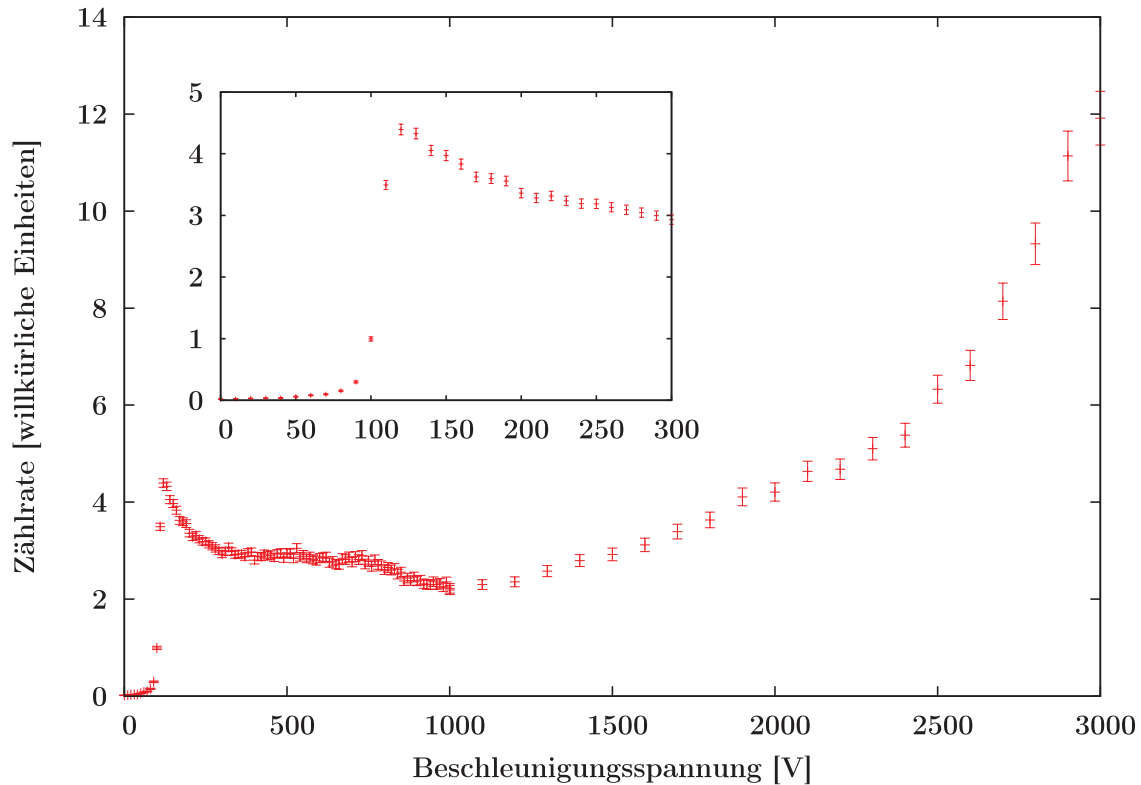


Abbildung 4.19: Zählrate bei deaktiviertem Gegenfeld in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle. Die kleine Abbildung zeigt einen vergrößerten Ausschnitt in dem deutlich zu erkennen ist, dass die Zählrate bei einer Beschleunigungsspannung von etwa 100 V, entsprechend einer Ionenenergie von 100 eV, sprunghaft ansteigt.

Achse des Strahlrohres recht exakt nach Norden weist und der Deklinationswinkel<sup>2</sup> am Ort des Targets mit  $0,65^\circ$  vernachlässigbar klein ist, soll im Folgenden nur der vertikale Anteil des Erdmagnetfeldes betrachtet werden. Aufgrund eines Inklinationwinkels<sup>3</sup> von  $67^\circ$  beträgt die vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes im Freien etwa  $45 \mu\text{T}$ . Messungen mit einer Förster-Sonde zeigten jedoch, dass die vertikale Komponente des Magnetfeldes im Labor nur etwa 20 bis  $25 \mu\text{T}$  beträgt. Dies könnte vor allem an einer leichten Abschirmung des Erdmagnetfeldes durch Stahlbeton und Störfeldern von elektrischen Leitungen und Geräten liegen.

<sup>2</sup> Winkel zwischen magnetischer und geographischer Nordrichtung

<sup>3</sup> Neigungswinkel des Erdmagnetfeldes zur Horizontalen

Wenn man nun davon ausgeht, dass die vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes senkrecht auf der Bewegungsrichtung der Ionen steht, dann gilt:

$$\frac{m \cdot v^2}{r} = q \cdot v \cdot B \quad (4.2)$$

Die auf die Ionen wirkende Zentrifugalkraft entspricht also der Lorentzkraft, die die Ionen auf einer Kreisbahn mit dem Radius  $r$  hält.

Es folgt also für den Radius:

$$r = \frac{m \cdot v}{q \cdot B} \quad (4.3)$$

Die in den Radius eingehende Geschwindigkeit der Ionen lässt sich über deren kinetische Energie berechnen. Die kinetische Energie eines nichtrelativistischen Teilchen ist gegeben durch:

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m \cdot v^2 \quad (4.4)$$

Daraus folgt für seine Geschwindigkeit:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot E}{m}} \quad (4.5)$$

Weiterhin gilt für einen Kreis, dessen Mittelpunkt sich im Ursprung des Koordinatensystems befindet (Abb. 4.20):

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (4.6)$$

Für die  $x$ -Koordinate erhält man daher:

$$x = \sqrt{r^2 - y^2} \quad (4.7)$$

Sei  $d$  nun die Strecke, um die ein ionisiertes Teilchen in der Entfernung  $y$  nach seiner Ionisierung durch das magnetische Feld von der Strahlachse abgelenkt wird. Dann erhält man mit  $d = r - x$  (Abb. 4.20):

$$d = \frac{m \cdot v}{q \cdot B} - \sqrt{\left(\frac{m \cdot v}{q \cdot B}\right)^2 - y^2} \quad (4.8)$$



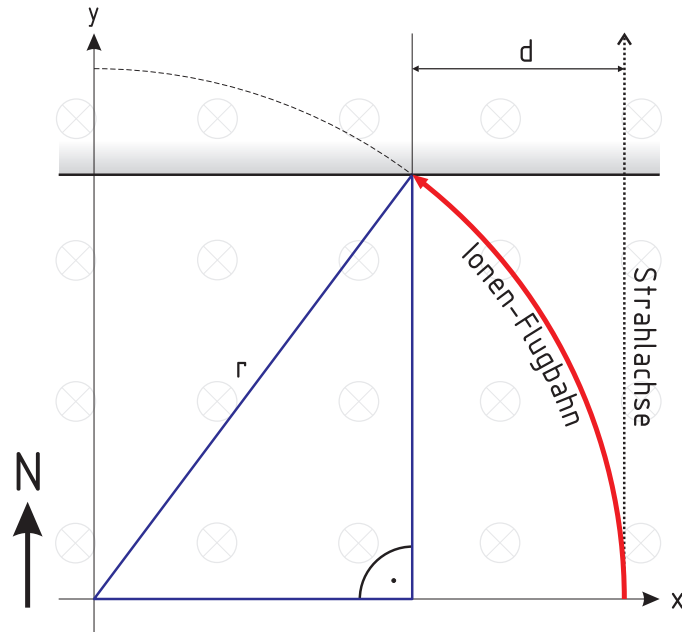


Abbildung 4.20: Ablenkung positiv geladener Ionen im Erdmagnetfeld

Die Ablenkung von einfach positiv geladenem Wasserstoff mit einer Energie von  $(100 \pm 10)$  eV bzw. einer Geschwindigkeit von  $(98\,223 \pm 4\,911)$  m/s, der die Kalibrationsquelle entlang der Strahlachse verlässt, beträgt demnach bei einem angenommenen Magnetfeld von  $(20 \pm 5)$   $\mu$ T im Inneren des Rohres und einer Strecke von  $(3,50 \pm 0,02)$  m zwischen der Öffnung der Kalibrationsquelle und dem Eingang des Spektrometers, bereits etwa  $(6,0 \pm 1,5)$  cm. Die Öffnung des Spektrometers besaß bei dieser Messung jedoch nur einen Durchmesser von 2 mm, was maximal eine Ablenkungen von 1 mm von der Strahlachse erlaubt.

Das die Ionen bei dieser Energie dennoch bis ins Spektrometer gelangen, kann damit erklärt werden, dass der Strahl, der die Kalibrationsquelle verlässt, sehr weit aufgefächert ist (Abb. 4.21). Dadurch können die Ionen entlang eines Kreisbogens von der Kalibrationsquelle zum Eingang des Spektrometers fliegen.

Um nun aus den möglichen Flugbahnen der Ionen Rückschlüsse auf das im Strahlrohr herrschende Magnetfeld machen zu können, muß man sich die Auslenkung dieser Flugbahnen von der Strahlachse in Abhängigkeit von der zurückgelegten Strecke anschauen.

Da sich die Ionen auf einer Kreisbahn bewegen, wird die Auslenkung auf halbem Weg zwischen der Öffnung der Kalibrationsquelle und dem Eingang des Spektrometers am größten sein (Abb. 4.20). Je weniger Energie die Ionen nun besitzen, desto

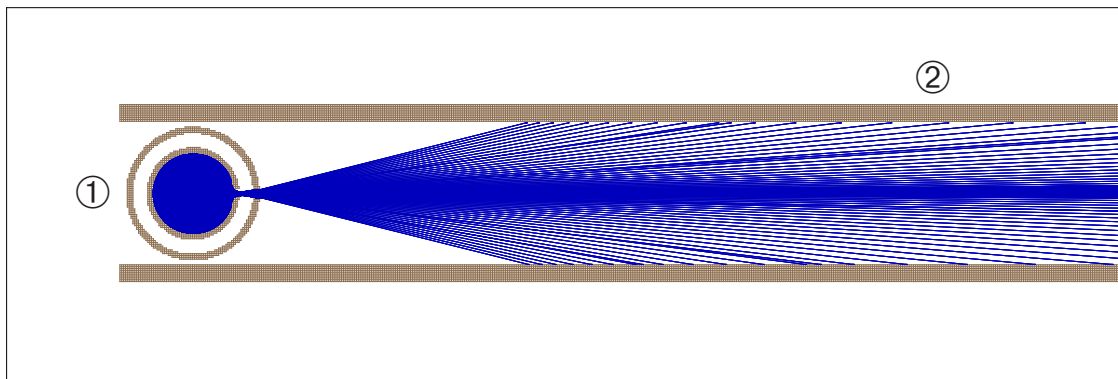


Abbildung 4.21: Simulation der Kalibrationsquelle bei einer Beschleunigungsspannung von 100 V. ① Kalibrationsquelle, ② Strahlrohr

kleiner wird der Radius ihrer Flugbahnen im Magnetfeld. Um dies zu kompensieren, muss die maximale Auslenkung der Ionen von der Strahlachse mit abnehmender Energie größer werden, damit sie auch weiterhin die Öffnung des Spektrometers treffen können. Ab einer gewissen Energie  $E_{min}$  wird die nötige Auslenkung schließlich so groß werden wie der Innendurchmesser des Strahlrohres. Ionen, die eine noch geringere Energie haben können daher nicht auf direktem Wege bis ins Spektrometer gelangen. Die Flugbahn eines Ions mit der Energie  $E_{min}$  besitzt also den minimal möglichen Radius, bei dem noch Teilchen am Spektrometer ankommen können. Da dieser Radius auch vom dort herrschenden Magnetfeld abhängig ist, kann so dessen Stärke berechnet werden.

Dazu wird zunächst folgende Gleichung eingeführt, die die Auslenkung  $h$  von der Strahlachse in der Entfernung  $x'$  (mit  $0 \leq x' \leq l$  und  $l = y_{max} = (3,50 \pm 0,02)$  m) von der Kalibrationsquelle angibt:

$$h = \sqrt{r^2 - (l/2 - x')^2} - \sqrt{r^2 - (l/2)^2} \quad (4.9)$$

Der begrenzende Innenrohrdurchmesser befindet sich jedoch nicht bei  $l/2$ , wo die Auslenkung von der Strahlachse maximal wird, sondern bereits in einer Entfernung von  $(1,45 \pm 0,01)$  m hinter der Kalibrationsquelle, da dort der Radius des Strahlrohres geringer ist. Dies lässt sich leicht überprüfen, indem man zunächst den Radius einer Flugbahn berechnet, die bei  $x' = l/2$  eine Auslenkung besitzt, die dem dortigen Strahlrohrradius entspricht und dann anhand dieses Radiuses die Auslenkung an der Stelle  $x' = (1,45 \pm 0,01)$  m berechnet. Ist die Auslenkung dort größer als der Strahlrohrradius, so ist es für die Ionen nicht möglich sich entlang

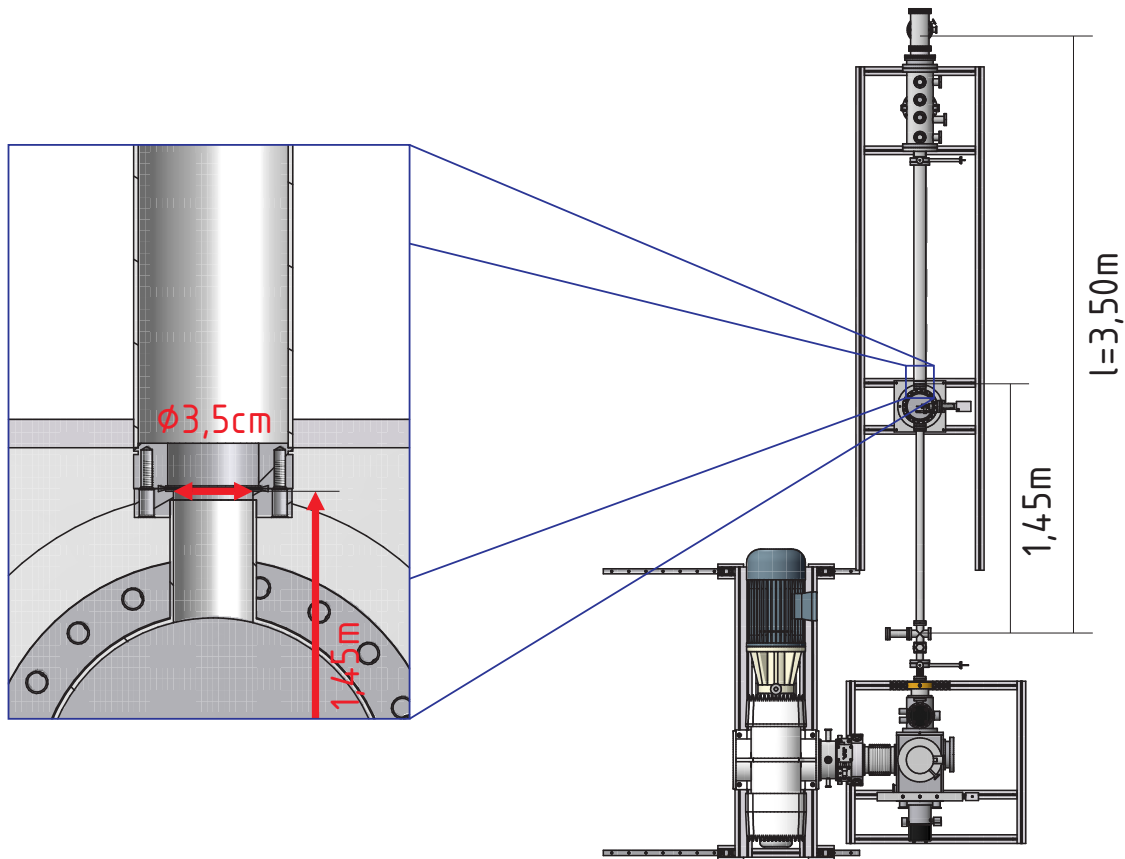


Abbildung 4.22: Nahansicht der, für die Berechnung der Ionen-Flugbahn, kritischen Stelle. Rechts ist eine Draufsicht des gesamten Targets zu sehen.

dieser Kurve zu bewegen.

Zur Berechnung des Radiuses kann Gleichung (4.9) verwendet werden. Durch Einsetzen von  $x' = l/2$  vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$h = r - \sqrt{r^2 - (l/2)^2} \quad (4.10)$$

Daraus folgt für den Radius:

$$r = \frac{4 \cdot h^2 + l^2}{8 \cdot h} \quad (4.11)$$

Setzt man hier nun für  $h$  den Innenrohrradius an der Stelle  $x' = l/2$  ein, der  $(3,30 \pm 0,10)$  cm beträgt, so erhält man für den Radius der Flugbahn einen Wert von  $(46,42 \pm 1,50)$  m. Um damit die Auslenkung an der Stelle  $x' = (1,45 \pm 0,01)$  m zu berechnen, setzt man diesen Radius zusammen mit dem neuen Wert für  $x'$  in Gleichung (4.9) ein. Die Auslenkung  $h$  von der Strahlachse würde an dieser Stelle demnach  $(3,20 \pm 0,11)$  cm betragen, was jedoch nicht möglich ist, da der

Innenradius des Strahlrohres dort nur  $(1,75 \pm 0,10)$  cm beträgt. Es sind daher nur Flugbahnen möglich, die an der Stelle  $x' = (1,45 \pm 0,01)$  m eine maximale Auslenkung von  $(1,75 \pm 0,10)$  cm besitzen.

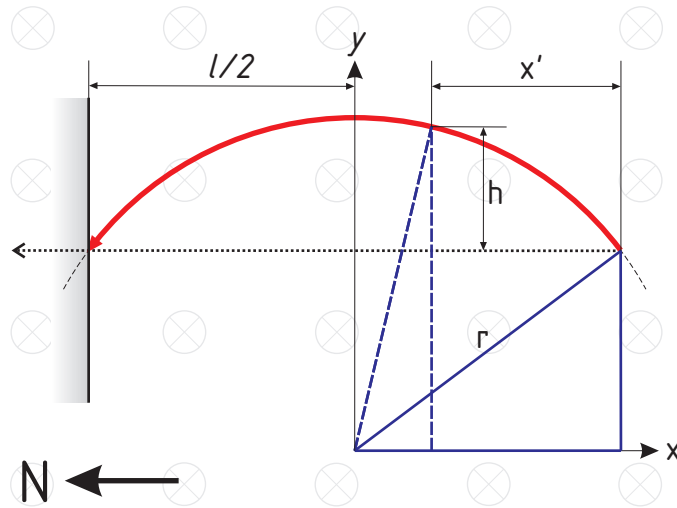


Abbildung 4.23: Auslenkung der Ionen von der Strahlachse

Um nun das Magnetfeld zu berechnen, setzt man Gleichung (4.3) in Gleichung (4.9) ein und formt diese dann nach  $B$  um. Man erhält:

$$B = \frac{2 \cdot m \cdot v \cdot h}{q \cdot \sqrt{(h^2 + x'^2)(h^2 + (x' - l)^2)}} \quad (4.12)$$

Hier setzt man nun die Werte  $x' = (1,45 \pm 0,01)$  m und  $h = (1,75 \pm 0,10)$  cm ein. Nimmt man weiterhin eine Schwellenenergie  $E_{min}$  von  $(100 \pm 10)$  eV an (Abb. 4.19), was einer Geschwindigkeit von  $(98\,223 \pm 4\,911)$  m/s für das  $\text{H}_2^+$  aus der Kalibrationsquelle entspricht, dann erhält man für das Magnetfeld  $B$  einen Wert von  $(24,0 \pm 1,8)$   $\mu\text{T}$ . Simulationen mit dem Programm SIMION, die zusätzlich den Öffnungsdurchmesser der verwendeten 2 mm-Blende berücksichtigten, ergaben einen Wert von 24,6  $\mu\text{T}$ . Diese Werte stimmen sehr gut mit den Messungen überein.

Der Einfluss des Erdmagnetfeldes kann neben den in Kapitel 4.1.3 genannten Gründen ebenfalls zu einem schrägen Einfall der Ionen in das Spektrometer führen. Allerdings ist der dabei entstehende Winkel zwischen Spektrometerachse und Einfallrichtung der Ionen nur für niedrige Ionenenergien groß genug, um einen messbaren Effekt zu verursachen. So lag der Einflugwinkel Simulationen zufolge bei  $1,2^\circ$  für  $\text{H}_2^+$  mit einer kinetischen Energie von 100 eV, bei 200 eV waren es nur noch  $0,8^\circ$ .

Das Erdmagnetfeld kann also nicht der alleinige Grund für den in Kapitel 4.1.3 beschriebenen Effekt sein, was auch durch die Messungen belegt wird, die nach den in Kapitel 4.1.3 beschriebenen Korrekturen durchgeführt wurden. Simulationen mit Berücksichtigung des Erdmagnetfeldes zeigen zudem, dass eine Kollision der Cluster mit Blenden innerhalb des Spektrometers durch die Verwendung der zusätzlichen 2 mm-Frontblende verhindert wird und der Verlauf der Zählrate nahezu identisch zu den Simulationen ohne Berücksichtigung des Erdmagnetfeldes bleibt. Da die Berücksichtigung eines Magnetfeldes die Rechenzeit einer Simulation zudem stark erhöht, wird bei den folgenden Simulationen darauf verzichtet.

#### 4.1.6 Transmissionspektren

Nachdem die Transmissionspektren hinsichtlich der zeitlichen Änderung in der Zählrate bei gleichbleibendem Gegenfeld korrigiert und der Untergrund abgezogen wurde, entsprachen die Messdaten in guter Näherung denen der Simulationen. Was noch auffiel, war ein leichtes Absinken der Zählrate ab einer Gegenfeldspannung die in etwa halb so groß war, wie die eingestellte Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle. Am deutlichsten ist dies in den Abbildungen 4.30 und 4.31 zu sehen. Bei den Simulationen konnte in diesem Spannungsbereich jedoch keine Ursache für ein Absinken der Zählrate gefunden werden. Desweiteren fällt auf, dass die Zählrate oftmals kleineren Schwankungen unterworfen ist, bevor die Gegenfeldspannung den Wert der eingestellten Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle erreicht. Die Schwankungen weisen jedoch kein erkennbares Muster auf und sind demzufolge wohl auf Unregelmäßigkeiten im Clusterstrahl oder den Ionisierungsbedingungen zurückzuführen.

Im Folgenden sind einige Transmissionspektren zu verschiedenen Ionenenergien zu sehen, jeweils im Vergleich mit den dazugehörigen Simulationsdaten:

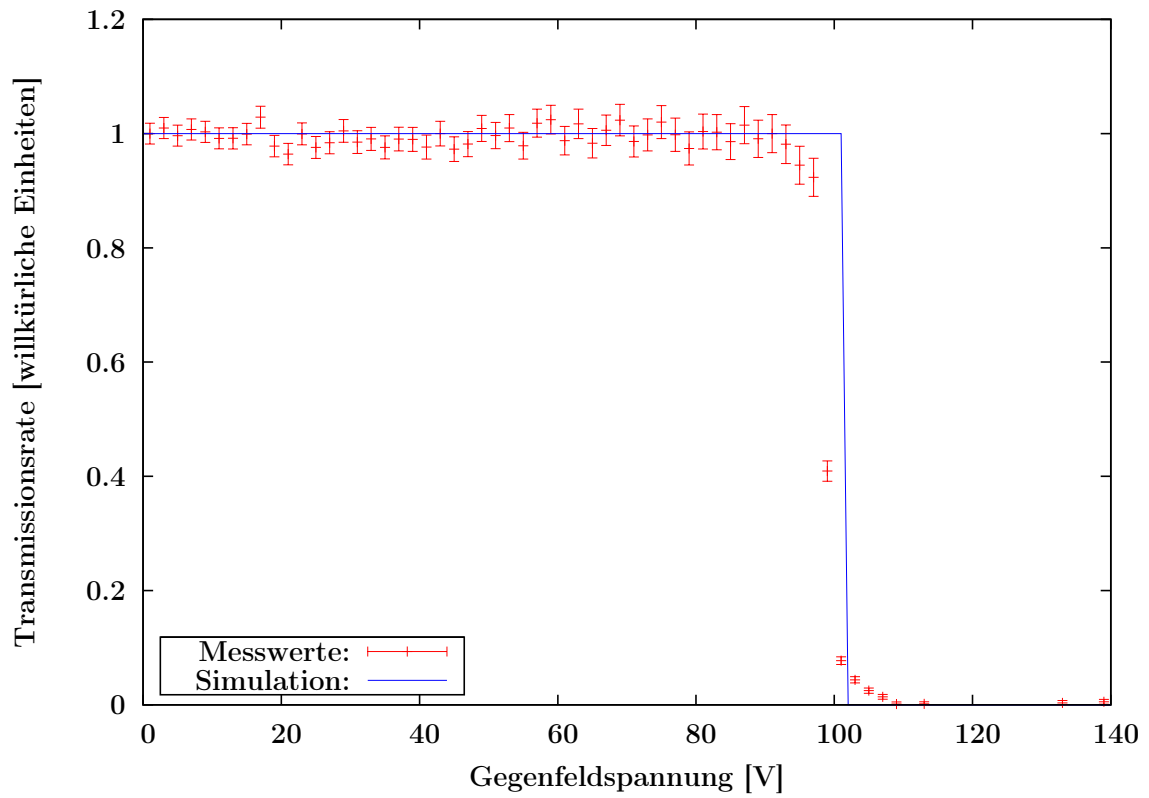


Abbildung 4.24: Transmissionsspektrum bei einer Ionenenergie von 100 eV.

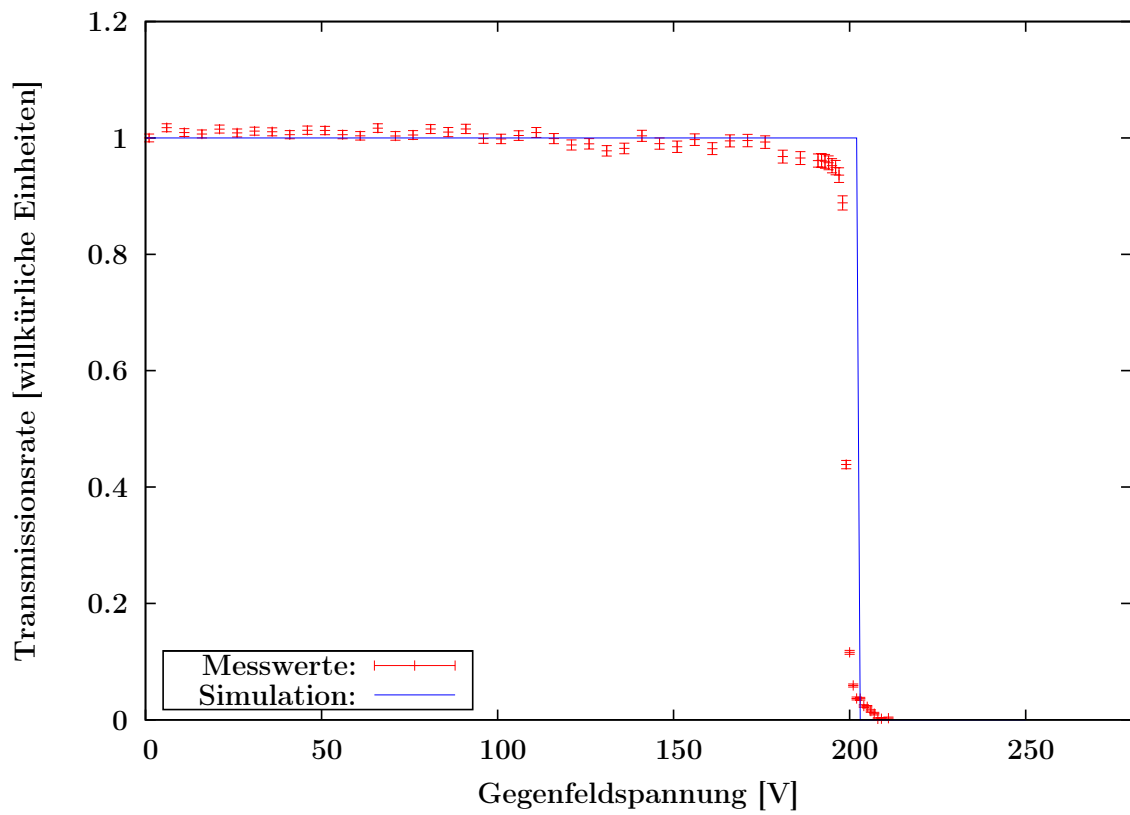


Abbildung 4.25: Transmissionsspektrum bei einer Ionenenergie von 200 eV.

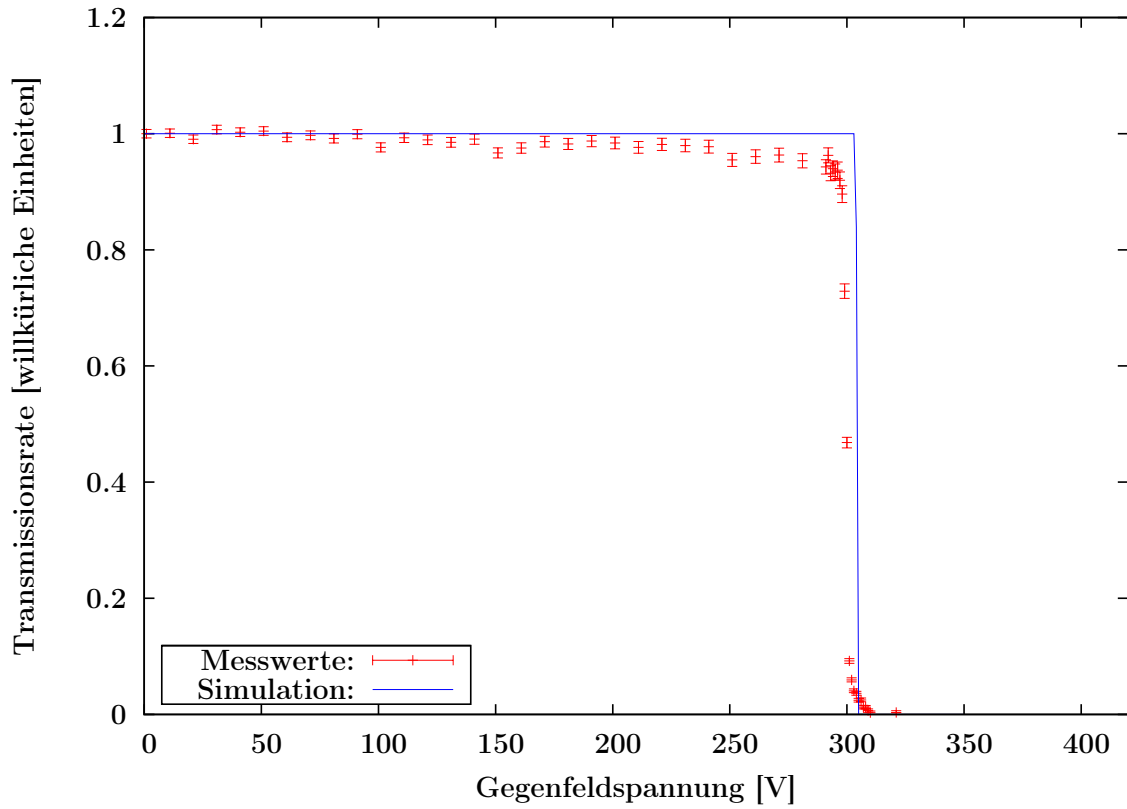


Abbildung 4.26: Transmissionspektrum bei einer Ionenenergie von 300 eV.

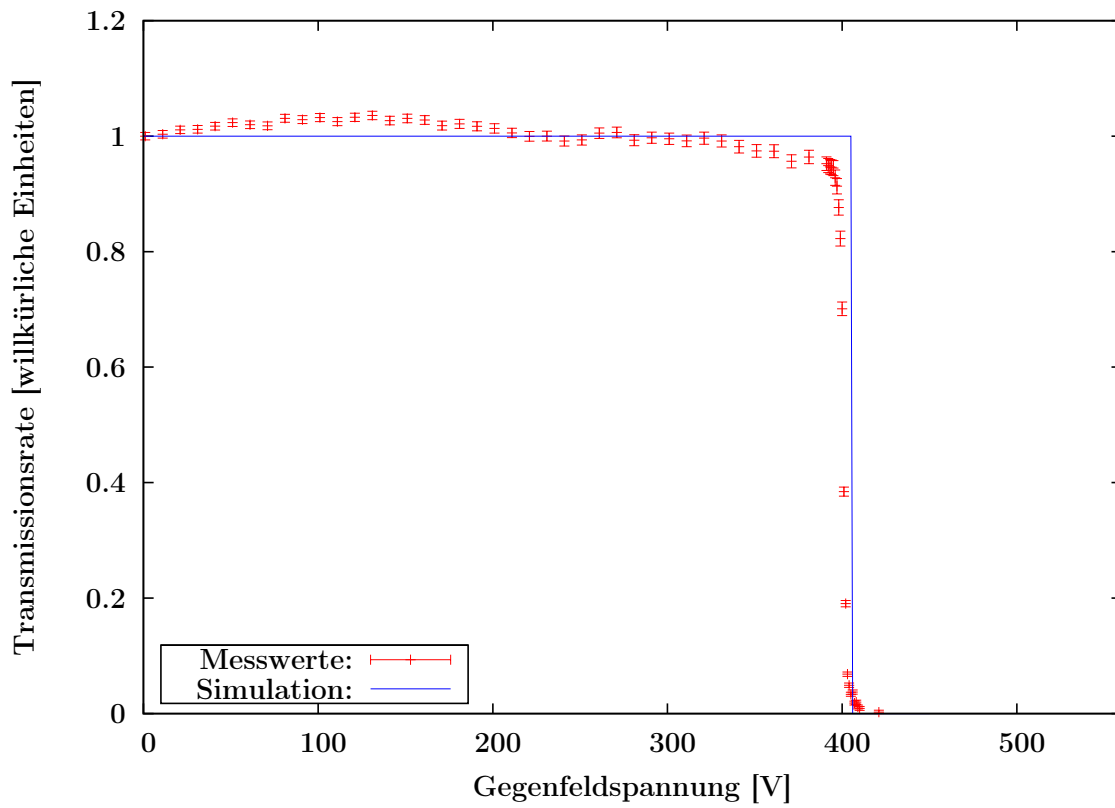


Abbildung 4.27: Transmissionspektrum bei einer Ionenenergie von 400 eV.

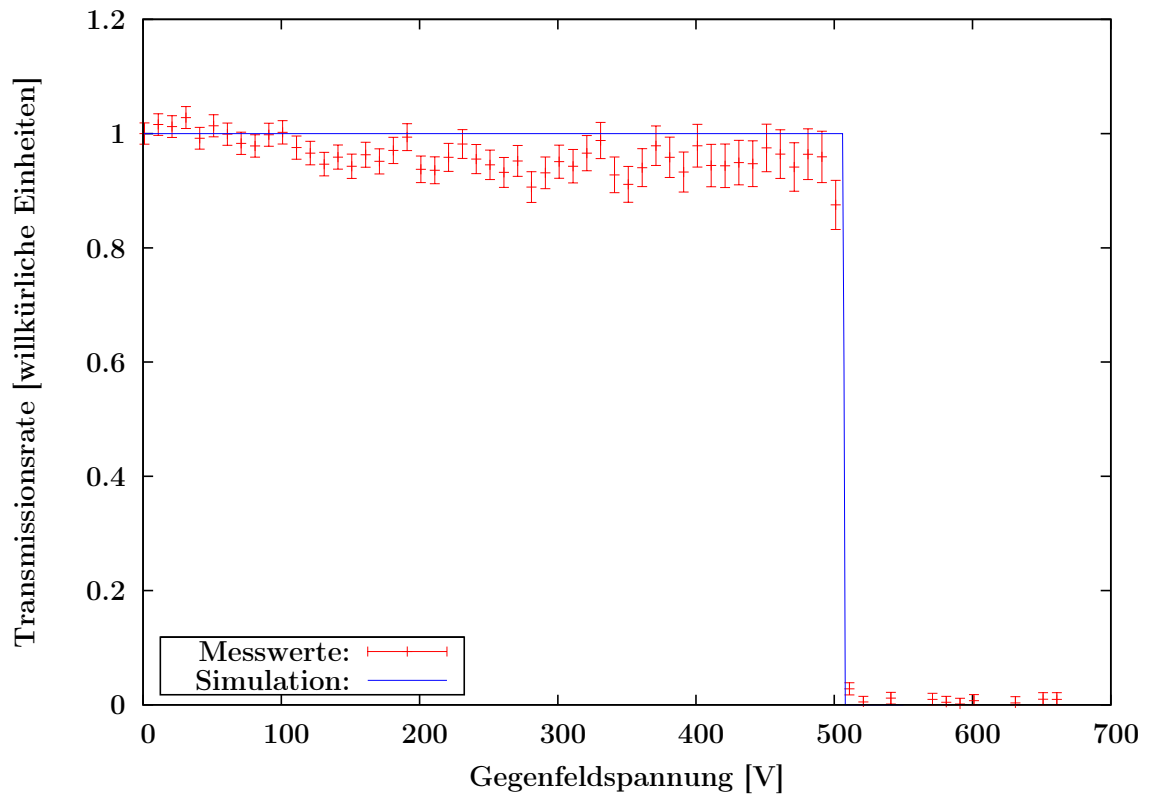


Abbildung 4.28: Transmissionsspektrum bei einer Ionenenergie von 500 eV.

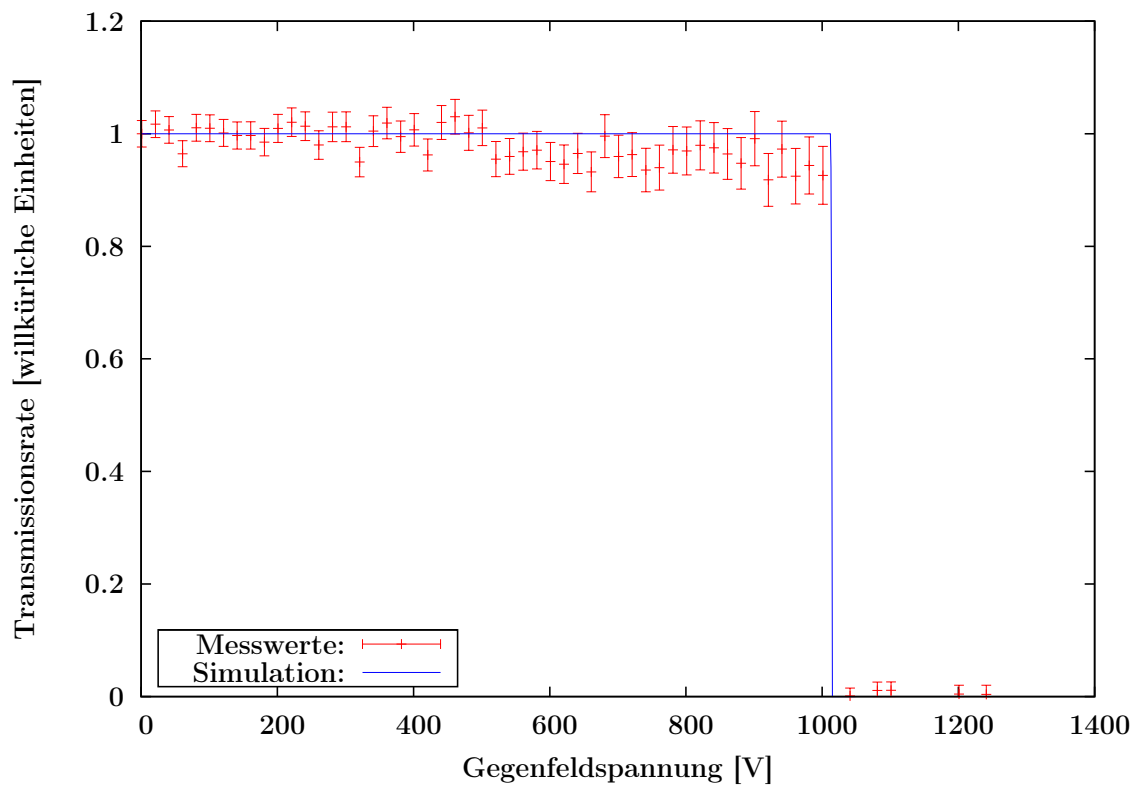


Abbildung 4.29: Transmissionsspektrum bei einer Ionenenergie von 1000 eV.



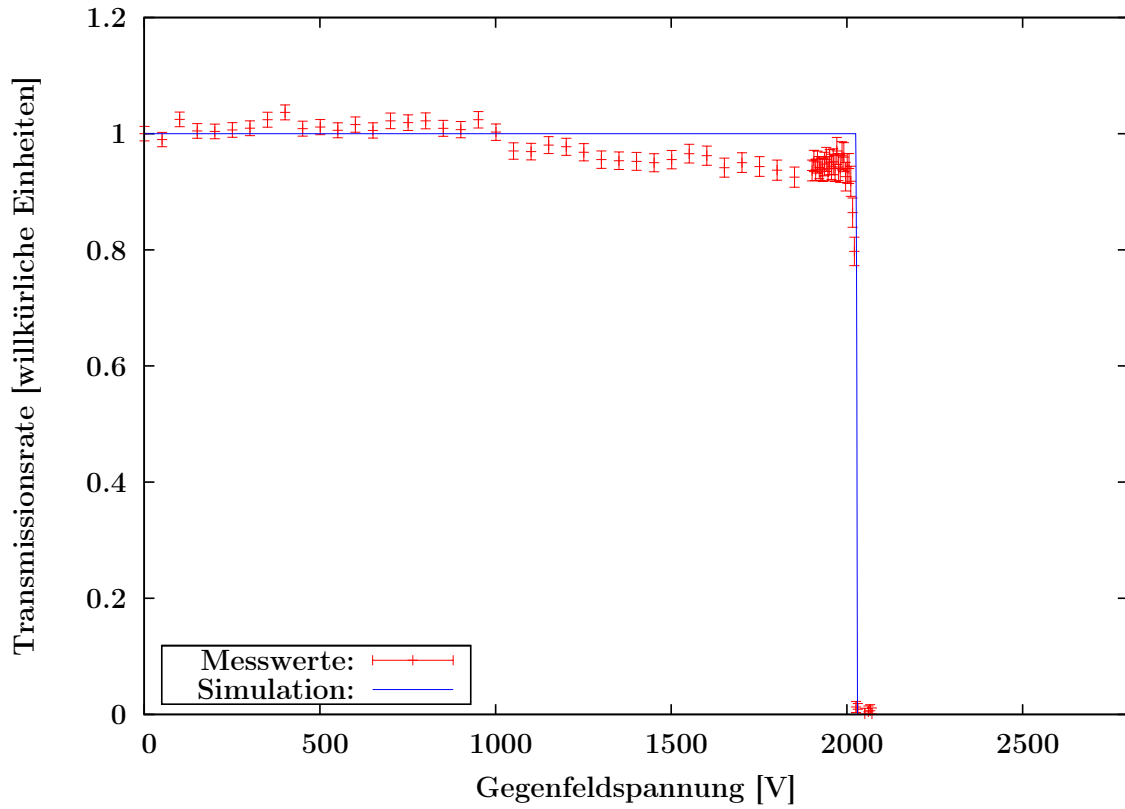


Abbildung 4.30: Transmissionspektrum bei einer Ionenenergie von 2000 eV.

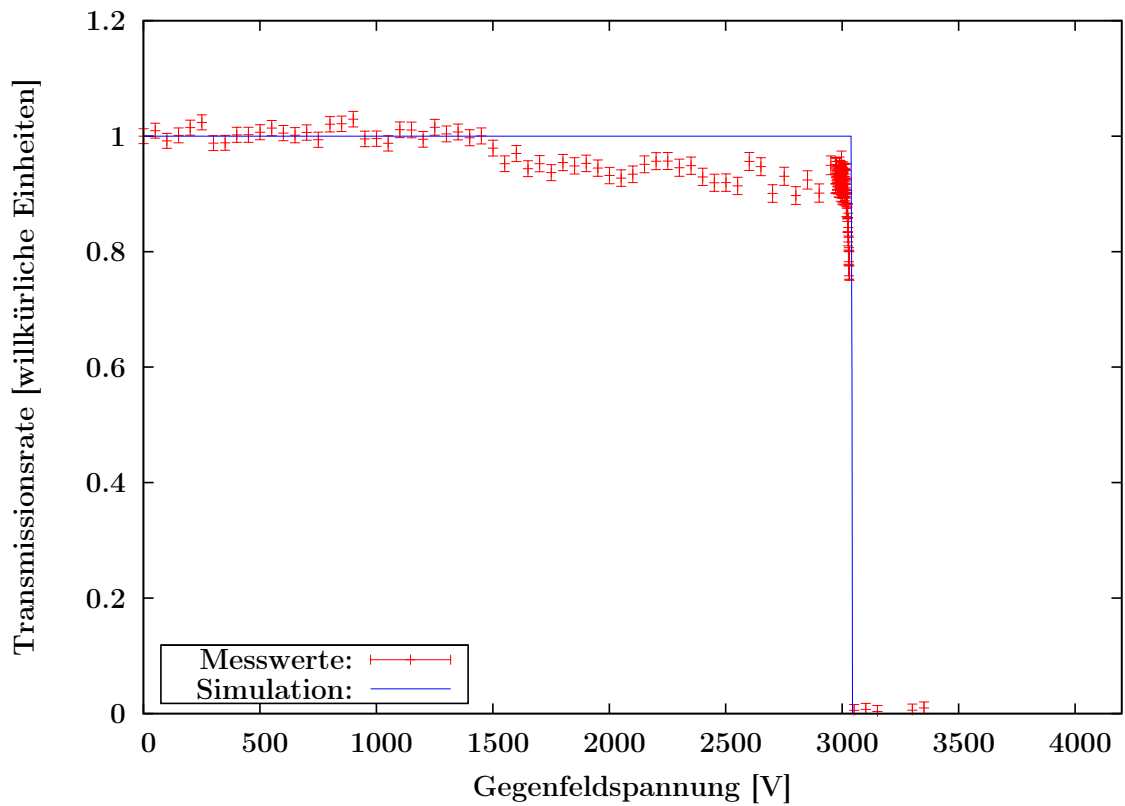


Abbildung 4.31: Transmissionspektrum bei einer Ionenenergie von 3000 eV.

Legt man all diese Transmissionsspektren übereinander, so sieht man, dass der Verlauf der Zählrate quasi unabhängig von der Ionenenergie ist und zudem in guter Näherung durch eine Stufenfunktion parametrisiert werden kann. Dies sind wichtige Kriterien, um die Transmissionsspektren in Energiespektren umrechnen zu können (Kap. 4.1.7). Würde sich das Transmissionsverhalten bei verschiedenen Energien deutlich voneinander unterscheiden, oder würde sich der Übergang zwischen den beiden Zählratenniveaus über einen deutlich größeren Spannungs-Bereich erstrecken, wäre dies nur sehr eingeschränkt möglich.

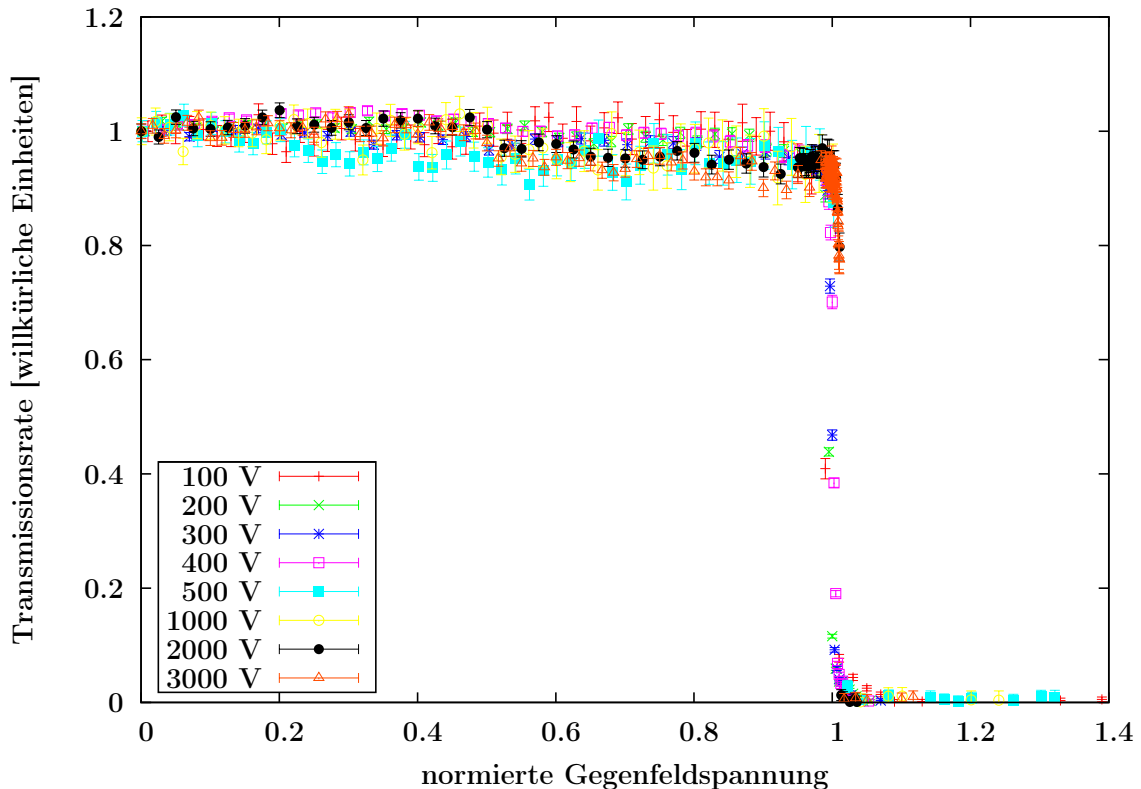


Abbildung 4.32: Vergleich des Transmissionsverhaltens bei unterschiedlichen Ionenenergien. Die Gegenfeldspannung wurde jeweils auf die eingestellte Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle normiert.

### 4.1.7 Rekonstruktion der Ionenenergie aus den Transmissionsspektren

Der erste Schritt zur Bestimmung der ursprünglichen Massenverteilung im Ionenstrahl ist die Transformation des Transmissionsspektrums in eine Energieverteilung.

Die Energieverteilung des Ionenstrahls, d. h. die Häufigkeit der detektierten Ionen

aufgetragen gegen ihre Energie  $E_{kin}$ , sei gegeben durch die Funktion  $H(E_{kin})$ . Dabei muss die Summe der Häufigkeiten über den gesamten Energiebereich gleich der Anzahl der insgesamt detektierten Teilchen  $N_{ion}$  sein:

$$\int_0^{\infty} H(E_{kin}) dE_{kin} = N_{ion} \quad (4.13)$$

Die Anzahl der im Spektrometer detektierten Ionen in Abhängigkeit von der Gegenfeldspannung  $T(U_G)$  erhält man dann über die Faltung mit einer Spektrometerfunktion  $S(U_G, E_{kin})$ :

$$T(U_G) = \int_0^{\infty} S(U_G, E_{kin}) \cdot H(E_{kin}) dE_{kin} \quad (4.14)$$

Die Spektrometerfunktion beschreibt dabei das Transmissionsverhalten des Spektrometers und kann beliebige Werte zwischen 0 und 1 annehmen, je nachdem wie hoch der Anteil der transmittierten Ionen in Abhängigkeit von ihrer Energie und der eingestellten Gegenfeldspannung ist.

Ein Ion, das gegen das elektrische Gegenfeld des Spektrometers anläuft, wandelt einen Teil seiner kinetischen Energie in potentielle Energie um. Der Wert der potentiellen Energie beträgt dabei  $q \cdot U$ . Wobei  $q$  die Ladung des Ions ist und  $U$  die durchlaufene Potentialdifferenz. Direkt an der Gegenfeldelektrode steigt  $U$  dabei auf den Wert der angelegten Gegenfeldspannung  $U_G$  an. Solange die anfängliche kinetische Energie  $E$  der Ionen geringer ist als der Wert  $q \cdot U_G$ , können sie das Gegenfeld also nicht überwinden und die Transmissionsrate ist Null. Erst bei kinetischen Energien oberhalb von  $q \cdot U_G$  können sie das Gegenfeld passieren und detektiert werden.

Da die Transmissionsspektren monoenergetischer Ionen in guter Näherung einer Stufenfunktion gleichen (Kap. 4.1.6), lässt sich die Spektrometerfunktion  $S(U_G, E_{kin})$  daher wie folgt angeben:

$$S(U_G, E_{kin}) = \begin{cases} 0, & E_{kin} < q \cdot U_G \\ 1, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.15)$$

Daraus folgt wiederum:

$$T(U_G) = \int_{q \cdot U_G}^{\infty} H(E_{kin}) dE_{kin} \quad (4.16)$$

Substituiert man nun  $U_G' = E_{kin}/q$  und definiert  $\tilde{H}(U_G') = H(q \cdot U_G')$ , da, wie bereits in Kapitel 3.2 erwähnt, angenommen wird, dass  $q$  konstant gleich  $e$  ist, so erhält man:

$$T(U_G) = \int_{U_G}^{\infty} \tilde{H}(U_G') dU_G' = \underbrace{\int_0^{\infty} \tilde{H}(U_G') dU_G'}_{\equiv N_{ion}} - \int_0^{U_G} \tilde{H}(U_G') dU_G' \quad (4.17)$$

Differenziert man diese Gleichung nun, so folgt:

$$\frac{d}{dU_G} T(U_G) = \underbrace{\frac{dN_{ion}}{dU_G}}_{=0} - \underbrace{\frac{d}{dU_G} \left( \int_0^{U_G} \tilde{H}(U_G') dU_G' \right)}_{=\tilde{H}(U_G)} = -\tilde{H}(U_G) \quad (4.18)$$

wobei sich die Vereinfachung im mittleren Teil der Gleichung aus dem Hauptsatz der Differential- und Integralrechnung ergibt.

$$\Rightarrow \tilde{H}(U_G) = -\frac{d}{dU_G} T(U_G) \approx -\frac{T(U_G + \Delta U_G/2) - T(U_G - \Delta U_G/2)}{\Delta U_G} \quad (4.19)$$

Das ursprüngliche Energiespektrum ist also gegeben durch die negative Ableitung der Transmissionsfunktion. Diese lässt sich an der Stelle  $U_G$  näherungsweise durch die Steigung zwischen den zwei Punkten  $T(U_G - \Delta U_G/2)$  und  $T(U_G + \Delta U_G/2)$  berechnen, wobei  $\Delta U_G$  das eingestellte Spannungsintervall bei den Transmissionsmessungen ist.

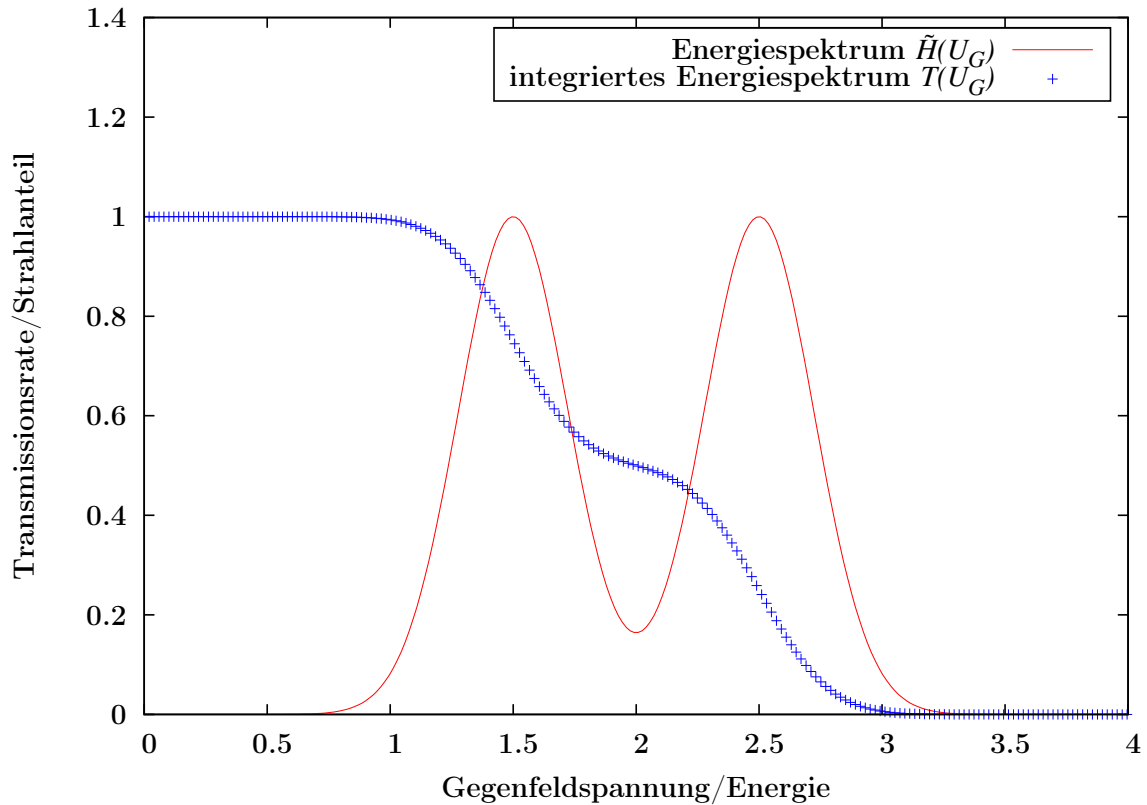


Abbildung 4.33: Energieverteilung  $\tilde{H}(U_G)$  und integrierte Energieverteilung  $T(U_G)$ .

Wie man anhand der rekonstruierten Ionenenergien in den Abbildungen 4.34-4.36 sehen kann, liefert die oben beschriebene Methode zur Rekonstruktion der kinetischen Energie der Ionen recht gute Ergebnisse. Im Idealfall einer stufenförmigen Transmissionskurve wäre der Energie-Peak zwar unendlich schmal, eine gewisse Verbreiterung des Peaks lässt sich mit der verwendeten Messmethode jedoch auch unter optimalen Bedingungen nicht verhindern. Der Grund dafür ist, dass das Gegenfeld zur Achse des Spektrometers hin immer schwächer wird (Abb. 4.37). Daher hängt es auch von der Entfernung zwischen Ion und Spektrometer-Achse ab, ab welcher Gegenfeldspannung es reflektiert wird. Eine kleinere Eingangsblende sorgt daher zwar für einen schmaleren Energie-Peak, reduziert im Gegenzug dazu jedoch auch die Anzahl an Ionen, die bis ins Spektrometer vordringen können. Würde man stattdessen beim momentanen Aufbau die Öffnung der Gegenfeldelektrode selbst verkleinern, so würden die Ionen aufgrund von Linseneffekten vorzeitig mit der Elektrode kollidieren und so ein Absinken der Zählrate bewirken.

Minimieren könnte man diesen Effekt nur durch die Verwendung einer völlig anderen Gegenfeldelektrode (Kap. 6).

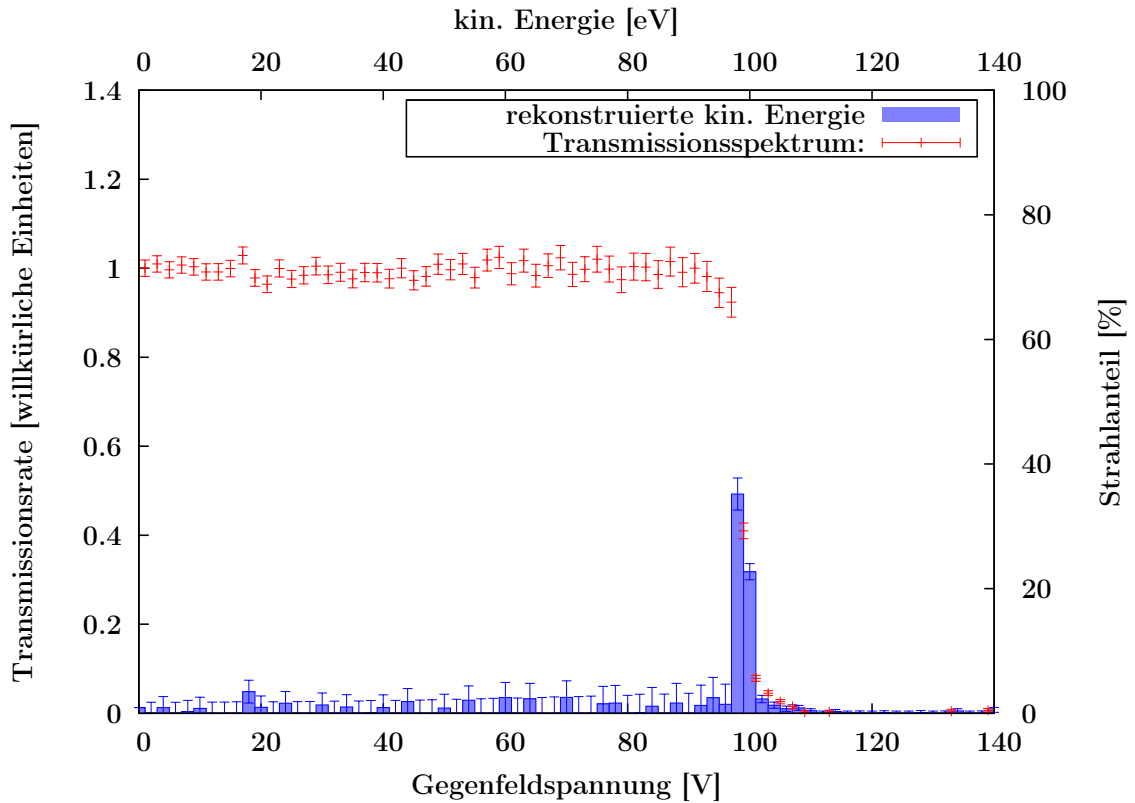


Abbildung 4.34: Rekonstruierte Ionenenergie bei 100 V Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle.

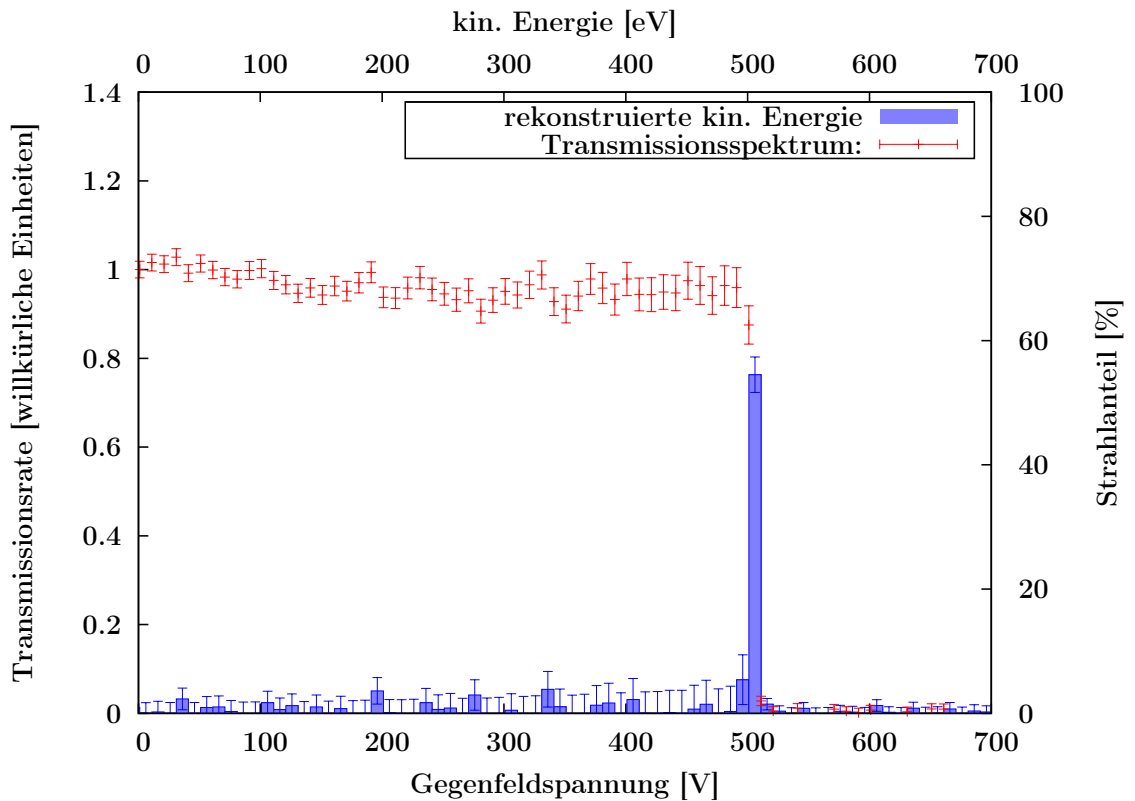


Abbildung 4.35: Rekonstruierte Ionenenergie bei 500 V Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle.

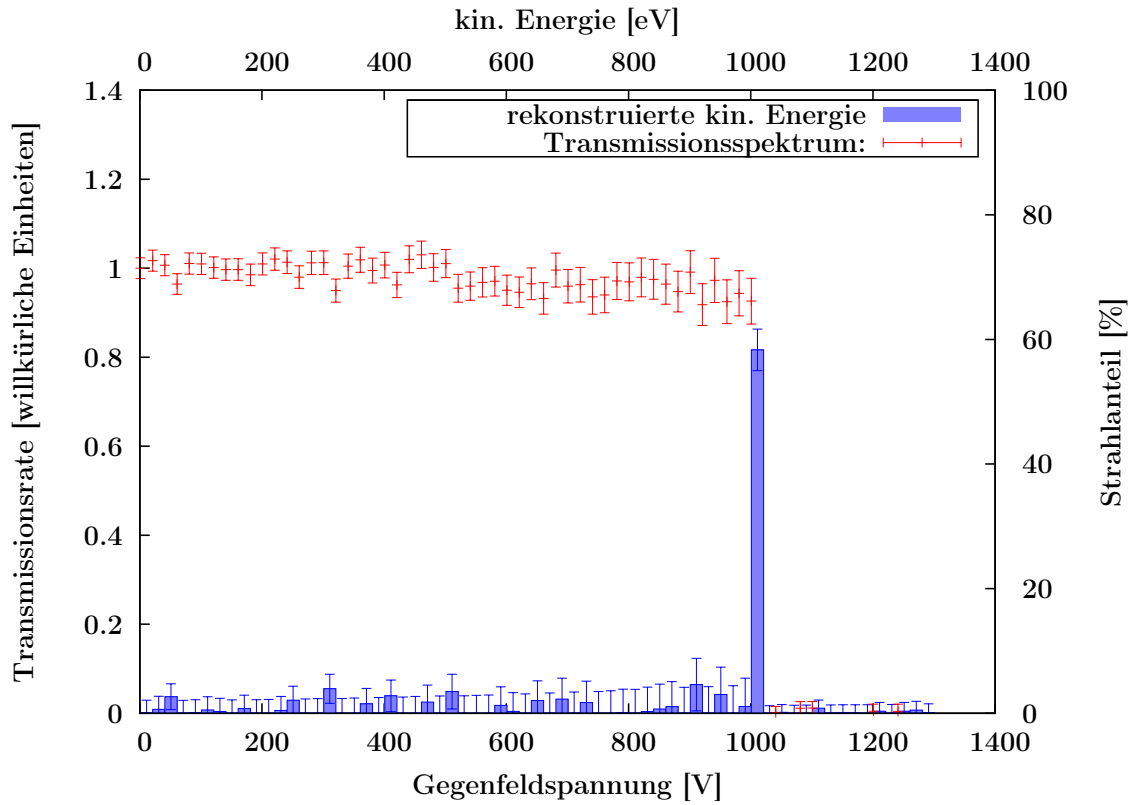


Abbildung 4.36: Rekonstruierte Ionenenergie bei 1000 V Beschleunigungsspannung an der Kalibrationsquelle.

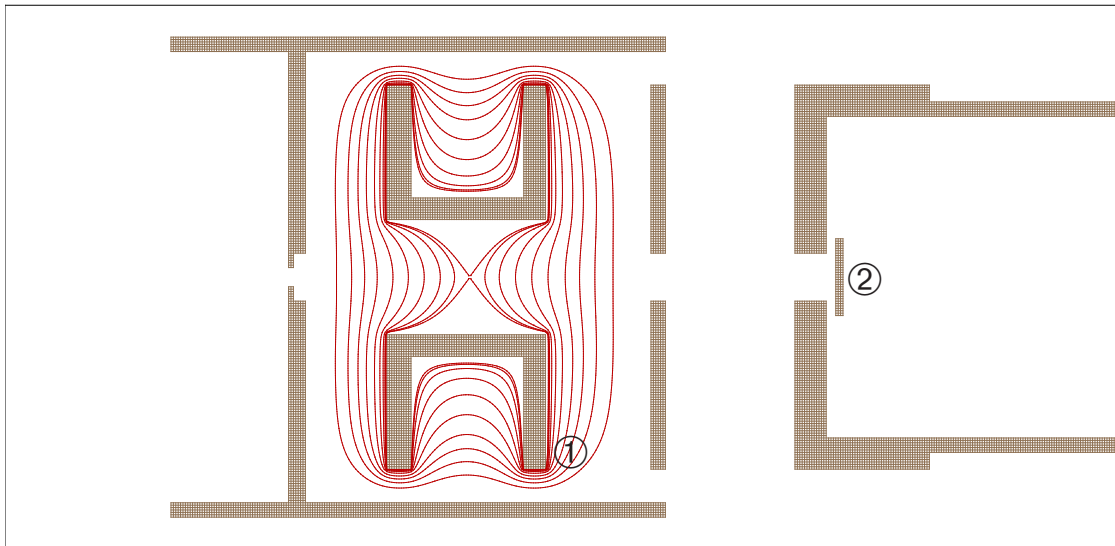


Abbildung 4.37: Gegenfeld-Elektrode mit Äquipotentiallinien (nicht äquidistant). Bei einer eingestellten Spannung von 1000 V an der Elektrode, beträgt das Potential im Zentrum der Elektrode nur noch 985,6 V. ① Gegenfeldelektrode, ② Channeltron

## 4.2 Transmissionsmessungen am Clusterstrahl

Nachdem das Spektrometer anhand von Messungen mit der Kalibrationsquelle weitestgehend verstanden war, wurden die Transmissionsmessungen auch am Clusterstrahl durchgeführt. Die Kalibrationsquelle wurde dazu wieder aus dem Strahlrohr entfernt. Auch bei den Messungen am Clusterstrahl mußten wieder einige Dinge beachtet werden, die für eine korrekte Auswertung der Daten später wichtig sind. Diese sollen in den folgenden Unterkapiteln behandelt werden.

### 4.2.1 Wahl der Elektronenenergie

Eine besonders wichtige Größe bei den Transmissionsmessungen am Clusterstrahl ist die verwendete Beschleunigungsspannung an der Elektronenkanone. In diversen Veröffentlichungen [2][17][24] wurde bereits gezeigt, dass das  $M/Z$ -Verhältnis der Cluster stark von der Elektronenenergie abhängig ist. So führt eine höhere Elektronenenergie offenbar zu einer Häufigkeitszunahme von Clustern mit niedrigen  $M/Z$ -Werten auf Kosten der Einträge bei höheren  $M/Z$ -Werten. Dies liegt vor allem daran, dass mit steigender Elektronenenergie die Wahrscheinlichkeit von Mehrfachionisierungen ansteigt [17]. Solche Mehrfachionisierungen sind aus zweierlei Gründen unerwünscht. Zum einen kann bei unbekannter Ladung  $Z$  nicht auf die ursprüngliche Masse des Clusters geschlossen werden und zum anderen kann eine Mehrfachionisierung aufgrund der gegenseitigen elektrostatischen Abstoßung der Ladungen, vor allem bei kleineren Clustern, zu einer Fragmentierung führen [24].

So gesehen sollte die Elektronenenergie also möglichst niedrig gewählt werden. Allerdings ist eine gewisse Mindestelektronenenergie notwendig, da zumindest 15,43 eV benötigt werden, um ein Wasserstoffmolekül zu ionisieren [30] und der Ionisationsquerschnitt der Cluster bei niedrigen Energien zudem so klein ist, dass nur sehr wenige von ihnen auch wirklich ionisiert werden. Das Maximum des Ionisationsquerschnittes von molekularem Wasserstoff liegt zwar bereits bei etwa 65 eV (Abb. 4.38), Messungen von Henkes und Mikosch zeigten jedoch, dass das Maximum sich mit zunehmender Clustergröße immer weiter zu höheren Energien hin verschiebt [25]. Beim Münsteraner Cluster-Jet-Target waren genügend hohe Zählraten erst ab einer Elektronenenergie von etwa 150 eV zu beobachten. Dabei handelt es sich wahrscheinlich um ein erstes Indiz für die Größe der Cluster, die bei typischen Gasdrücken und Temperaturen am Münsteraner Cluster-Jet-Target zu erwarten sind.



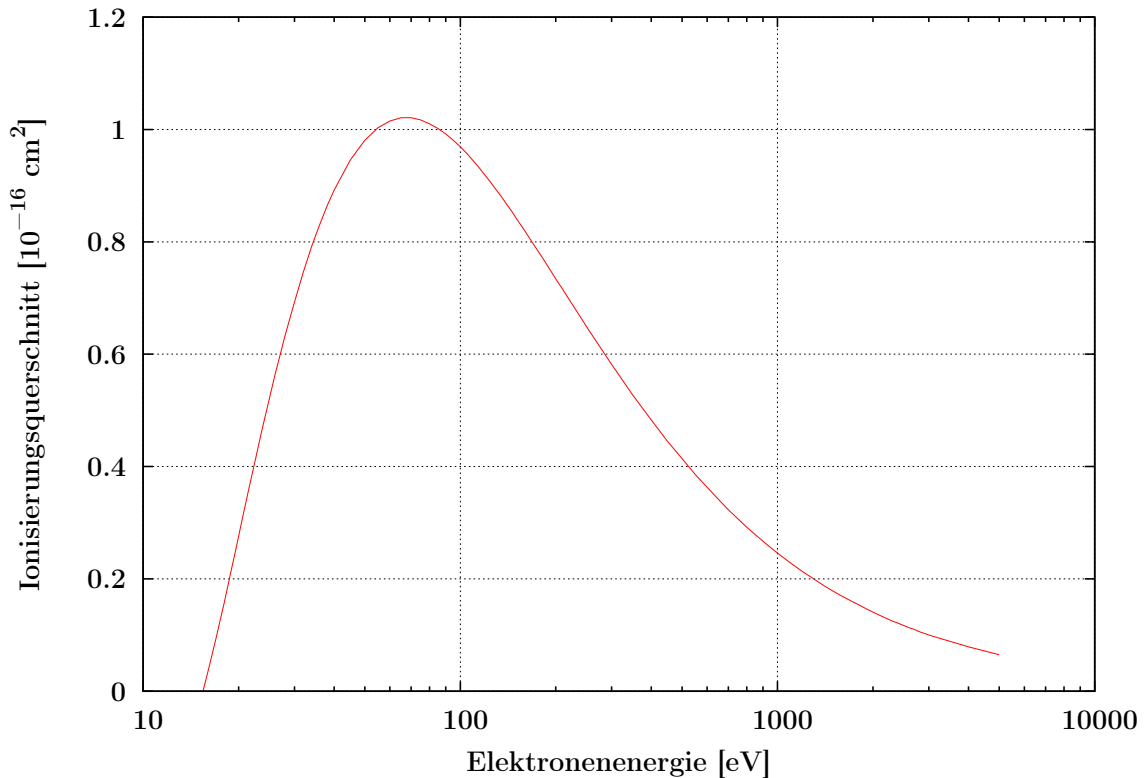


Abbildung 4.38: Ionierungsquerschnitt von molekularem Wasserstoff in Abhängigkeit von der Elektronenenergie nach dem Binary-Encounter-Bethe (BEB) Modell. (Daten entnommen aus [30])

Die Beschleunigungsspannung an der Elektronenkanone wurde letztendlich auf -200 V, entsprechend einer Elektronenenergie von 200 eV, festgelegt, da so eine gute Statistik bei noch akzeptabler Messdauer erreicht wurde. Es kann zwar nicht ausgeschlossen werden, dass es bei dieser Energie zu einer Mehrfachionisierung oder teilweisen Fragmentierung der Cluster kommt, weil eine direkte Überprüfung mit dem momentanen Messaufbau nicht möglich ist. Allerdings wurden testweise einige Transmissionsspektren bei verschiedenen Elektronenenergien aufgenommen, um diese miteinander zu vergleichen, wobei jedoch keine signifikanten Unterschiede festgestellt werden konnten (Abb. 4.39). Es soll daher angenommen werden, dass die Masse der Cluster durch die Ionisierung nahezu unverändert bleibt und alle ionisierten Cluster einfach positiv geladen sind.

Auch wenn die gemessene Massenverteilung die ursprüngliche Massenverteilung der Cluster letztendlich nicht exakt wiedergeben sollte, so lassen sich bei konstanten Ionisierungsbedingungen doch zumindest Änderungen im Transmissionsspektrum der Cluster auf eine gleichgesinnte Änderung in der ursprünglichen Massenverteilung

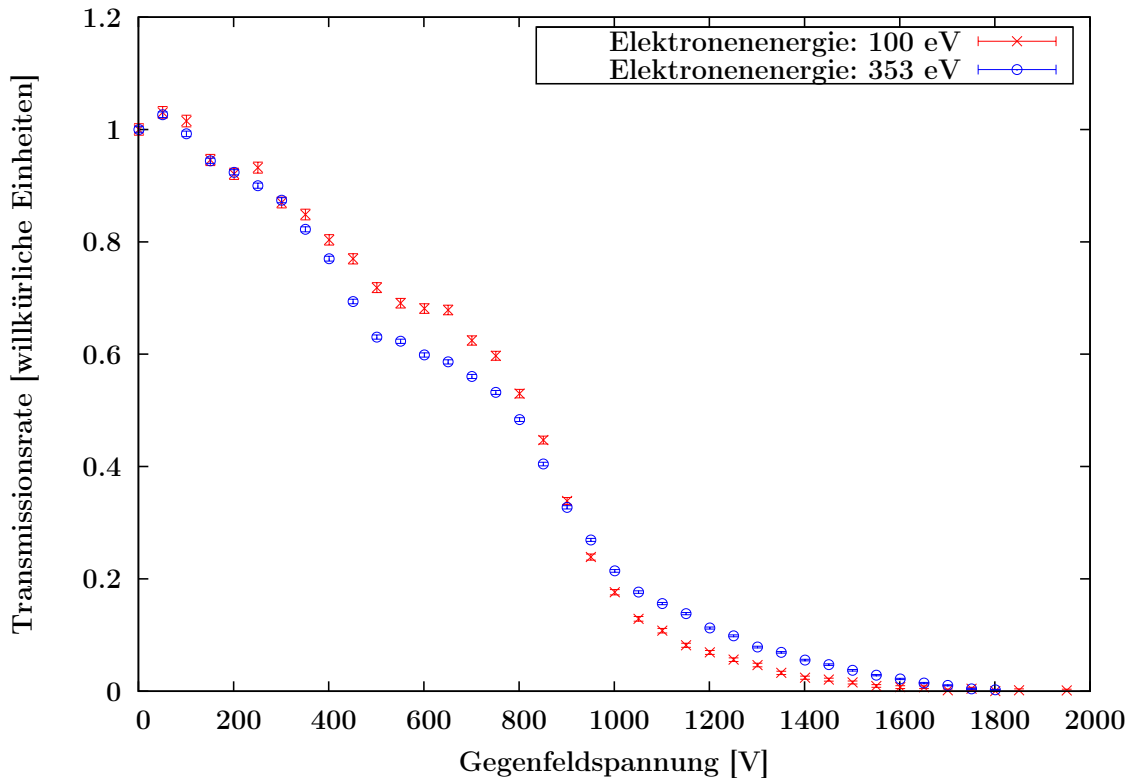


Abbildung 4.39: Vergleich zweier Transmissionsmessungen bei verschiedenen Elektronenenergien. Die Gastemperatur lag bei 25 K und der Druck bei 1 bar.

zurückführen. Würde sich beispielsweise der Anteil der Cluster mit der Masse  $m$  durch Änderung des Gasdruckes oder der Temperatur verdoppeln, so müßte sich im gemessenen Energiespektrum die Höhe aller Peaks, die von Clustern mit der Masse  $m$  stammen, ebenfalls verdoppeln.

#### 4.2.2 Einfluss des Erdmagnetfeldes auf den Clusterstrahl

Da die ionisierten Cluster, genau wie die Ionen aus der Kalibrationsquelle, eine elektrische Ladung besitzen, muß auch hier der Einfluss des Erdmagnetfeldes berücksichtigt werden. Der Clusterstrahl ist jedoch bei weitem nicht so stark aufgeweitet, wie der Strahl aus der Kalibrationsquelle, da er durch den Kollimator begrenzt wird und deshalb nur einen sehr kleinen Öffnungswinkel besitzt. Zudem ist die erwartete Ablenkung der Cluster durch das Magnetfeld um einiges geringer. Zwar ist die Geschwindigkeit der Cluster bei typischen Temperaturen etwa hundertmal kleiner als die von einfach positiv geladenen Wasserstoffmolekülen aus der Kalibrationsquelle,

im Gegenzug dafür sind die erwarteten Massen jedoch um mehrere tausendmal größer. Da Masse und Geschwindigkeit gleichermaßen in den resultierenden Bahnradius der Ionen einfließen, fällt die Ablenkung der Cluster schwächer aus. Eine Kollision mit den Wänden des Strahlrohres ist hier also nicht zu befürchten.

Die Aufweitung des neutralen Clusterstrahls in Abhängigkeit von der Entfernung zur Düse wurde bereits von Tobias Rausmann untersucht [39]. Demnach beträgt die Aufweitung des Clusterstrahls im Mittel 0,112 mm pro zurückgelegtem Zentimeter, wenn man von einer punktförmigen Quelle am Ort der Düse ausgeht. Der Clusterstrahl besitzt daher in einer Entfernung von 4,25 m hinter der Düse, an der Stelle an der sich die Öffnung des Spektrometers befindet, einen Durchmesser  $s$  von etwa 48 mm.

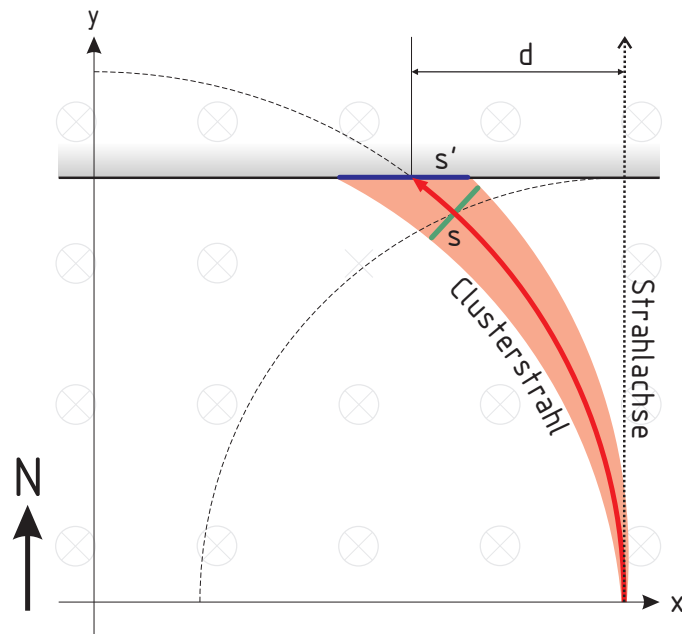


Abbildung 4.40: Krümmung der Clusterflugbahn im Erdmagnetfeld. Eingezeichnet ist die Aufweitung des neutralen Clusterstrahls (grün) und die des ionisierten Clusterstrahls (blau).

Interessant ist nun die minimale Clusterenergie  $E_{min}$ , die nötig ist, um bei einem gegebenen Magnetfeld und einer durch die Gastemperatur vorgegebenen Geschwindigkeit der Cluster, die Öffnung des Spektrometers noch durchqueren zu können. Die entsprechende minimale Masse  $m_{min}$  lässt sich berechnen, indem man Gleichung 4.8 nach  $m$  umstellt. Man erhält:

$$m_{min} = \frac{B \cdot q \cdot (y^2 + d_{max}^2)}{2 \cdot d_{max} \cdot v} \quad (4.20)$$

Die minimal detektierbare Energie ist erreicht, sobald die Krümmung des Strahls durch das Magnetfeld so groß wird, dass die äußersten Bereiche des Clusterstrahls nicht mehr die Öffnung des Spektrometers passieren können (Abb. 4.40). Da die dabei auftretenden Winkel zwischen der Achse des Clusterstrahls und der Achse des Strahlrohres sehr klein sind, kann in guter Näherung angenommen werden, dass die Strecke  $s$  der Strecke  $s'$  entspricht. Insgesamt darf die Ablenkung  $d$  des Clusterstrahls daher nicht größer sein als  $s/2$  plus dem halben Öffnungsdurchmesser der verwendeten Frontblende am Spektrometer. Für die Bestimmung der Clusterenergien wurde die 2 mm-Blende verwendet, die maximale Ablenkung  $d_{max}$  beträgt daher 25 mm.

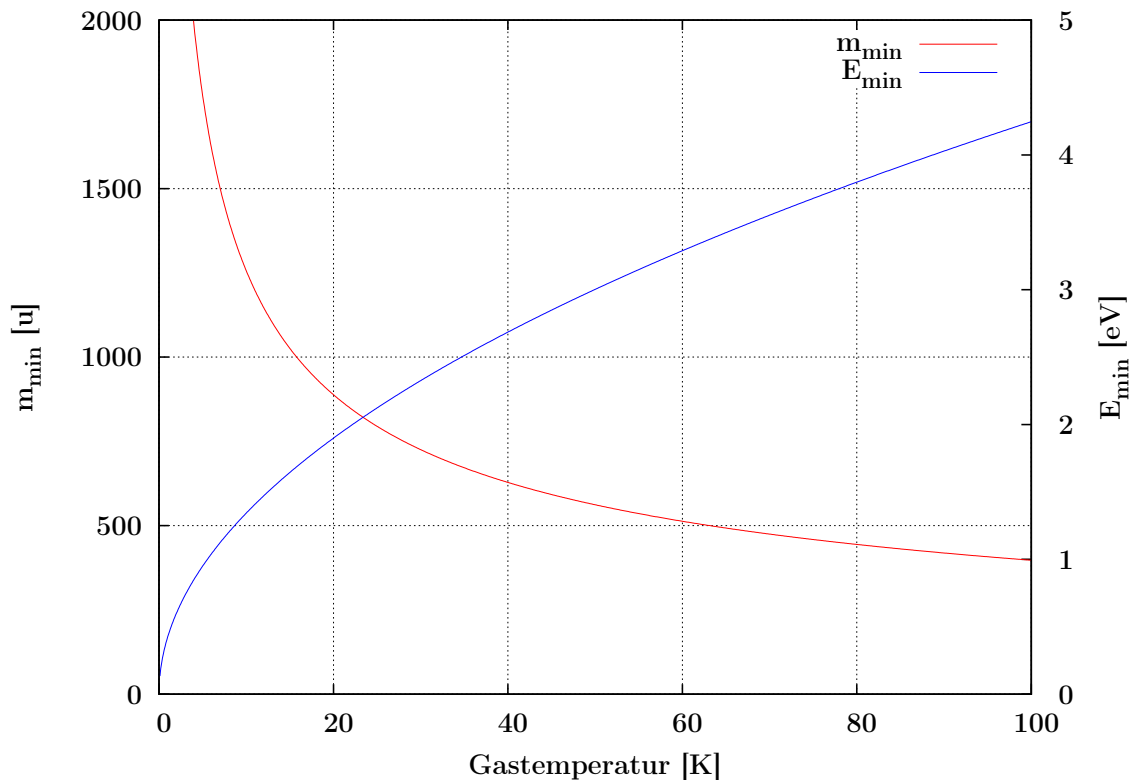


Abbildung 4.41: Entwicklung von  $m_{min}$  und  $E_{min}$  in Abhängigkeit von der Gastemperatur, bei einer angenommenen Magnetfeldstärke von  $24 \mu\text{T}$  im Strahlrohr.

Setzt man nun noch die zur Gastemperatur gehörende Geschwindigkeit  $v$  (Gleichung 3.4), die seit der Ionisierung zurückgelegte Strecke  $y = 3,51$  m, sowie das angenommene Magnetfeld von  $24 \mu\text{T}$  ein, so erhält man das in Abbildung 4.41 gezeigte Diagramm. Wie man sehen kann, besitzen bei den typischen Temperaturen zwischen 20 und 35 K nur recht kleine Cluster mit weniger als 500 Wasserstoffmolekülen

nicht genügend Energie, um bis ins Spektrometer zu gelangen.

Der Versuch, die Elektronenkanone in größerer Entfernung zur Düse und damit näher am Spektrometer einzubauen, um den Einfluss des Erdmagnetfeldes auf die Ionen zu minimieren und so auch Cluster mit sehr kleiner Masse detektieren zu können, war leider nicht erfolgreich. Sobald die Elektronenkanone in der Nähe des Spektrometers einschaltet wurde, erhielt man eine sehr hohe Signalrate, die auch bei ausgeschaltetem Clusterstrahl unverändert blieb. Möglicherweise wurde durch die Elektronen Restgas in der Nähe des Channeltrons ionisiert, das dann die Signale auslöste. Da die wegfallenden Cluster jedoch so klein sind, dass ihre kinetische Energie mit dem Spektrometer ohnehin kaum aufgelöst werden kann, ist der Einfluss des Erdmagnetfeldes für die Massenbestimmung der Cluster nicht weiter tragisch. Zudem sollte erwähnt werden, dass die Kurven in Abbildung 4.41 mit Gleichung (3.4) für die theoretische Maximalgeschwindigkeit der Cluster berechnet wurden. Frühere Messungen zeigten, dass die Geschwindigkeiten unter der Dampfdruckkurve des jeweiligen Gases zum Teil wesentlich niedriger lagen [36]. Die Berechnungen in diesem Kapitel besitzen daher in Bereichen unterhalb der Dampfdruckkurve keine Gültigkeit. Dort wäre der betroffene Massenbereich wohl um einiges größer.

### 4.2.3 Einfluss negativer Cluster

Auch bei den Messungen ohne Kalibrationsquelle war stets eine konstante Anzahl an Untergrundsignalen zu sehen. Hierbei handelt es sich vermutlich um negativ geladene Cluster, die das elektrische Gegenfeld problemlos überwinden können. Von Gspann und Körting wurden bereits negative Cluster in Strahlen aus kondensiertem Wasserstoff nachgewiesen, indem sie die zur Beschleunigung der Ionen genutzte Spannung umgekehrt hatten [22]. Weiterhin zeigten sie mithilfe von TOF-Messungen, dass das Masse-zu-Ladung-Verhältnis von positiven und negativen Clustern unter gleichen Bedingungen miteinander übereinstimmt. Je größer das  $M/Z$ -Verhältnis dabei war, desto größer wurde der Anteil der negativen Cluster. Ihren Messungen zufolge lag der Anteil bei Clustern in der Größenordnung von  $10^4$  Molekülen bei etwa 10%. In der Größenordnung von  $10^5$  Molekülen pro Cluster betrug der Anteil bereits bis zu 80%.

Bei den im Folgenden Kapitel zu sehenden Transmissionspektren wurde der konstante Untergrund bereits abgezogen.



# Kapitel 5

## Massenspektren des Clusterstrahls

### 5.1 Ionisierungsquerschnitt von Clustern

Die Rekonstruktion der Energiespektren aus den Transmissionsspektren gestaltet sich bei Messungen mit verschieden großen Ionen, wie sie im Clusterstrahl zweifellos vorkommen, etwas komplizierter als bei den Ionen aus der Kalibrationsquelle. Das Hauptproblem bei der Transformation der Spektren liegt in der Abhängigkeit des effektiven Ionisierungsquerschnittes der Cluster  $\sigma_{eff} = \sigma_{cluster}/N_{H_2}$  von deren Größe. Naiverweise würde man annehmen, dass der Ionisierungsquerschnitt eines Clusters dem Produkt aus der Anzahl der enthaltenen Moleküle und dem Ionisierungsquerschnitt eines einzelnen Moleküls entspricht. Allerdings zeigten Henkes und Mikosch bereits in früheren Messungen, dass zwischen der Anzahl der Moleküle im Cluster  $N_{H_2}$  und dem Ionisierungsquerschnitt des Clusters  $\sigma_{cluster}$  kein einfacher linearer Zusammenhang besteht [25]. Der genaue Zusammenhang zwischen Ionisierungsquerschnitt  $\sigma_{cluster}$  und Clustergröße muss für die Erstellung einer Energieverteilung jedoch bekannt sein, da berücksichtigt werden muss, dass größere Cluster aufgrund ihres höheren Ionisierungsquerschnittes auch mit größerer Wahrscheinlichkeit ionisiert werden. Daher ist es zwar, mit den in Kapitel 4.2.1 gemachten Annahmen, ohne weiteres möglich die Energie der Cluster zu bestimmen, nicht jedoch deren relative Häufigkeit im Clusterstrahl.

Wie bereits in Kapitel 4.2.1 beschrieben, verschiebt sich das Maximum des effektiven Ionisierungsquerschnittes  $\sigma_{eff}$  mit zunehmender Clustergröße zu höheren Ionisierungsenergien hin und wird dabei zugleich kleiner. Der Ionisierungsquerschnitt  $\sigma_{cluster}$  ist daher vor allem bei großen Clustern ( $> 10^4$  Moleküle) um einige Prozent kleiner, als würde er mit  $N_{H_2}$  skalieren (Abb. 5.1).

Henkes und Mikosch begründeten den Verlauf des Ionisierungsquerschnittes mit

der Annahme, dass die durch das Primärelektron bei der Ionisierung ausgelösten Sekundärelektronen nur aus einer dünnen Schicht mit der Dicke  $D$ , an der Oberfläche des Clusters, entkommen können [25]. Für die untersuchten Wasserstoffcluster erhielten sie die beste Übereinstimmung mit den Messwerten bei einem Wert von 5,5 Moleküldurchmessern für  $D$ . Tieferliegende Moleküle tragen nach diesem Modell nicht zur Erhöhung des Ionisierungsquerschnittes bei, wodurch der effektive Ionisierungsquerschnitt bei Clustern mit einem Radius  $r_{cluster} > D$  mit steigender Anzahl der Moleküle kleiner wird.

Da sich bei kleinen Clustern ( $r_{cluster} < D$ ) noch alle Moleküle innerhalb einer Kugelschale mit der Dicke  $D$  befinden, skaliert der Ionisierungsquerschnitt für diese Cluster zunächst mit der Anzahl der Moleküle ( $\sigma_{cluster} \propto N_{H_2}$ ). Sobald der Radius der Cluster jedoch größer wird als  $D$  steigt der Anteil der Moleküle, die nicht mehr zum Ionisierungsquerschnitt des Clusters beitragen, stetig an. Für große Cluster ( $r_{cluster} \gg D$ ) nähert sich der Ionisierungsquerschnitt daher einer Skalierung mit der Anzahl der Oberflächenmoleküle an ( $\sigma_{cluster} \propto N_{H_2}^{2/3}$ ).

Um den Ionisierungsquerschnitt der Cluster theoretisch zu beschreiben, kann man den Formalismus von Deutsch und Märk (kurz: DM-Formalismus) verwenden, der eine recht gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten zeigte [14]. Der DM-Formalismus wurde von Deutsch und Märk ursprünglich zur Berechnung des Ionisierungsquerschnittes einzelner Atome oder Moleküle entwickelt, später dann aber für die Verwendung mit Clustern erweitert. Im Prinzip wird der Cluster dabei als riesiges Atom angesehen und in der Formel der Radius des Wasserstoffatoms durch den des Clusters ersetzt. Der Clusterradius wird dabei über folgende Formel berechnet:

$$r_{cluster} = N_{H_2}^a \cdot r_{monomer} \quad (5.1)$$

wobei  $r_{monomer}$  der Molekülradius ist und  $a$  ein Faktor, der in Analogie zur Berechnung des Radius eines Atomkerns, etwa  $1/3$  betragen muss. Der genaue Wert wurde auf  $a = 0,42$  festgelegt, da der berechnete Ionisierungsquerschnitt so am besten mit den Messungen von Henkes und Mikosch übereinstimmte [14].

Als Ionisierungsquerschnitt für den Cluster erhält man dann [14]:

$$\sigma_{cluster} = N_{H_2}^{2a} \cdot \sigma_{monomer} \quad (5.2)$$



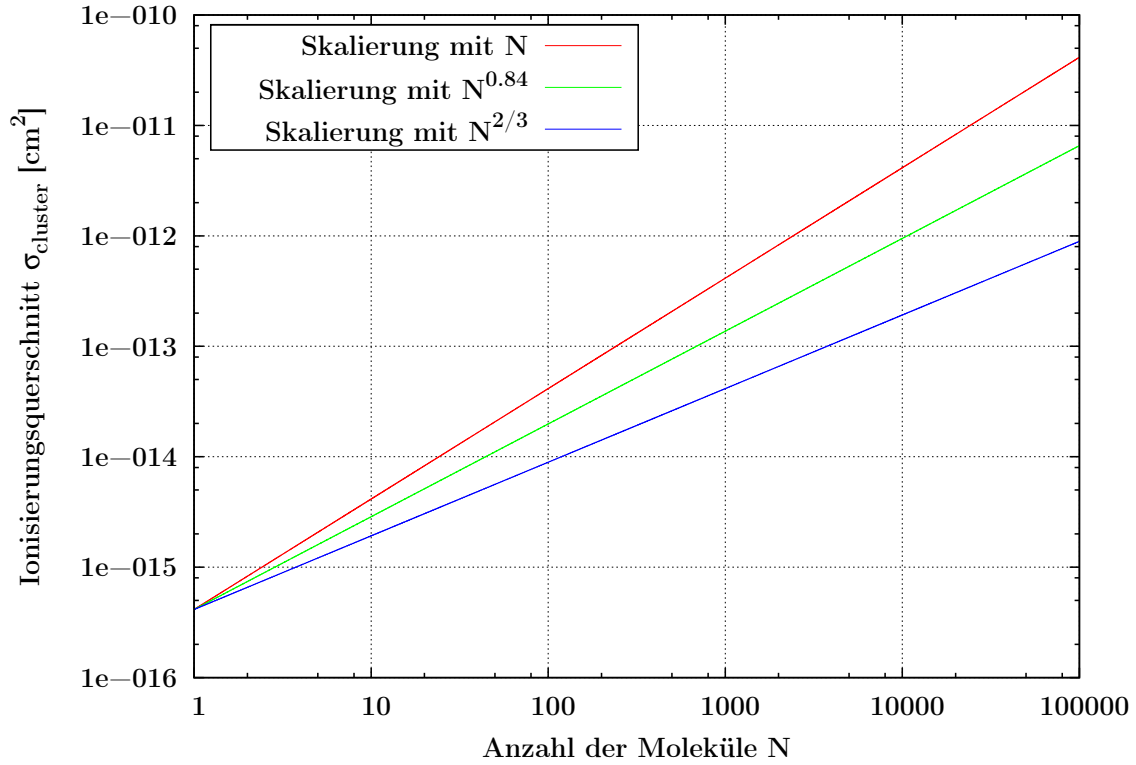


Abbildung 5.1: Skalierung des Ionisierungsquerschnittes  $\sigma_{cluster}$  mit der Anzahl der Moleküle ( $\sigma_{cluster} \propto N_{H_2}$ ), mit dem von Deutsch und Märk berechnetem Faktor ( $\sigma_{cluster} \propto N_{H_2}^{0,84}$ ) und mit der Anzahl der Oberflächenmoleküle ( $\sigma_{cluster} \propto N_{H_2}^{2/3}$ ). Jeweils bei einer Elektronenenergie von 500 eV.

Da der Ionisierungsquerschnitt für ein einzelnes Wasserstoffmolekül  $\sigma_{monomer}$  bei gleichbleibenden Ionisierungsbedingungen konstant ist, skaliert der Ionisierungsquerschnitt des Clusters  $\sigma_{cluster}$  also mit  $N_{H_2}^{0,84}$ .

Mit dem Faktor  $N_{H_2}^{0,84}$  lässt sich nun die Abhängigkeit des Ionisierungsquerschnittes von der Größe der Cluster bei der Erstellung der Massenspektren berücksichtigen. Dazu transformiert man zunächst die gemessenen Transmissionsspektren mit der in Kapitel 4.1.7 beschriebenen Methode in Energiespektren. In diesen Energiespektren werden dann die Strahlanteile, die sich jeweils über einen Energiebereich von  $E_{kin}(U_G - \Delta U_G/2)$  bis  $E_{kin}(U_G + \Delta U_G/2)$  erstrecken, durch den Wert von  $N_{H_2}^{0,84}$  an der Stelle  $U_G$  geteilt:

$$H_{korr}(U_G) = \frac{H(U_G)}{N_{H_2}(U_G)^{0,84}} \quad (5.3)$$

Dabei ist  $\Delta U_G$  auch hier das verwendete Spannungsintervall bei den Transmissionsmessungen. Durch diese Maßnahme sollte man die ursprüngliche Energieverteilung des Clusterstrahls wiederherstellen können.

Die Anzahl der Moleküle  $N_{H_2}(U_G)$ , die ein Cluster mit der Energie  $e \cdot U_G$  besitzt, berechnet sich dabei wie folgt:

$$N_{H_2} = m_{cluster}/m_{H_2} \quad (5.4)$$

$$E_{kin} = U_G \cdot e = \frac{1}{2} m_{cluster} v^2 \quad (5.5)$$

$$\Rightarrow m_{cluster} = \frac{2 \cdot U_G \cdot e}{v^2} \quad (5.6)$$

$$\Rightarrow N_{H_2} = U_G \cdot \frac{2 \cdot e}{v^2 \cdot m_{H_2}} \quad (5.7)$$

Zur Berechnung der Geschwindigkeit wird hierbei wieder Gleichung (3.4) verwendet. In den Abbildungen 5.2 und 5.3 ist eine Energieverteilung vor und nach einer solchen Korrektur zu sehen. Das zugehörige Transmissionspektrum wurde bei einem Gasdruck von 4 bar und einer Temperatur von 26,5 K aufgenommen.

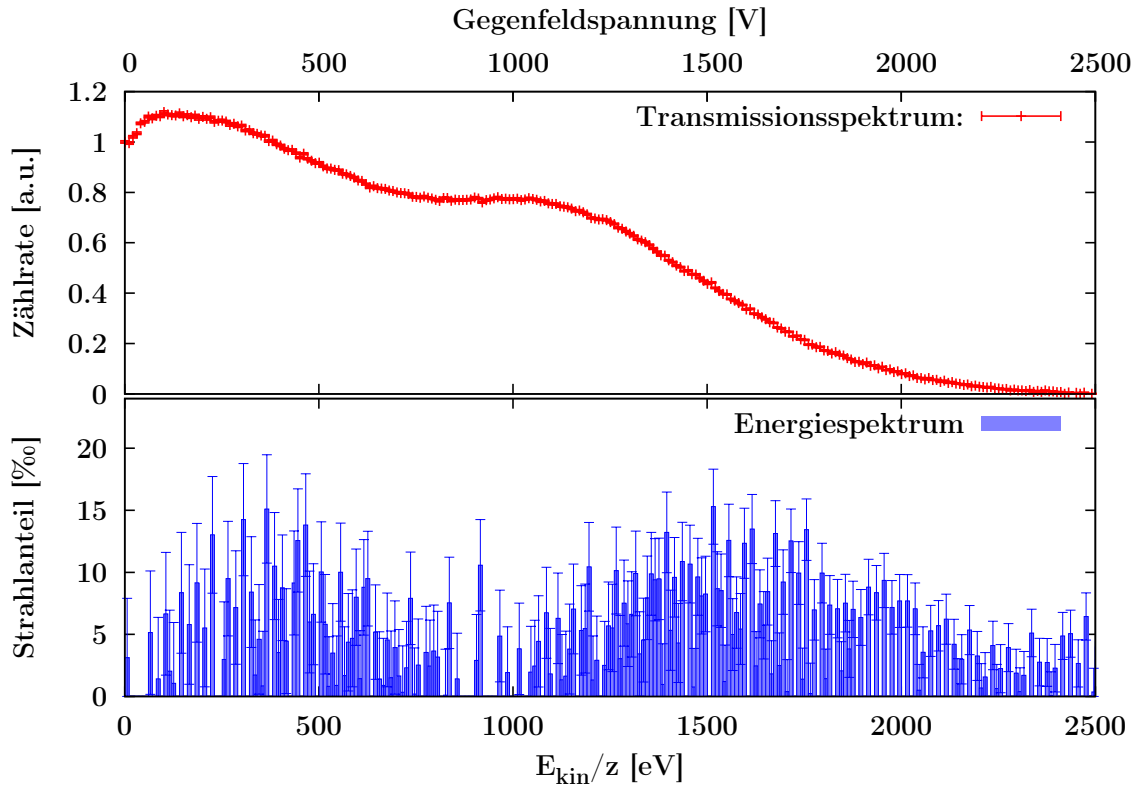


Abbildung 5.2: Rekonstruiertes Energiespektrum ohne Berücksichtigung des Ionisierungsquerschnittes.

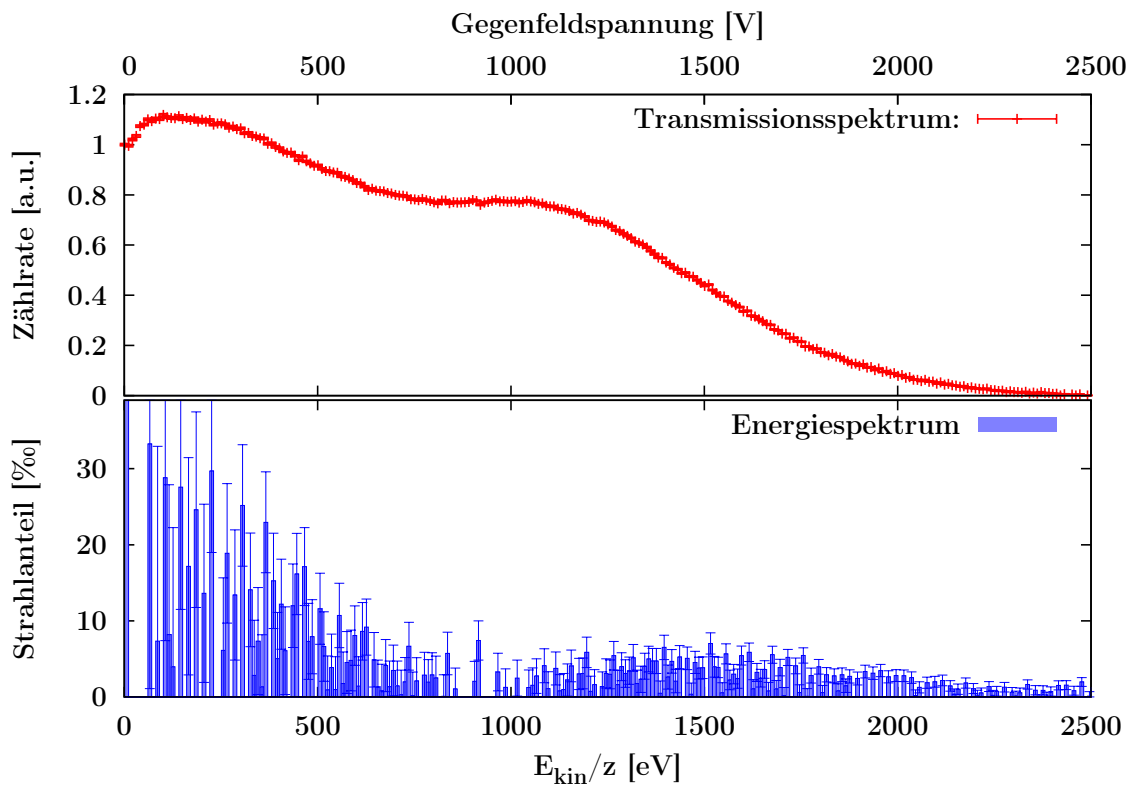


Abbildung 5.3: Rekonstruiertes Energiespektrum mit Berücksichtigung des Ionisierungsquerschnittes ( $\sigma_{cluster} \propto N_{H_2}^{0,84}$ ).

## 5.2 Massenspektren

Nachdem die Transmissionsspektren im letzten Kapitel bereits in Energiespektren umgewandelt wurden und der Strahlanteil der Cluster pro Energieintervall im Hinblick auf den Ionisierungsquerschnitt korrigiert wurde, muß man nun noch die Energieskala in eine Massenskala umrechnen. Dies geschieht mithilfe von Gleichung (5.6). Als Einheit für die Massenskala wurde die atomare Masseneinheit  $u$  gewählt. Die Abbildung 5.4 zeigt das dabei entstehende Massenspektrum.

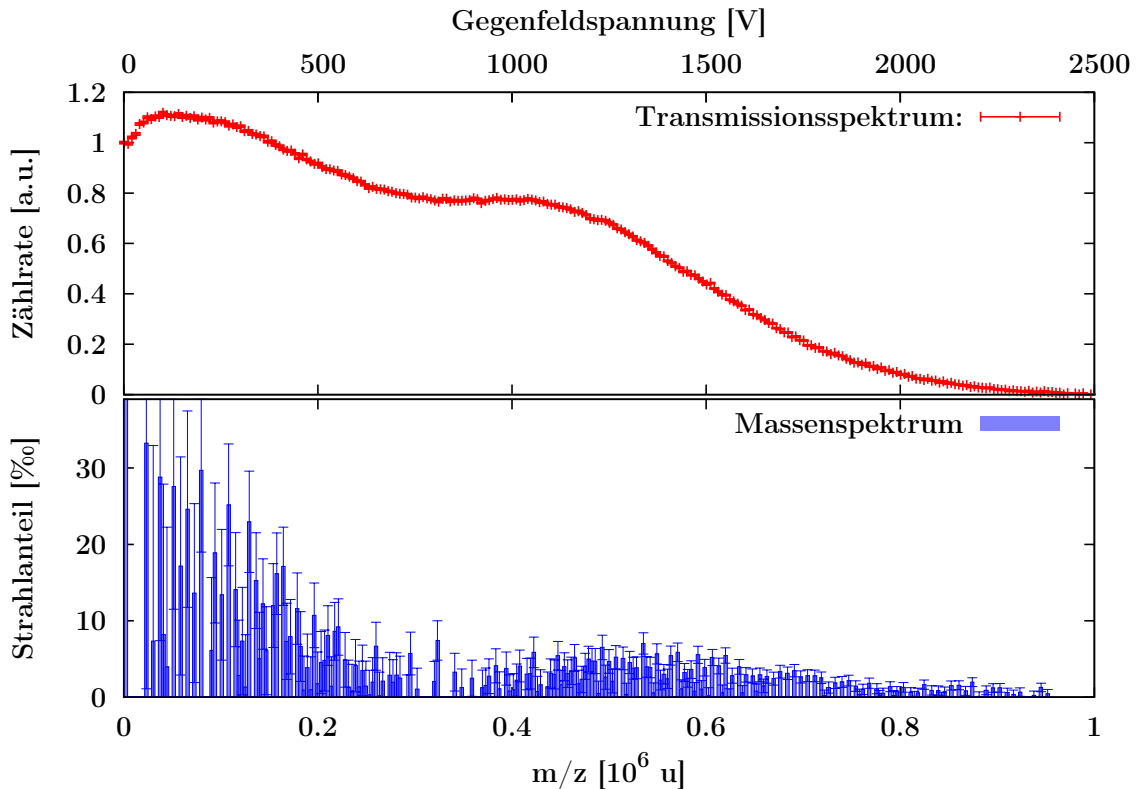


Abbildung 5.4: Transmissionsspektrum mit rekonstruierter Massenverteilung. Ohne Mittelung der Messwerte.

Da die Ionen im Clusterstrahl ganz verschiedene kinetische Energien besitzen können, gleicht das Transmissionsspektrum von Clustern nicht einer Stufenfunktion, wie dies bei den monoenergetischen Ionen aus der Kalibrationsquelle der Fall war. Stattdessen sinkt die Zählrate durch das schrittweise Hochfahren der Gegenfeldspannung über einen Spannungsbereich von teilweise mehreren tausend Volt langsam ab. Die Zählrate ändert sich also nur geringfügig zwischen zwei Messwerten. Daher können bereits leichte Schwankungen in der Anzahl der ionisierten Cluster zu einer Verfälschung des rekonstruierten Massenspektrums führen. In Abbildung 5.4

ist der Einfluss solcher Fluktuationen in der Zählrate gut zu erkennen.

So sieht man im Transmissionsspektrum dieser Messung beispielsweise deutlich einen Bereich in dem die Zählrate annähernd konstant bleibt. Im entsprechenden Massenbereich dürften sich daher keine Cluster befinden. Diese Lücke geht im rekonstruierten Massenspektrum allerdings im Rauschen unter, das durch die geringe Fluktuation in der Zählrate verursacht wird.

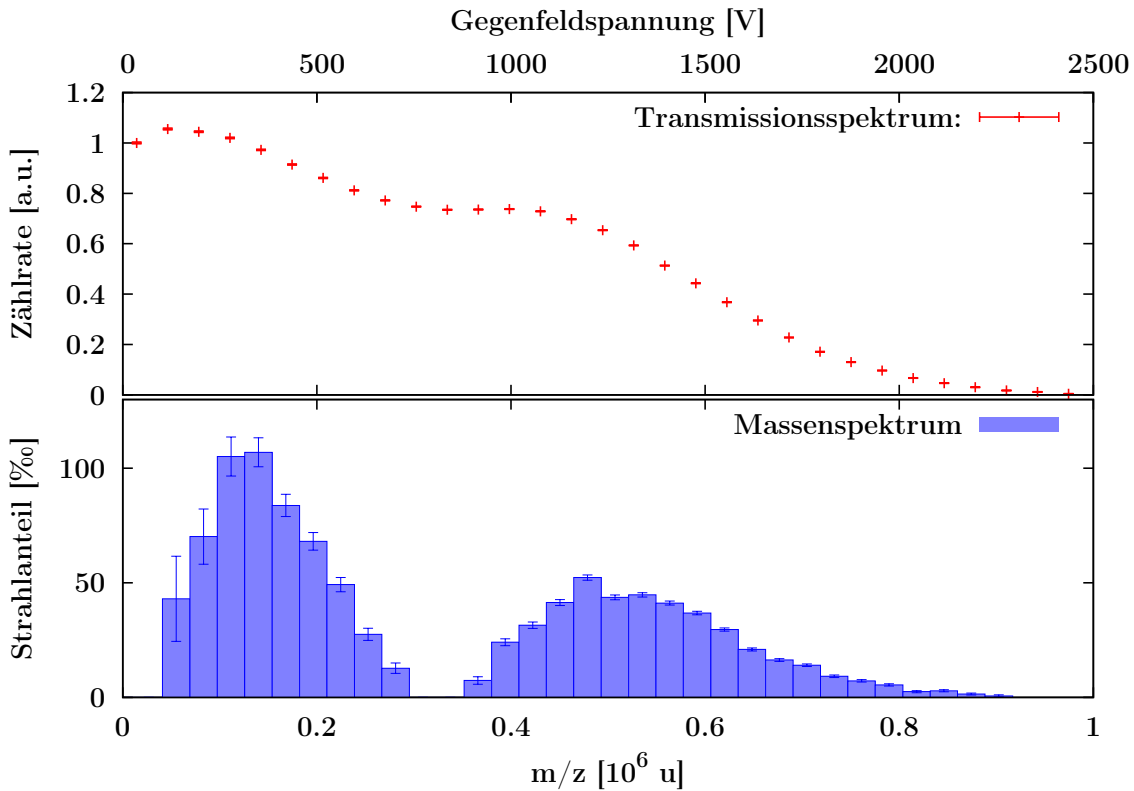


Abbildung 5.5: Transmissionsspektrum mit rekonstruierter Massenverteilung. Mit Mittelung der Messwerte.

Um das Problem zu beheben, wurden im Folgenden immer mehrere Messwerte des Transmissionsspektrums durch Mittelung zu einem Bin zusammengefasst. Dadurch konnten die Fluktuationen in der Zählrate auf ein Minimum reduziert werden. Die Abbildung 5.5 zeigt die vorherige Messung, bei der nun über jeweils acht Messwerte gemittelt wurde. Diese gemittelten Werte wurden dann anschließend zur Rekonstruktion des Massenspektrums genutzt. Wie man sieht, sind die Strukturen im Massenspektrum nun deutlich besser zu erkennen. Der Nachteil dieser Methode ist allerdings, dass der erste Messwert durch die Mittelung bei einer deutlich höheren Gegenfeldspannung liegt und daher keine Aussage über Cluster mit geringerer Energie gemacht werden kann. Die Transmissionsspektren, die zur Rekonstruktion

der Massenverteilung genutzt wurden, besaßen zunächst eine Schrittweite von 10 V. Da für die Mittelung anschließend je acht Messwerte zusammengefasst wurden, lag der erste gemittelte Messwert bei einer Gegenfeldspannung von 35 V. Das bedeutet, dass bei den folgenden Massenspektren keine Cluster mit Energien unterhalb von 35 eV/z aufgelöst werden konnten. Ein Teil dieses Bereiches ist für die Massenspektren jedoch ohnehin nicht sinnvoll interpretierbar, da in Kapitel 4.2.2 gezeigt wurde, dass die Clusterionen durch die Ablenkung im Magnetfeld eine Mindestenergie benötigen, um überhaupt bis zum Spektrometer gelangen zu können.

Um den Einfluss von Gasdruck und Temperatur auf die Größe der Wasserstoffcluster untersuchen zu können, war es geplant Transmissionsspektren entlang einer Isobaren bei 4 bar und einer Isothermen bei 35 K aufzunehmen. Die Messungen entlang der Isotherme konnten jedoch aufgrund eines Defektes bei einer Turbomolekularpumpe am Auffänger nicht mehr begonnen werden. Zwar stand eine Ersatzpumpe zur Verfügung, allerdings zeigten die mit dieser Pumpe aufgenommenen Transmissionsspektren keine große Ähnlichkeit mit den zuvor gemessenen. Da die Ersatzpumpe magnetgelagert war und sich die Turbomolekularpumpe unmittelbar unter dem Massenspektrometer befindet, wäre es denkbar, dass das Magnetfeld der Pumpe die Clusterionen zu stark beeinflusst hat.

Die Messungen entlang der Isobaren sind auf den folgenden Seiten zu sehen. Die Abbildungen sind dabei der Temperatur nach geordnet und gehen bei 60 K beginnend schrittweise bis auf 26,5 K herunter.

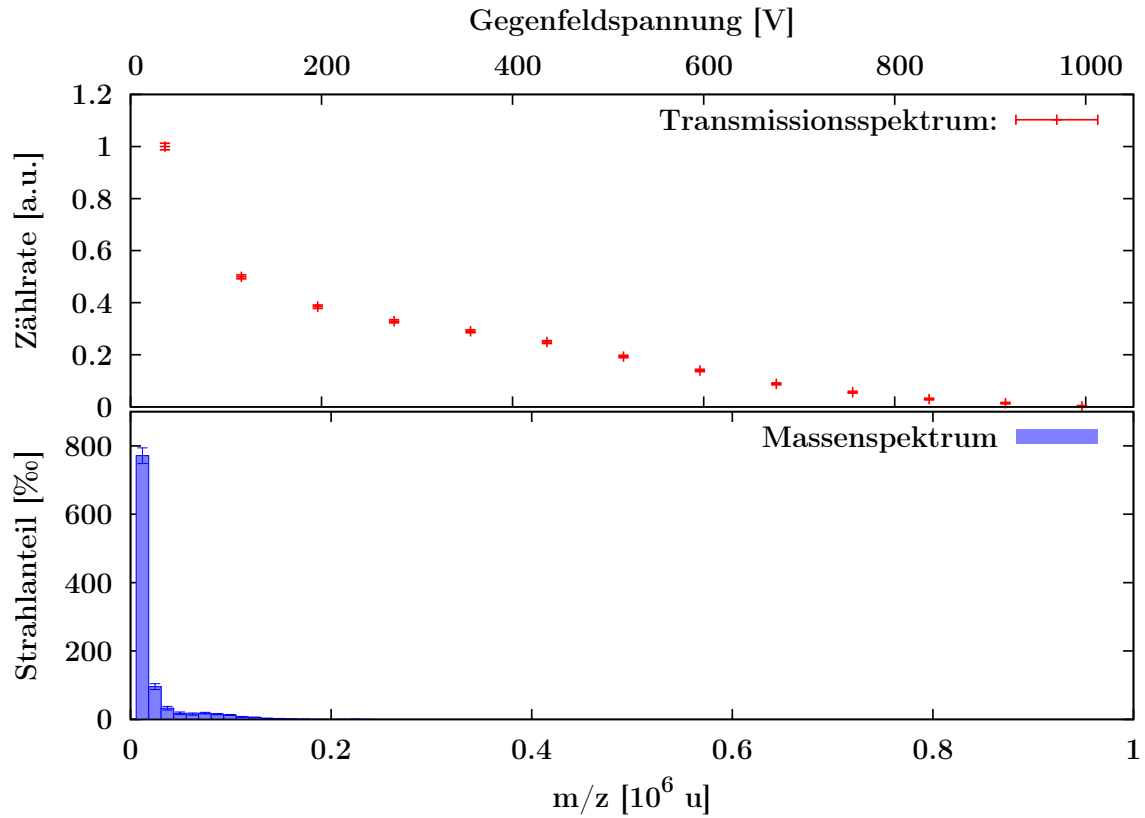


Abbildung 5.6: Transmissionsspektrum und rekonstruierte Massenverteilung bei einer Gastemperatur von 60 K und einem Druck von 4 bar.

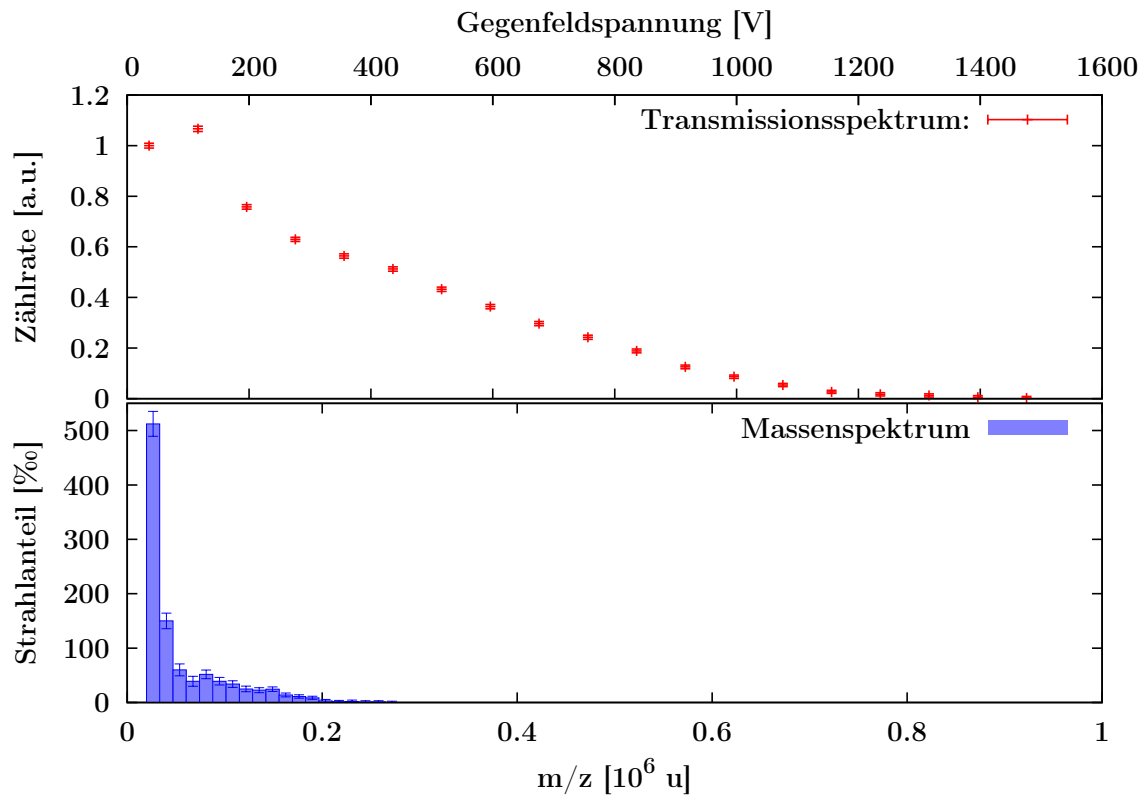


Abbildung 5.7: Transmissionsspektrum und rekonstruierte Massenverteilung bei einer Gastemperatur von 55 K und einem Druck von 4 bar.

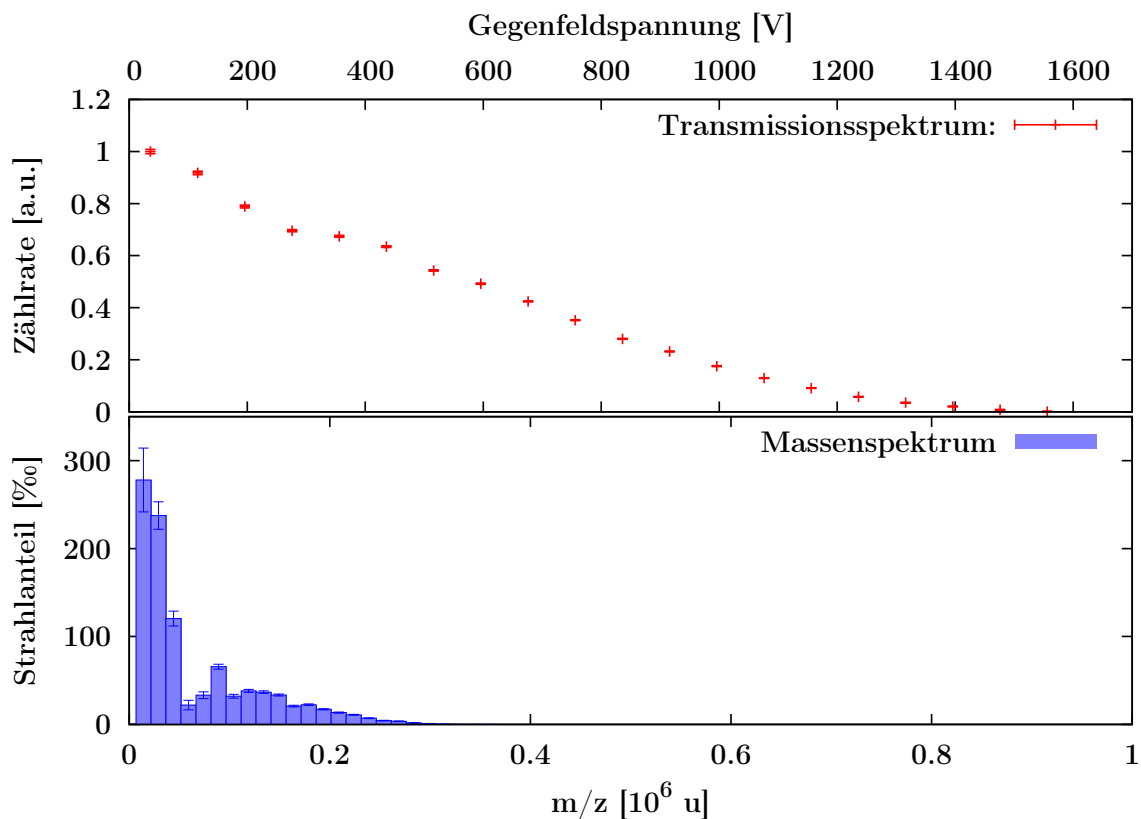


Abbildung 5.8: Transmissionsspektrum und rekonstruierte Massenverteilung bei einer Gastemperatur von 50 K und einem Druck von 4 bar.

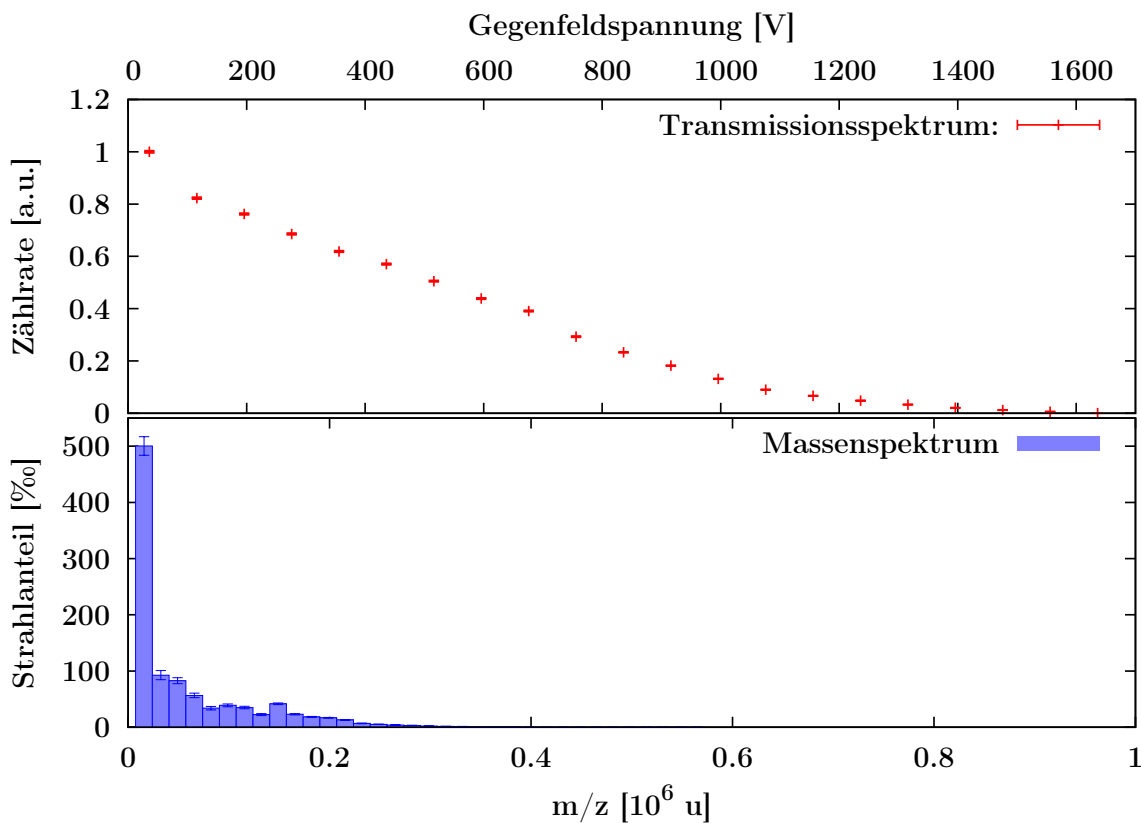


Abbildung 5.9: Transmissionsspektrum und rekonstruierte Massenverteilung bei einer Gastemperatur von 45 K und einem Druck von 4 bar.



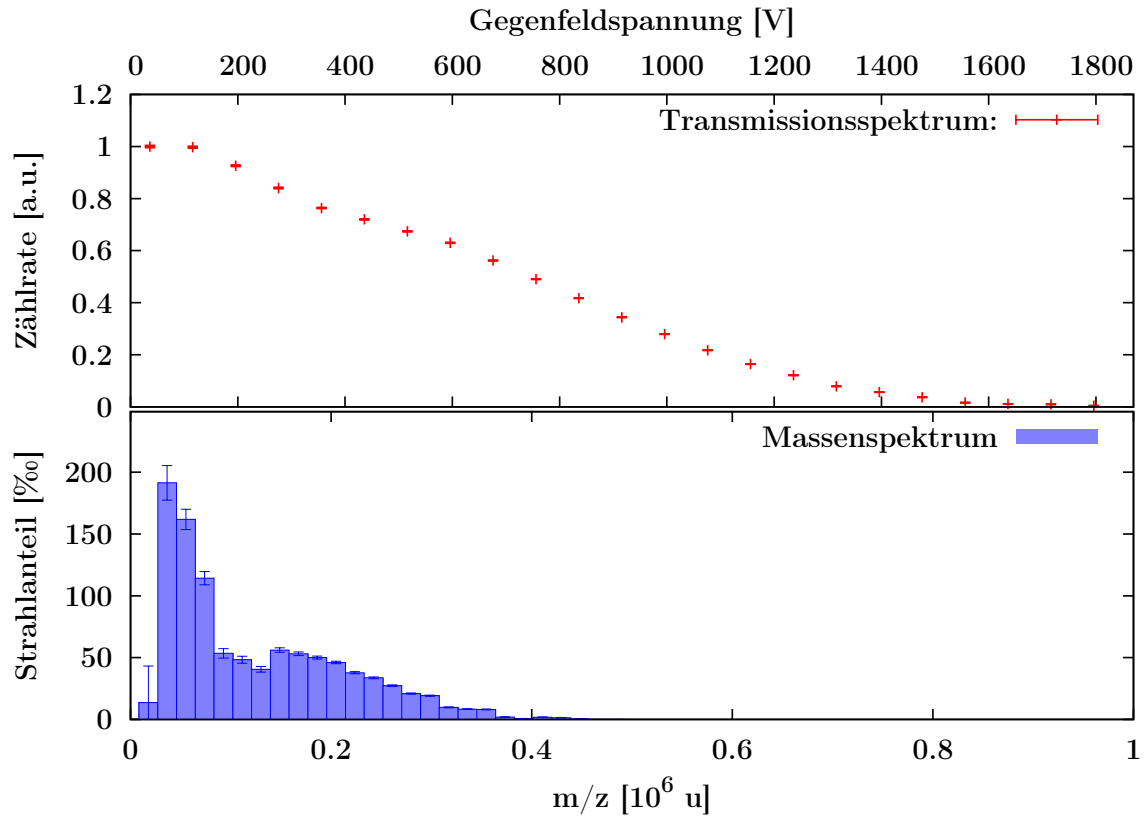


Abbildung 5.10: Transmissionsspektrum und rekonstruierte Massenverteilung bei einer Gastemperatur von 40 K und einem Druck von 4 bar.

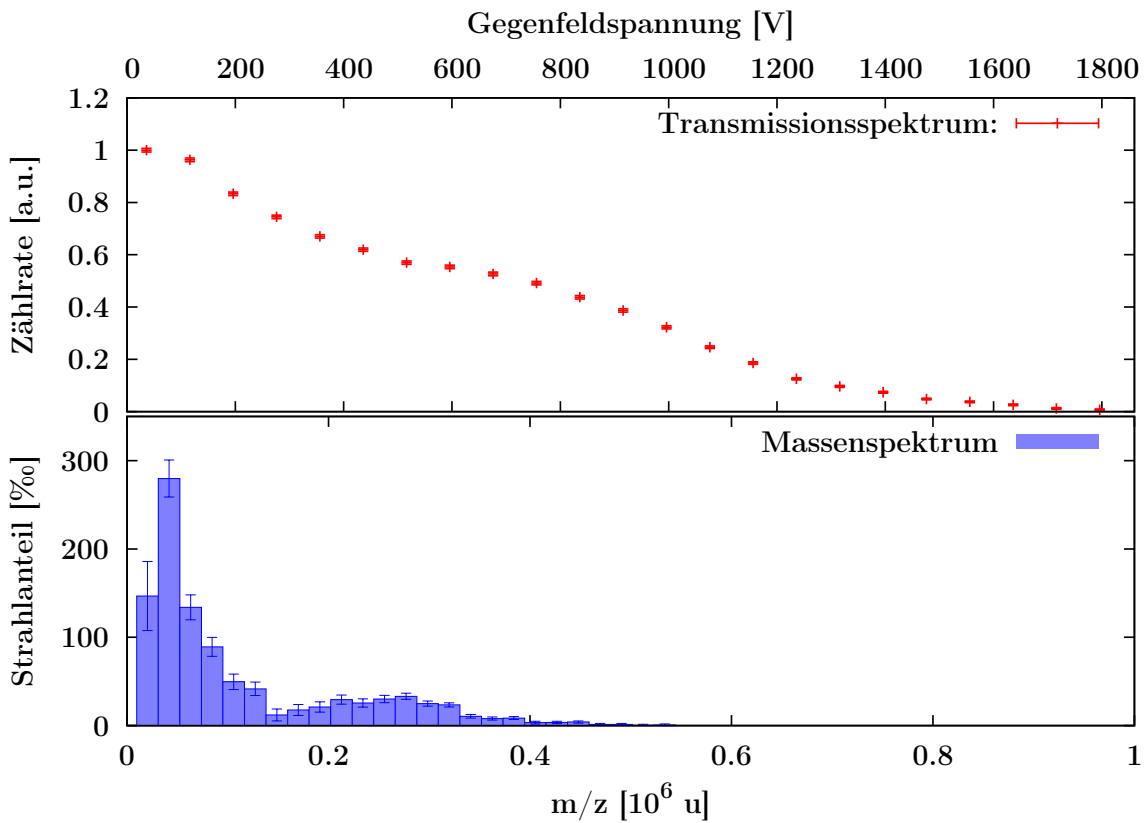


Abbildung 5.11: Transmissionsspektrum und rekonstruierte Massenverteilung bei einer Gastemperatur von 35 K und einem Druck von 4 bar.

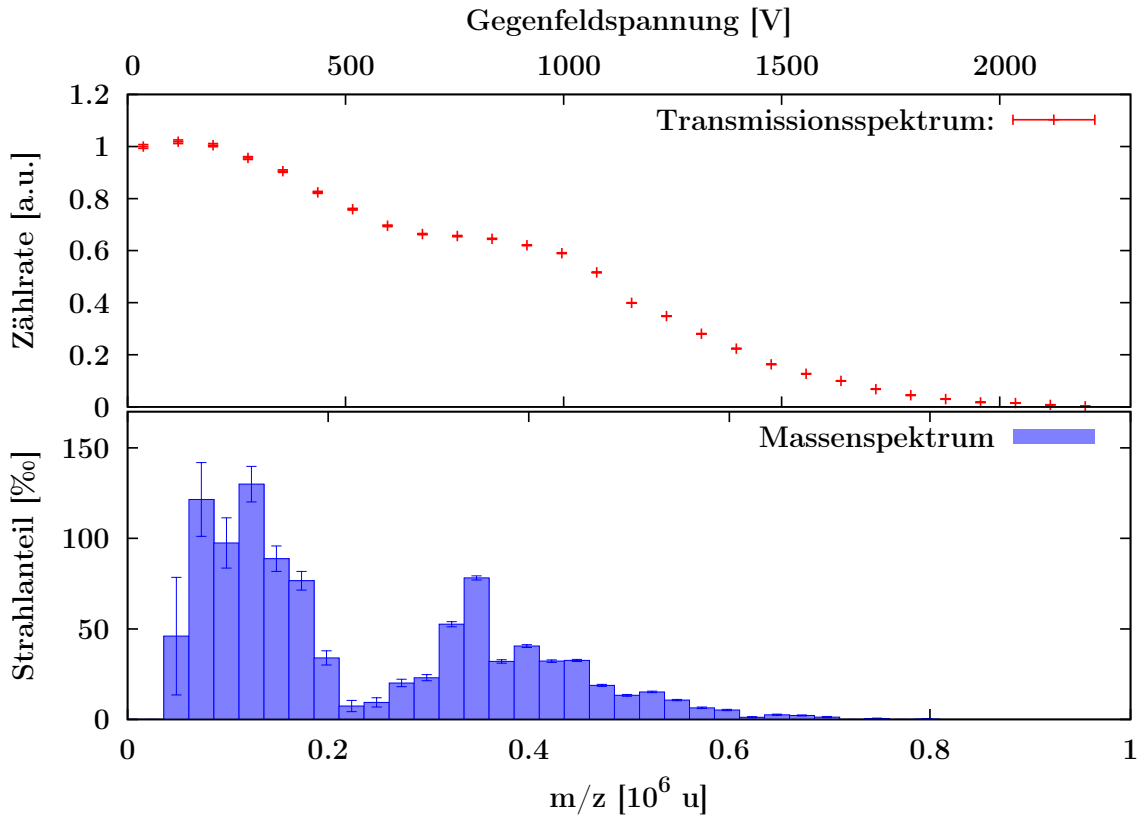


Abbildung 5.12: Transmissionsspektrum und rekonstruierte Massenverteilung bei einer Gastemperatur von 30 K und einem Druck von 4 bar.

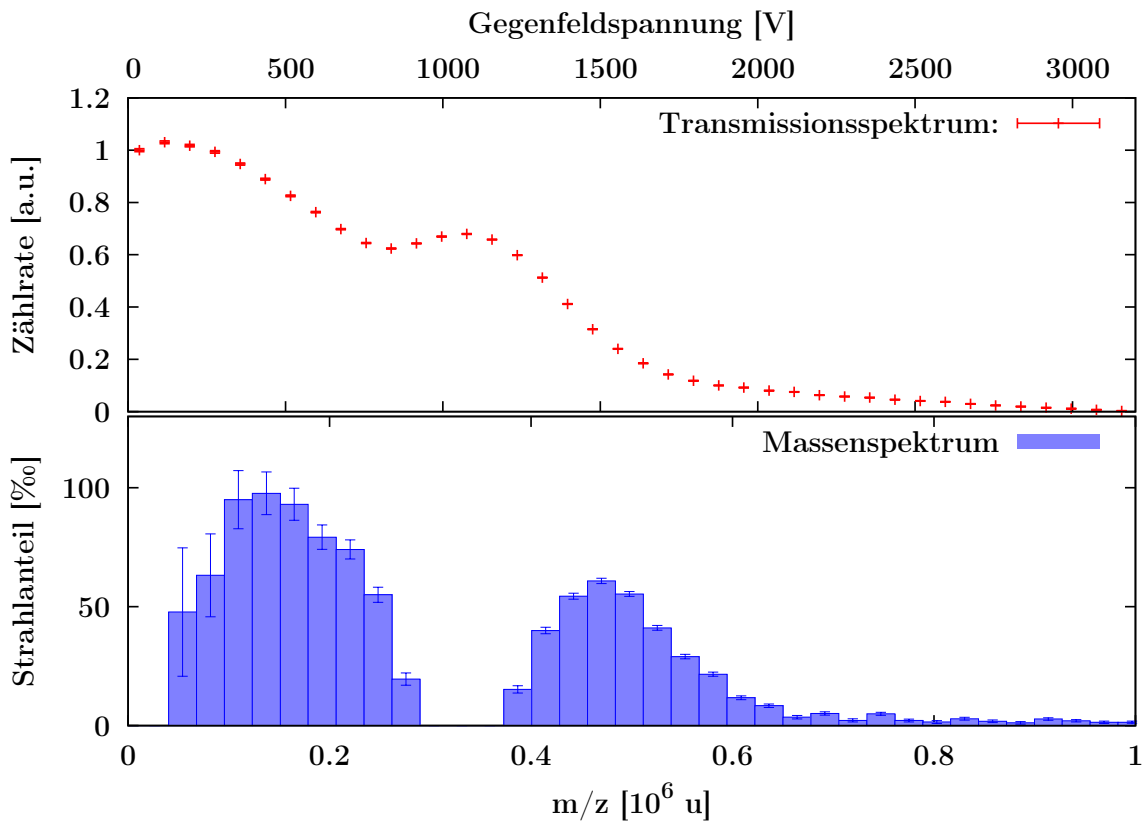


Abbildung 5.13: Transmissionsspektrum und rekonstruierte Massenverteilung bei einer Gastemperatur von 27 K und einem Druck von 4 bar.

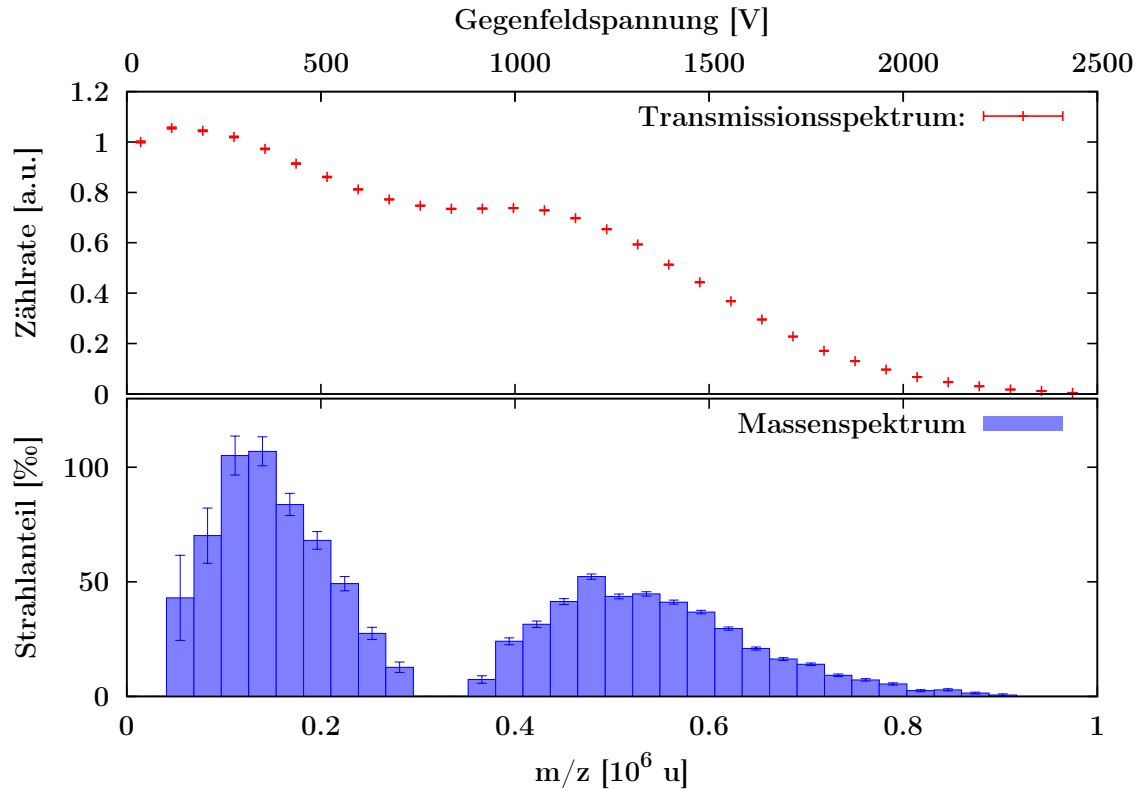


Abbildung 5.14: Transmissionsspektrum und rekonstruierte Massenverteilung bei einer Gastemperatur von 26,5 K und einem Druck von 4 bar.

Wie erwartet, nimmt die Größe der Cluster mit sinkender Temperatur stark zu. Während bei einer Gastemperatur von 60 K die Masse der meisten detektierten Cluster weniger als 50 000 u betrug, besaßen bei 26,5 K bereits etwa die Hälfte der Cluster eine Masse um 500 000 u.

Überraschend war hingegen die Ausbildung eines zweiten Massenpeaks. Dieser wurde zunehmend ausgeprägter, je mehr man sich mit der Gastemperatur der Dampfdruckkurve annäherte (vergl. Abb. 2.3). Die Ursache für diese bimodale Verteilung der Clustermasse ist ungeklärt, jedoch ist es unwahrscheinlich, dass es sich dabei um Clusterfragmente handelt, da ansonsten eine breitere Verteilung der Fragmentmassen erwartet werden würde. Möglicherweise handelt es sich bei dem Peak, der sich bei größeren Clustermassen befindet, bereits um einen Übergangszustand zur flüssigen Phase des Wasserstoffes. Zwar wäre die Gastemperatur dafür eigentlich zu hoch, aber es wäre möglich, dass die Temperatur bei der Expansion im konvergenten Teil der Düse stark genug absinkt um dies zu ermöglichen.

Ein weiterer Effekt der nicht ganz nachvollzogen werden konnte war das Ansteigen der Zählrate, das bei manchen Messungen direkt zu Beginn beobachtet

werden konnte obwohl die Gegenfeldspannung schrittweise erhöht wurde. Die positive Steigung am Anfang der Messungen resultierte dann bei der Umwandlung in Massenspektren in einem negativen Strahlanteil. Auch an der Stelle zwischen den beiden Massenpeaks kam dies gelegentlich im Transmissionsspektrum vor. Da die genaue Ursache dieses Effektes nicht bekannt war und negative Massenanteile physikalisch nicht sinnvoll sind, wurden die entsprechenden Stellen im Massenspektrum ignoriert bzw. der Strahlanteil dort gleich Null gesetzt.

Es ist davon auszugehen, dass sich der Trend hin zu größeren Massen auch unterhalb der Dampfdruckkurve weiter fortsetzt, allerdings blieb die Zählrate bei Messungen in diesem Bereich über den gesamten Gegenfeldspannungsbereich konstant oder stieg sogar an. Offensichtlich besitzen die Cluster unterhalb der Dampfdruckkurve eine zu große Masse, um noch durch das Gegenfeld des Spektrometers gestoppt werden zu können. Bereits oberhalb der Dampfdruckkurve waren Cluster mit Energien im Bereich von  $3 \text{ keV}/z$  zu sehen und die maximal detektierbare Energie des Spektrometers liegt aufgrund der endlichen Massenauflösung bei knapp unter  $3,5 \text{ keV}$ .

### 5.3 Messauflösung der Massenspektren

Um zu zeigen, dass die Breite der Massenpeaks in den Abbildungen 5.6-5.14 ausschließlich durch die Massenverteilung der Cluster an sich und nicht durch das Auflösungsvermögen des Spektrometers zustandekommt, soll im Folgenden die Massenauflösung des Spektrometers betrachtet werden.

Zur Bestimmung der theoretischen Massenauflösung des Spektrometers können die mit SIMION simulierte Transmissionsspektren verwendet werden. Diese werden dazu zunächst in eine Energieverteilung umgerechnet. Die Halbwertsbreite der rekonstruierten Energieverteilung entspricht dann der maximalen Energieauflösung des Spektrometers. In Abbildung 5.15 ist eine solche Simulation zu sehen, die für Ionen mit einer kinetischen Energie von  $3 \text{ keV}$  und einer Schrittbreite von  $0,1 \text{ V}$  erstellt wurde. Die Halbwertsbreite der rekonstruierten Energieverteilung beträgt hier etwa  $0,4 \text{ eV}$ .

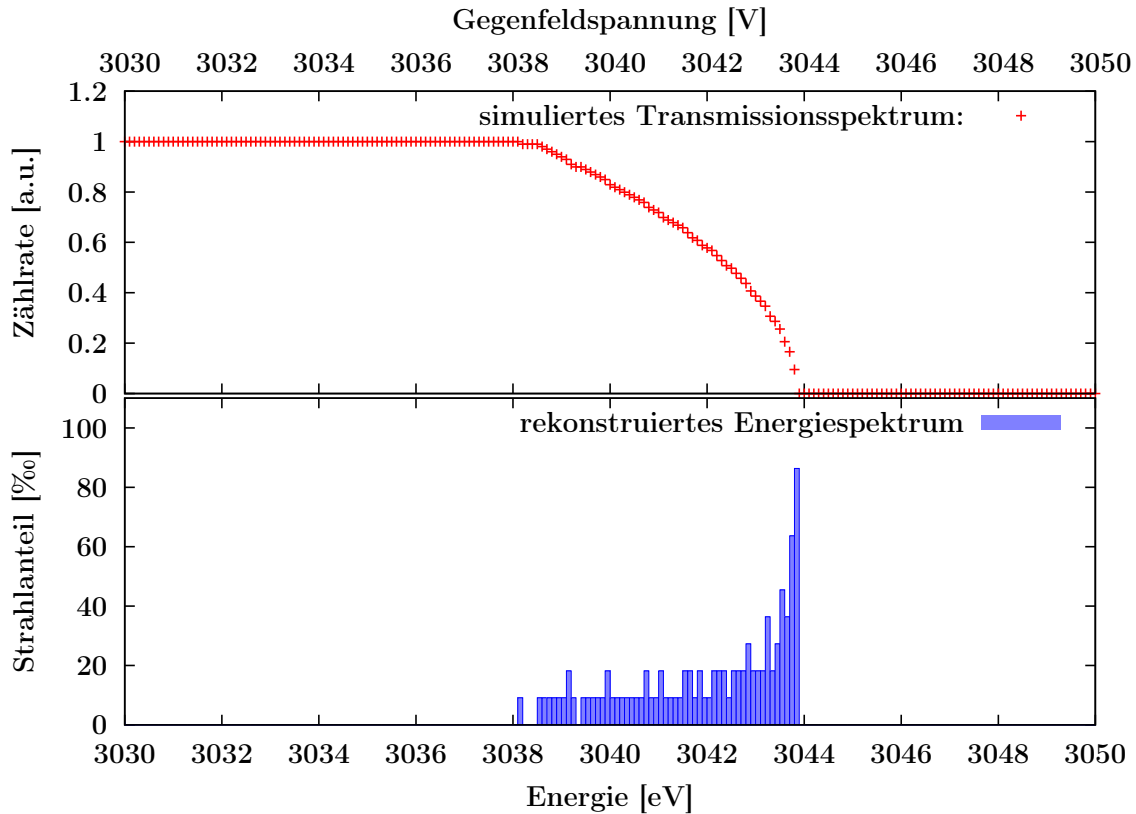


Abbildung 5.15: Rekonstruierte Energieverteilung eines simulierten Transmissionspektrums bei einer Ionenenergie von 3 keV.

Ausgehend von Gleichung (5.6) kann die Massenauflösung des Spektrometers dann über folgende Gleichung berechnet werden:

$$\Delta m = m_2(U_{G_2}) - m_1(U_{G_1}) \quad (5.8)$$

$$= \frac{2 \cdot e \cdot U_{G_2}}{v^2} - \frac{2 \cdot e \cdot U_{G_1}}{v^2} \quad (5.9)$$

$$= \frac{2 \cdot e}{v^2} (U_{G_2} - U_{G_1}) \quad (5.10)$$

$$= \frac{2 \cdot e}{v^2} \cdot \Delta U_G \quad (5.11)$$

Da die Masse der Cluster neben der kinetischen Energie auch von der Geschwindigkeit abhängig ist und damit von der Gastemperatur an der Düse, hängt die resultierende Massenauflösung ebenfalls vom Wert der Temperatur ab. Anhand von Gleichung (3.4) wird zudem klar, dass die Geschwindigkeit und damit die

Massenauflösung bei tiefen Temperaturen am niedrigsten sein wird. Berechnet man diese nun am Beispiel einer Gastemperatur von 26,5 K ( $\Rightarrow v \approx 740$  m/s) und einer Energieauflösung  $\Delta E_{kin}$  von 0,4 eV entsprechend einem Gegenfeldspannungsbereich von  $\Delta U_G = 0,4$  V, so erhält man nach Gleichung (5.11) eine Massenauflösung von etwa 140 u. Die Massenspektren besaßen durch die Mittelung über je acht Messwerte ein  $\Delta U_G$  von 80 V, was bei 26,5 K einem Massenbereich von circa 28 000 u entspricht. Wenn ein Massenpeak eine Breite von gleich mehreren Bins besitzt, ist diese also auf jeden Fall durch die Massenverteilung der Cluster bedingt und nicht durch eine Auflösungsbegrenzung des Spektrometers.

Das reale Spektrometer erreicht die theoretische Auflösung nicht ganz. Anhand von Abbildung 4.34 erkennt man, dass die Halbwertsbreite und damit die Auflösung der Energieverteilung bei etwa 4 eV liegt. Dies entspricht bei einer Temperatur von 26,5 K an der Düse einer Massenauflösung von ungefähr 1 400 u, was aber immer noch um einiges geringer ist als die Breite der Massenpeaks.

# Kapitel 6

## Alternative Spektrometer

Die Messungen mit der Kalibrationsquelle zeigten einige Schwachstellen des verwendeten Spektrometers auf, die bei den vorausgehenden Simulationen noch nicht abzusehen waren. So war das Spektrometer zunächst nur für Energien bis etwa 150 eV ausgelegt. Erste Messungen zeigten jedoch, dass die Cluster in den meisten Fällen eine wesentlich höhere Energie besitzen. Die meisten dieser Probleme konnten durch kleinere bauliche Korrekturen, wie z. B. die zusätzlichen Frontblenden, behoben werden. Einige Probleme blieben jedoch ungelöst. Daher wurde parallel dazu an neuen Versionen des Spektrometers gearbeitet, die in den Simulationen recht vielversprechende Ergebnisse lieferten. Aus Zeitgründen konnten diese jedoch nicht mehr verwirklicht werden. Der Vollständigkeit halber sollen sie hier dennoch kurz erwähnt werden.

### 6.0.1 Spektrometer mit Wehnelt-Zylinder

Diese Version des Spektrometers funktioniert nach dem gleichen Prinzip, wie die bisher verwendete. Die Potentiale an den einzelnen Bauteilen entsprechen daher denen, die bereits in Kapitel 3.2 beschrieben wurden. Allerdings wurde die Form der Gegenfeldelektrode verändert, so dass diese nun einem Wehnelt-Zylinder ähnelt. Wehnelt-Zylinder finden z. B. in Kathodenstrahlröhren Verwendung, in denen sie zur Bündelung des Elektronenstrahls und zur Regelung der Strahlintensität genutzt werden. Weiterhin wurde der 0 V-Topf, der die Gegenfeldelektrode umgibt, kegelförmig gestaltet, um ein Aufstauen des Clusterstrahls vor dem Spektrometer zu verhindern. Dadurch kommt es zu weniger Stößen zwischen Clustern und Gasmolekülen, die ansonsten zu einer Fragmentierung der Cluster führen könnten.

Der große Vorteil, der sich aus der Verwendung des Wehnelt-Zylinders ergibt, ist, dass das Gegenfeld zur Spektrometerachse hin nicht so stark abfällt wie dies bei

der bisher verwendeten Gegenfeldelektrode der Fall war. Das liegt daran, dass die Öffnung, durch die der Clusterstrahl aus dem Wehnelt-Zylinder austritt, nur einen Durchmesser von 3 mm hat. Die bisher verwendete Gegenfeldelektrode besitzt im Gegensatz dazu eine Öffnung mit 14 mm Durchmesser. Eine weitere Reduzierung der Öffnung war beim aktuellen Aufbau jedoch nicht möglich, ohne dass es, bedingt durch elektrostatische Linseneffekte, zu einer Kollision zwischen den Clusterionen und der Gegenfeldelektrode kommt.

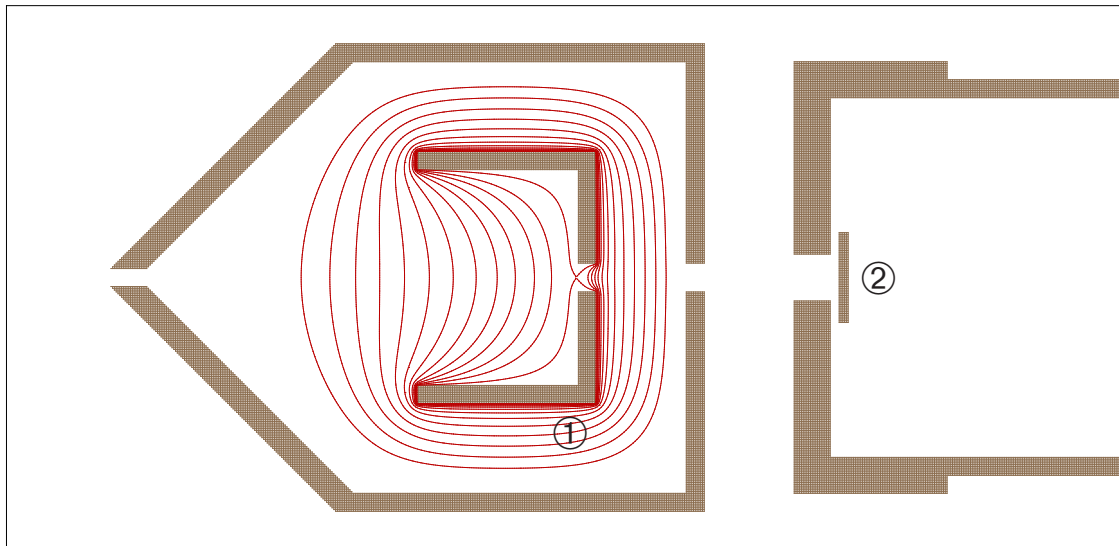


Abbildung 6.1: Wehnelt-Zylinder mit Äquipotentiallinien (nicht äquidistant). Bei einer eingestellten Spannung von 1000 V an der Elektrode, beträgt das maximale Potential auf der Strahlachse noch 996 V. Dies ist eine deutliche Verbesserung gegenüber der verwendeten Gegenfeldelektrode. ① Wehnelt-Zylinder, ② Channeltron

Dadurch, dass das Potential zur Strahlachse hin nicht so stark abfällt und daher näher am eingestellten Wert der Gegenfeldspannung liegt, werden auch die Cluster schon bei Gegenfeldspannungen gestoppt, die näher an der eingestellten Beschleunigungsspannung liegen (Abb. 6.2). Der Offset, der bei höheren Ionenenergien deutlich zu sehen war, verringert sich dadurch. Zudem ist der Übergang auf eine Zählrate von Null schmaler.



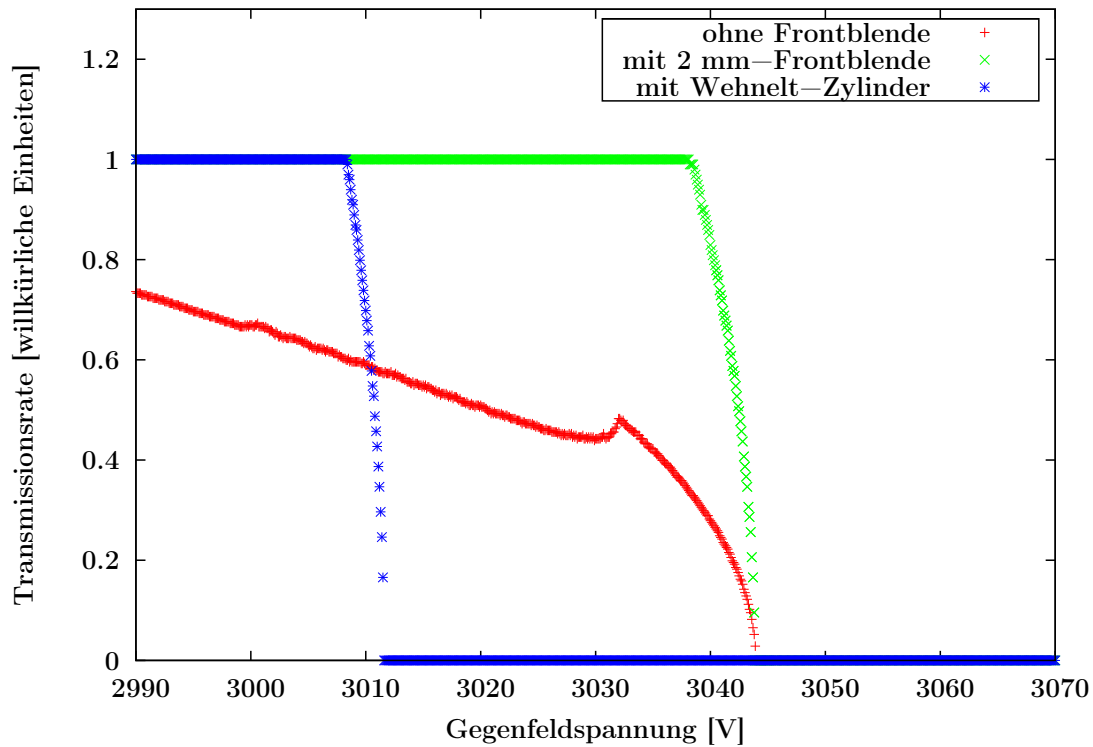


Abbildung 6.2: Detailansicht einer Transmissionssimulation bei einer Ionenenergie von 3 keV und verschiedenen Spektrometer-Versionen.

## 6.0.2 Spektrometer mit Ablenkplatten

Das Funktionsprinzip dieses Spektrometers unterscheidet sich stark von den bisher gezeigten. Die Ionen werden hier nicht durch ein elektrisches Gegenfeld gestoppt, sondern durch geladene Platten auf eine Bahn gelenkt, die nur für einen möglichst schmalen Massenbereich bis zum Channeltron führt (Abb. 6.3). Abgesehen von den beiden Ablenkplatten ist der Rest des Spektrometers geerdet. Das Channeltron wird auch weiterhin bei -2100 V betrieben. Damit das elektrische Feld, das vom Channeltron ausgeht, nicht bis ins das Spektrometer übergreifen kann, ist es durch ein kleines geerdetes Rohr vom Spektrometer getrennt. Die Strecke  $s_x$ , die ein ionisierter Cluster der Masse  $m$  zwischen zwei Platten in  $x$ -Richtung zurücklegt, berechnet sich wie folgt:

Zunächst wird die Geschwindigkeit der Cluster in zwei Komponenten aufgeteilt (Abb. 6.4):

$$v_x = \cos \alpha \cdot v_0 \quad (6.1)$$

$$v_y = \sin \alpha \cdot v_0 \quad (6.2)$$

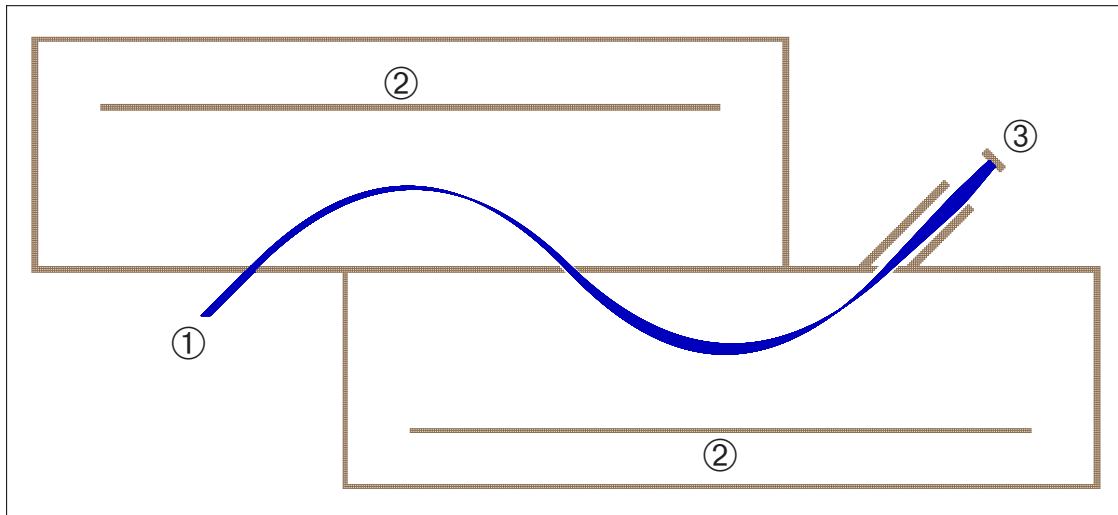


Abbildung 6.3: Simulation des Spektrometers mit Ionen-Flugbahn. ① Ionenstrahl, ② Ablenkplatten, ③ Channeltron

Die Auslenkung der Cluster von der mittleren 0 V-Platte in  $y$ -Richtung beträgt dann:

$$y = v_y \cdot t - \frac{1}{2} \cdot a_y \cdot t^2 \quad (6.3)$$

wobei die Beschleunigung eines geladenen Teilchens in Richtung der elektrischen Feldlinien gegeben ist durch:

$$a_y = \frac{F_y}{m} = \frac{q \cdot U}{m \cdot d} \quad (6.4)$$

dabei ist  $q$  die Ladung des Teilchens,  $U$  die an der Ablenkplatte angelegte Spannung und  $d$  der Abstand zwischen der Ablenkplatte und der 0 V-Platte.

Setzt man nun in Gleichung (6.3)  $y$  gleich Null, so erhält man die Zeit  $t$ , nach der die Cluster durch das elektrische Feld wieder zur 0 V-Platte zurückgedrängt wurden:

$$t = \frac{2 \cdot v_y \cdot m \cdot d}{q \cdot U} \quad (6.5)$$

Mit den Gleichungen (6.1) und (6.2) erhält man für  $s_x$ :

$$s_x = v_x \cdot t = \frac{2 \cdot v_0^2 \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha \cdot m \cdot d}{q \cdot U} \quad (6.6)$$

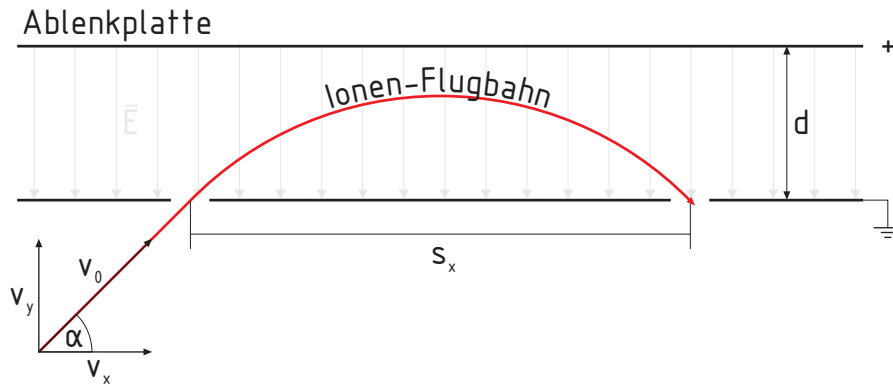


Abbildung 6.4: Ablenkung der Ionen im elektrischen Feld.

Für den Plattenabstand  $d$ , bei dem Ionen der Geschwindigkeit  $v_0$  einen Spalt in der Entfernung  $s_x$  durchfliegen können, folgt somit:

$$d = \frac{s_x \cdot q \cdot U}{2 \cdot v_0^2 \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha \cdot m} \quad (6.7)$$

Um anhand eines Transmissionsspektrums leichter die Energie der Ionen bestimmen zu können, kann in Gleichung (6.7)  $E_{kin} = q \cdot U = 1/2 \cdot m \cdot v_0^2$  eingesetzt werden. Der Abstand  $d$  ergibt sich für ein einfach geladenes Teilchen dann so, dass die transmittierten Ionen eine kinetische Energie in Elektronenvolt besitzen, die dem Wert der angelegten Spannung entspricht.

Gleichung (6.7) vereinfacht sich dann zu:

$$d = \frac{s_x}{4 \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha} \quad (6.8)$$

Legt man nun  $s_x$  und den Einflugwinkel der Ionen  $\alpha$  fest, erhält man den gesuchten Plattenabstand  $d$ . Bei den Simulationen wurde  $\alpha$  zu  $45^\circ$  und  $s_x$  zu 10 cm gewählt. Der Plattenabstand  $d$  beträgt dann 5 cm.

Ein simuliertes Transmissionsspektrum für dieses Spektrometer ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Der resultierende Transmissionsraten-Peak besitzt bei einer Ionenenergie von 3 keV eine recht große Breite von etwa 100 V, was jedoch in erster Linie an den geringen Ausmaßen des Spektrometers liegt. Dies kann anhand von Gleichung (6.6) gezeigt werden. Für den Abstand  $\Delta s_x$  der sich bei einer Erhöhung der

Spannung an den Ablenkplatten um  $\Delta U = U_2 - U_1$  ergibt, erhält man demnach:

$$\Delta s_x = \frac{2 \cdot v_0^2 \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha \cdot m \cdot d}{q} \left( \frac{1}{U_2} - \frac{1}{U_1} \right) \quad (6.9)$$

$$= \frac{2 \cdot v_0^2 \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha \cdot m \cdot d}{q} \underbrace{\left( \frac{U_1 - U_2}{U_1 \cdot U_2} \right)}_{\approx -\Delta U / U^2} \quad (6.10)$$

Vergrößert man nun die Dimensionen des Spektrometers, die in der Formel in den Abstand  $d$  einfließen, so vergrößert sich auch  $\Delta s_x$ . Bei gleichbleibend großen Durchlässen würde eine Verdoppelung der Spektrometerausmaße daher zu einer Halbierung der Peakbreite im Transmissionsspektrum führen.

Der große Vorteil dieses Spektrometertyps liegt vor allem in einer Unempfindlichkeit gegenüber Strahlung und neutralem Wasserstoff. Auch evtl. negativ geladene Teilchen könnten nicht bis zum Channeltron vordringen. Bei realen Transmissionsmessungen würde es daher wahrscheinlich keinen Untergrund geben, den man abziehen müßte. Auch müßte man bei optimierter Peakbreite das Transmissionsspektrum nicht erst umständlich in ein Energiespektrum umwandeln, da es sich beim Transmissionsspektrum automatisch auch um das Energiespektrum handelt.

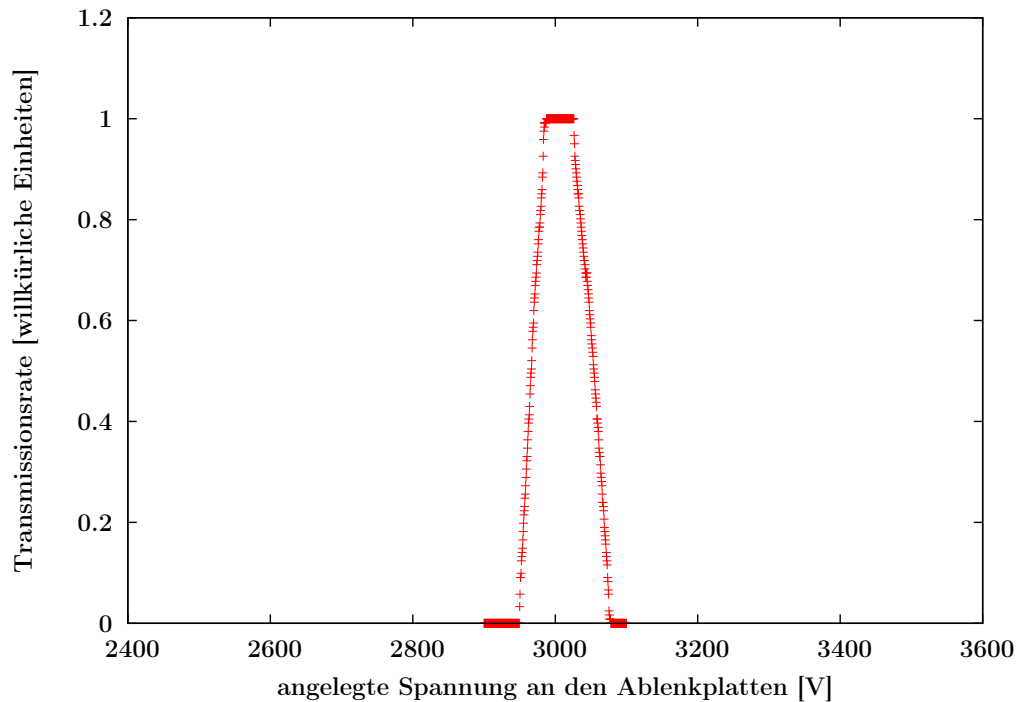


Abbildung 6.5: Simuliertes Transmissionsspektrum für 3 keV-Ionen bei Verwendung des Ablenkplatten-Spektrometers.

# Kapitel 7

## Diskussion

Ziel dieser Arbeit war die Massenbestimmung von Wasserstoffclustern mithilfe eines auf der elektrischen Gegenfeldmethode basierenden Massenspektrometers. Um die mit diesem Spektrometer gemessenen Transmissionsspektren später möglichst leicht in Energie- bzw. Massenspektren umrechnen zu können, sollte das Transmissionsspektrum monoenergetischer Ionen in guter Näherung einer Stufenfunktion entsprechen. Bei einem am Computer simulierten Modell des Spektrometers war dies der Fall. Um die Messungen auch auf das reale Spektrometer übertragen zu können, wurde eigens eine Kalibrationsquelle gebaut, die monoenergetischen Ionen liefern sollte. Die Testmessungen mit dieser Kalibrationsquelle zeigten eine sehr gute Übereinstimmung mit den Simulationen. Vor allem Effekte wie das in Kapitel 4.1.3 behandelte Absinken der Zählrate, das in den Simulationen ebenfalls zu sehen war, sind ein klarer Hinweis darauf, dass die Ionen sich innerhalb des Spektrometers so verhalten wie man es anhand der Simulationen erwartet. Zudem zeigten die Messungen mit der Kalibrationsquelle, dass es einen konstanten Zählratenuntergrund gab, der unabhängig von der eingestellten Gegenfeldspannung war. Dieser wurde aller Wahrscheinlichkeit nach durch neutrale Wasserstoffatome, Photonen und negative Cluster verursacht. Ohne diese vorausgehenden Messungen wäre der Untergrund bei der Aufnahme der Massenspektren vielleicht fehlinterpretiert worden. Des Weiteren konnte durch Messungen mit der Kalibrationsquelle die ungefähre Größe des im Strahlrohr herrschenden Magnetfeldes bestimmt werden. Berechnungen mit diesem Wert für das Magnetfeld haben gezeigt, dass der Einfluss des Erdmagnetfeldes bei der Auswertung der Massenspektren berücksichtigt werden muss.

Die gemessenen Clustermassen zeigten schließlich die erwartete Größenzunahme in Richtung niedrigerer Gastemperaturen an der Düse. Die größten Cluster wurden dabei direkt an der Dampfdruckkurve des Wasserstoffs detektiert und bestanden

aus mehr als 400 000 Molekülen. Interessanterweise kam es bei niedrigen Temperaturen auch zur Ausbildung eines zweiten Massenpeaks. Bereits zuvor wurde von Jennyfer Otte eine ähnliche Verteilung bei der Geschwindigkeit der Cluster festgestellt [36]. Dort war der zweite Peak in der Regel aber erst bei Messungen unterhalb der Dampfdruckkurve zu beobachten. Eine Messung bei einer Gastemperatur von 50 K und einem Druck von 8 bar, bei der zusätzlich der Druck in der Skimmerkammer künstlich erhöht wurde, zeigte dieses Verhalten jedoch auch oberhalb der Dampfdruckkurve [36]. Es wäre daher möglich, dass der zweite Peak in der rekonstruierten Massenverteilung durch Cluster verursacht wird, die aufgrund einer höheren Geschwindigkeit eine größere kinetische Energie besaßen. In Zukunft wäre es auf jeden Fall sinnvoll, die Energiemessungen mit einer Geschwindigkeitsmessung zu kombinieren, um so mehr Informationen über die Cluster zu erhalten.

Weiterhin könnte man über eine Modifikation des Messaufbaus nachdenken. Da mit zunehmender Entfernung zur Düse die Wahrscheinlichkeit steigt, dass ein Teil der Cluster unterwegs verdampft [5] und man eigentlich an der Massenverteilung an der Stelle der späteren Wechselwirkung mit dem Beschleunigerstrahl interessiert ist, könnte man das Spektrometer für zukünftige Messungen in der Streukammer einbauen. Aufgrund der geringeren Distanz zwischen Ionisierung und Detektion der Cluster würde dadurch auch der Einfluss des Erdmagnetfeldes minimiert werden. Eine weitere Möglichkeit wäre es, das Strahlrohr mit Mu-Metall zu verkleiden, wodurch der Einfluss des Erdmagnetfeldes ebenfalls geschwächt werden würde. Außerdem würde man so einen guten Kompromiss eingehen, da einerseits zwar das Problem der leicht abnehmenden Cluster Masse bliebe, andererseits jedoch die Geschwindigkeitsmessungen deutlich von der längeren Flugstrecke profitieren würden.

Ein anderer interessanter Punkt wäre es, die Messungen in Zukunft auch auf Temperaturen und Drücke unterhalb der Dampfdruckkurve ausdehnen zu können, da das Target später in diesem Bereich arbeiten wird. Ein Verständnis über das Zustandekommen der Cluster Massen in diesem Bereich könnte deutlich zu einer Optimierung von Flächendichte und Homogenität des Targets beitragen.

Die Messungen in dieser Arbeit haben gezeigt, dass die verwendete Gegenfeldmethode für die Massenbestimmung prinzipiell geeignet ist. Allerdings hat sich auch gezeigt, dass für Messungen unterhalb der Dampfdruckkurve einige Änderungen notwendig sind. So sollten an die Gegenfeldelektrode beispielsweise höhere Spannungen angelegt werden können, um auch energiereichere Cluster detektieren zu können.

# Literaturverzeichnis

- [1] AGNELLO, MICHELANGELO, FABRIZIO FERRO und FELICE IAZZI: *Production of double hypernuclei with high energy antiprotons at PANDA*, 2008.
- [2] BAUCHERT, JENS und OTTO-FRIEDRICH HAGENA: *Massenbestimmung ionisierter Agglomerate in kondensierten Molekularstrahlen nach einer elektronischen Gegenfeldmethode*. Zeitschrift für Naturforschung, 20a:1135–1142, 1965.
- [3] BAUMEISTER, HELMUT: *Konstruktionskizze*. IKP Münster, 2006.
- [4] BENEDEK, G., T.P. MARTIN und G. PACCHIONI (Herausgeber): *Elemental and Molekular Clusters*. Springer Berlin Heidelberg, 1988.
- [5] BERGMANN, LUDWIG und CLEMENS SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik: Gase, Nanosysteme, Flüssigkeiten*. de Gruyter, 2005.
- [6] BEVINGTON, PHILIP R. und D. KEITH ROBINSON: *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. McGraw-Hill Higher Education, 2003.
- [7] BOERSCH, H., J. GEIGER und H.-J. REICH: *Energieverluste von 25 keV-Elektronen in atomarem Wasserstoff*. Zeitschrift für Physik, 161:296–309, 1961.
- [8] BRINKMANN, KAI-THOMAS, PAOLA GIANOTTI und INTI LEHMANN: *Exploring the Mysteries of Strong Interactions - The PANDA Experiment*. Nuclear Physics News, 16/No. 1:15–19, 2006.
- [9] BURLE TECHNOLOGIES, INC: *Channeltron: Electron Multiplier Handbook For Mass Spectrometry Applications*.
- [10] BUSANI, RAM, MAREIKE FOLKERS und ORI CHESHNOVSKY: *Direct Observation of Band-Gap Closure in Mercury Clusters*. Physical Review Letters, 81:3836–3839, 1998.

- [11] COLLABORATION E835: *The variable density gas jet internal target for Experiment 835 at Fermilab*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 410:195–205, 1998.
- [12] COLLABORATION  $\bar{P}$ ANDA: *Technical Progress Report for  $\bar{P}$ ANDA*. Technischer Bericht, Gesellschaft für Schwerionenforschung, 2005.
- [13] DEMTRÖDER: *Experimentalphysik 3*. Springer Berlin Heidelberg, 2005.
- [14] DEUTSCH, H., K. BECKER und T.D. MÄRK: *A semi-empirical method to calculate cross-sections for the electron-impact ionization of clusters*. International Journal of Mass Spektrometry and Ion Processes, 144:L9–L12, 1995.
- [15] EIDELMAN, S.: *Review of Particle Physics*. Physics Letters B, 592:1+, 2004.
- [16] FAIR: *FAIR Baseline Technical Report: Accelerator and Scientific Infrastructure*. Technischer Bericht, GSI, 2006.
- [17] FALTER, H., O.F. HAGENA, W. HENKES und H.V. WEDEL: *Einfluss der Elektronenenergie auf das Massenspektrum von Clustern in kondensierten Molekularstrahlen*. International Journal of Mass Spektrometry and Ion Physics, 4:145–163, 1970.
- [18] GELLER, WOLFGANG: *Thermodynamik für Maschinenbauer*. Springer Berlin Heidelberg, 2005.
- [19] GEOFORSCHUNGSZENTRUM POTSDAM: *IGRF Deklinationsrechner*. <http://www-app1.gfz-potsdam.de/declinationcalc/>.
- [20] GESELLSCHAFT FÜR SCHWERIONENFORSCHUNG: *Von den Grundbausteinen zur komplexen Materie*, 2001.
- [21] GESELLSCHAFT FÜR SCHWERIONENFORSCHUNG: *FAIR - Wissenschaftliche Zielsetzungen und Forschungsprogramme, Statusbericht*, Juli 2005.
- [22] GSPANN, J. und K. KÖRTING: *Cluster beams of hydrogen and nitrogen analyzed by time-of-flight mass spectrometry*. Journal of Chemical Physics, 59:4726–4734, 1973.
- [23] GUTBROD, H. H., I. AUGUSTIN, H. EICKHOFF, K.-D. GROSS, W. F. HENNING, D. KRÄMER und G. WALTER: *FAIR Baseline Technical Report: Executive Summary*. Technischer Bericht, GSI, 2006.



- 
- [24] HENKES, WOLFGANG: *Massenspektrometrische Untersuchung von Strahlen aus kondensiertem Wasserstoff*. Zeitschrift für Naturforschung, 17a:786–789, 1962.
- [25] HENKES, WOLFGANG und F. MIKOSCH: *The effective cross section for ionization by electrons of molecules in hydrogen clusters*. International Journal of Mass Spektrometry and Ion Physics, 13:151–161, 1974.
- [26] HÄNSEL, HORST: *Physik: Mechanik und Wärmelehre*. Spektrum Akademischer Verlag, 2000.
- [27] JOUSTEN, KARL: *Wutz Handbuch Vakuumtechnik: Theorie und Praxis*. Vieweg Verlag, 2004.
- [28] KÜHN, W.: *Hadrons in dense matter: From HADES to PANDA*. Acta Physica Polonica B, 37:129–138, 2006.
- [29] KHOUKAZ, A.: *Internal Targets for Storage Rings*. In: *STORI '05*.
- [30] KIM, Y.-K., K.K. IRIKURA, M.E. RUDD, M.A. ALI und P.M. STONE: *Electron-Impact Cross Sections for Ionization and Excitation Database (Version 3.0)*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, <http://physics.nist.gov/ionxsec>, 2004.
- [31] KOPF, BERTRAM: *Physics with Antiprotons at PANDA*. Journal of Physics: Conference Series, 69, 2007.
- [32] KUCHLING, HORST: *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 2007.
- [33] KUIPERS, E.W. und A.L. BOERS: *The quantum efficiency of a channeltron and a magnetic electron multiplier for 0.5-5 keV H atoms and ions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B29:567–572, 1987.
- [34] LEHRACH, A. und D. PRASUHN: *Luminosity Considerations for Internal and External Experiments @ COSY*. IKP Forschungszentrum Jülich, 2003.
- [35] NORDHAGE ÖRJAN: *On a Hydrogen Pellet Target for Antiproton Physics with PANDA*. Diplomarbeit, Uppsala University, 2006.
- [36] OTTE, JENNYFER: *Messung der Clustergeschwindigkeit und der Teilchendichte am Münsteraner Cluster-Jet-Target*. Diplomarbeit, WWU Münster, 2007.

- [37] PANDA-KOLLABORATION: *CAD-Files des PANDA-Detektors Ver. 712b*.
- [38] POVH, RITH, SCHOLZ und ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne*. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [39] RAUSMANN, TOBIAS: *Arbeiten zum Aufbau eines Clustertargets für  $4\pi$  - Experimente an Speicherringen und Untersuchungen zur Clusterproduktion*. Diplomarbeit, WWU Münster, 2004.
- [40] REYGERS, KLAUS: *Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma mit dem PHENIX-Experiment am RHIC*. Doktorarbeit, WWU Münster, 2004.
- [41] RICHTER, TORSTEN: *Untersuchung von deponierten und gewachsenen Silberclustern auf Fullerschichten mittels Rastertunnelmikroskopie*. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 2007.
- [42] SCHAFFNER-BIELICH, JÜRGEN: *Hypernuclear Physics for Neutron Stars*, 2008.
- [43] SIMON, R.: *Secondary Pion Beams at GSI*. Progress in Particle and Nuclear Physics, 42:247–256, 1999.
- [44] YOON, JUNG-SIK, MI-YOUNG SONG, JEONG-MIN HAN, SUNG HA HWANG, WON-SEOK CHANG und BONGJU LEE: *Cross Sections for Electron Collisions with Hydrogen Molecules*. Journal of Physical and Chemical Reference Data, 37:913–931, 2008.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bedanken bei:

- Priv.-Doz. Dr. A. Khoukaz für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Bereitstellung eines sehr interessanten Diplomthemas.
- Dipl.-Phys. A. Täschner für die stets gute Betreuung. Insbesondere die Einarbeitung in das Thema, die Programmierung der verwendeten Messprogramme, die Umwandlung der Simulations-Modelle von Massenspektrometer und Kalibrationsquelle in Konstruktionsskizzen, die Hilfe bei Umbauarbeiten am Target sowie für konstruktive Kritik an dieser Arbeit.
- Priv.-Doz. Dr. K. Reygers für die Bereitschaft, das Korreferat zu übernehmen.
- F. Bergmann, P. Goslawski, 🌸 E. Köhler, Dr. T. Mersmann, Dipl.-Phys. M. Mielke, Dipl.-Phys. N. Milke, Dipl.-Phys. J. Otte, Dipl.-Phys. M. Papenbrock, Dipl.-Phys. T. Rausmann, Dipl.-Phys. A. Täschner und Dipl.-Phys. A. Winnemöller für die tolle Atmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe und viele inspirierende Gespräche.
- den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt und der Elektronischen Werkstatt, die zahlreiche Aufträge erledigten und dabei erstklassige Arbeit leisteten.
- E. Köhler, Dipl.-Phys. M. Papenbrock, J. Puthenpurayil und Dipl.-Phys. A. Täschner für das Korrekturlesen meiner Arbeit.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine Eltern, die mich während der gesamten Zeit unterstützt haben und ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.



Hiermit erkläre ich, Stephan General, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt habe und ausschließlich die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt habe.

Münster, den 30.07.2008

\_\_\_\_\_