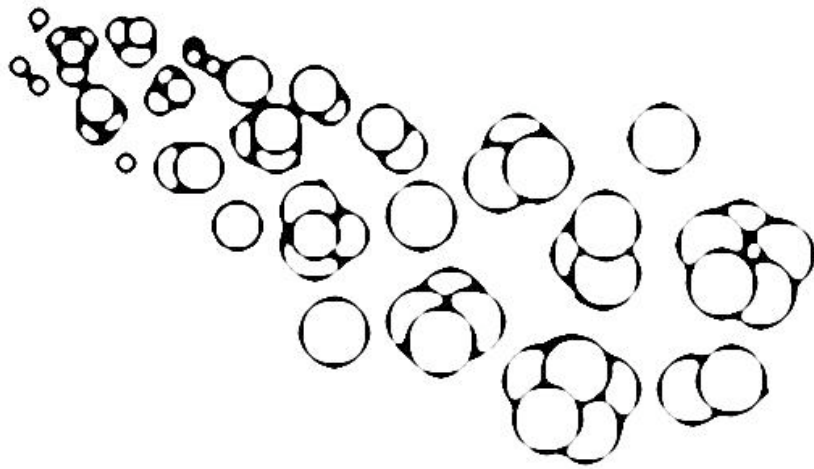


Diplomarbeit

*Das Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2,  
ein Prototyp für das  $\overline{P}ANDA$ -Experiment,  
& die Analyse der Eigenschaften des Clusterstrahls*



vorgelegt von

**Esperanza Diane Köhler**

~ Um orthographische Fehler korrigierte Version vom 25. Februar 2011 ~

## Errata zur Diplomarbeit vom Februar 2010:

*Das Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2,  
ein Prototyp für das  $\overline{P}$ ANDA-Experiment,  
& die Analyse der Eigenschaften des Clusterstrahls*

vorgelegt von Esperanza Köhler

(Stand: 25. Februar 2011)

Seite 43	Zeile 9	<b>Nach</b> „als Vorpumpe würde“ <b>füge ein</b> „ohne Gaslast“
Seite 43	Zeile 9-12	<b>Streiche</b> „und da in der Skimmerkammer [...] gleich Null wäre“
Seite 43	Zeile 12	<b>Ersetze</b> „Deshalb“ <b>durch</b> „Da in der Skimmerkammer eine sehr hohe Gaslast vorliegt,“
Seite 65	Abbildung 4.12	Verbindungsline zwischen dem Anschluss der Spiegelelektrode und dem Filament <b>fehlt</b> .
Seite 90	Tabelle 5.2, Spalte 5	<b>Streiche</b> „überkritisch“
Seite 90	Zeile 10	<b>Ersetze</b> „überkritischen“ <b>durch</b> „flüssigen“
Seite 103	Abbildung 5.25, Zeile 4	<b>Ersetze</b> „ein“ <b>durch</b> „zwei“
Seite 113	Abbildung 5.32	<b>Ersetze</b> „ $\langle S \rangle = 216.55 \pm 10.31 \text{ m/s}$ “ <b>durch</b> „ $\langle S \rangle = 216.55 \pm 10.31 \text{ l/s}$ “



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das <math>\overline{\text{PANDA}}</math>-Experiment am Beschleunigerzentrum FAIR</b>	<b>5</b>
2.1	Das internationale Forschungs- und Beschleunigerzentrum FAIR . . . . .	6
2.2	Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment am Hochenergiespeicherring HESR . . . . .	8
2.2.1	Die Aufgaben und Ziele des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments . . . . .	10
2.2.2	Der $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor . . . . .	17
2.2.3	Interne Targets für die Antiproton-Proton Annihilation beim $\overline{\text{PANDA}}$ - Experiment . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Das Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2, ein Prototyp für das <math>\overline{\text{PANDA}}</math>- Experiment</b>	<b>25</b>
3.1	Der Aufbau des Münsteraner Cluster-Jet Targets MCT2 . . . . .	25
3.1.1	Die Clusterquelle . . . . .	26
3.1.2	Die Streukammer . . . . .	34
3.1.3	Der Auffänger . . . . .	36
3.2	Die Unterschiede des MCT1 und MCT2 im Überblick . . . . .	38
3.3	Das Vakuumsystem des Münsteraner Cluster-Jet Targets MCT2 . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Erste Inbetriebnahme des Münsteraner Cluster-Jet Targets MCT2</b>	<b>47</b>
4.1	Erste Test- und Kontrollmessungen der Clusterquelle . . . . .	47
4.1.1	Dichtheitsüberprüfung der Gasleitungen und Kammern . . . . .	47



4.1.2	Saugvermögensmessungen und Leitwertbestimmungen der Kollimatorkammer . . . . .	51
4.2	Maßnahmen zur Verringerung des Untergrundes in der Streukammer . .	59
4.3	Inbetriebnahme der Flugzeitmessung am Auffänger . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Die Bestimmung und Analyse der Eigenschaften des Clusterstrahls</b>	<b>67</b>
5.1	Die Lokalisierung und Verschiebung des Clusterstrahls . . . . .	68
5.2	Die Visualisierung des Clusterstrahls in der Skimmerkammer . . . . .	73
5.3	Die Detektion einzelner Cluster . . . . .	76
5.4	Die Flugzeitmessung und Geschwindigkeitsbestimmung der Cluster . . .	83
5.4.1	Die Untersuchung des Doppelpeaks im Flugzeitspektrum . . . . .	92
5.4.2	Die Bestimmung der Clustergeschwindigkeiten . . . . .	102
5.5	Die Bestimmung der Dichte des Clusterstrahls . . . . .	110
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>121</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>127</b>
A.1	Berechnung der Schwellenenergie für die Produktion von Antiprotonen . .	127
A.2	Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt für die Antiproton-Proton-Annihilation . . . . .	128
A.3	Übersicht über die Strömungsarten . . . . .	129
A.4	Einfluss des Kaltkopfes auf die Pelletzählrate . . . . .	129
A.5	Fitfunktion der Streukammerstrahlprofile . . . . .	130
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>130</b>

# 1 Einleitung

*Aus welchen fundamentalen Bausteinen besteht Materie und welche Kräfte wirken zwischen diesen?* Auf der Suche nach den Grundbausteinen der Materie stieß man auf immer kleinere Strukturen. Vom Atom, das sich aus der Elektronenhülle und einem Atomkern zusammensetzt, über den Atomkern, der aus Nukleonen aufgebaut ist, bis hin zu den Quarks, aus denen Nukleonen bestehen. Leptonen und Quarks gelten bisher als die elementaren Teilchen, aus denen Materie zusammengesetzt ist. Wenn alle Bausteine und Kräfte, die zwischen ihnen wirken, bekannt und verstanden sind, dann lassen sich prinzipiell alle Phänomene der Natur erklären und damit auch theoretisch beschreiben.

Teilchen, die aus Quarks aufgebaut sind, werden als Hadronen bezeichnet und lassen sich der Familie der Baryonen oder Mesonen zuordnen. Baryonen sind aus drei Quarks ( $qqq$ ) zusammengesetzt und Mesonen bestehen aus einem Quark-Antiquark-Paar ( $q\bar{q}$ ), beide zählen zu den bisher bekannten Quarksystemen. Die Quantenchromodynamik (QCD), die die Wechselwirkung zwischen Quarks beschreibt, erlaubt aber auch die Existenz exotischer Zustände wie Dibaryonen ( $qqqqqq$ ), Pentaquarks ( $qqqq\bar{q}$ ), Hybride ( $q\bar{q}g$ ) oder Glueballs ( $ggg$ ). Als Hybride bezeichnet man Mesonen mit einem angeregten Gluon und farbneutrale Zustände bestehend aus Gluonen als Glueballs. Mit der Untersuchung exotischer Zustände erhofft man sich einen tieferen Einblick in die Prozesse der starken Wechselwirkung zu erlangen. Diese ist für den Zusammenhalt der Quarks verantwortlich und sorgt als Restwechselwirkung (Kernkraft) für die Bindung der Nukleonen im Atomkern. Die starke Wechselwirkung wirkt auf sämtliche Quarks, Hadronen und ebenfalls auf die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen.

Die Suche und Erforschung exotischer Teilchen wird ein Forschungsschwerpunkt des  $\overline{\text{PANDA}}$ <sup>1</sup>-Experiments am Beschleunigerzentrum **FAIR**<sup>2</sup> sein. Zur Erzeugung exotischer Teilchen wird ein beschleunigter Antiprotonenstrahl mit einem Target bestehend aus Protonen wechselwirken. Beim Streuprozess von Antimaterie und Materie findet ein Vernichtungsprozess statt, der als Annihilation bezeichnet wird. Durch die dabei freiwerdende Energie können sowohl bekannte als auch unbekannte Teilchen entstehen. Die Detektion und der Nachweis dieser Teilchen erfolgt mit dem  $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor.

Bei dem  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment handelt es sich um ein Fixed-Target-Experiment, d.h. der Beschleunigerstrahl, in diesem Fall der Antiprotonenstrahl, wird auf ein feststehendes internes Target geschossen. Interne Targets befinden sich im Vergleich zu externen Targets direkt im Speicherring. Bei Experimenten mit internen Targets wechselwirkt nur ein geringer Bruchteil des Beschleunigerstrahls mit dem Target, so dass der Teil, der nicht mit dem Target interagiert, für den nächsten Umlauf zur Verfügung steht. Die Aufgabe, die sich bei dem Einsatz interner Targets ergibt, liegt in der Wahl der geeigneten Targetdichte. Dabei muss ein Kompromiss zwischen hoher Ereignisrate und einem geringfügigen Einfluss des Targets auf den Beschleunigerstrahl gefunden werden. Eine für die Planung und Durchführung von Experimenten wichtige Größe ist die Luminosität, die den Zusammenhang zwischen Ereignisrate, Beschleunigerstrahlintensität und Targetdichte beschreibt. Eine Abschätzung der maximalen Luminosität beim  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment hat eine benötigte Flächendichte des Targets im Bereich von  $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$  am Wechselwirkungspunkt ergeben. Zudem muss sich die Targetquelle außerhalb des Detektors befinden, um den Raumwinkel des Detektors nur geringfügig zu beeinträchtigen. Der Abstand zwischen Targetquelle und Wechselwirkungspunkt beträgt 2,1 m. Für  $\overline{\text{PANDA}}$  sollen zukünftig zwei verschiedene Targets eingesetzt werden, die die oben genannten Bedingungen erfüllen, das Cluster<sup>3</sup>-Jet Target und das Pellet<sup>4</sup>target.

---

<sup>1</sup>Anti**P**roton **A**nnihilations at **D**armstadt

<sup>2</sup>**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch

<sup>3</sup>Gebilde aus  $n$  Atomen bzw. Molekülen, die in diesem Fall durch die Van-der-Waals-Kraft zusammengehalten werden

<sup>4</sup>Gefrorene Flüssigkeitstropfen

---

In der Westfälischen-Wilhelms-Universität Münster wurde im Jahr 2008 ein Prototyp eines Cluster-Jet Targets (MCT2) für das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment gebaut und bereits Ende des Jahres erfolgreich in Betrieb genommen. Die Flächendichte von Münsteraner Cluster-Jet Targets, die bereits erfolgreich in Beschleunigerexperimenten am **COSY**<sup>5</sup>-Beschleuniger eingesetzt wurden, z.B. bei **COSY-11** und **ANKE**<sup>6</sup>, lagen bisher im Bereich von  $5 \cdot 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$  bei einem Abstand der Targetquelle vom Wechselwirkungspunkt von 0,65 m [Kho05]. Die Dichte des Cluster-Jet Targets muss bei einem dreifachen Abstand zum Wechselwirkungspunkt um mindestens eine Größenordnung gesteigert werden. Bei dem Cluster-Jet Target Prototypen für das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment handelt es sich um einen Testaufbau in  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Geometrie. Dieser Testaufbau ermöglicht die Durchführung systematischer Optimierungen, um Dichten zu erzielen, die bei derartig großen Abständen noch nie erzielt wurden.

Neben dem Aufbau und der Inbetriebnahme des Cluster-Jet Targets wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit systematische Untersuchungen der Clusterstrahlen durchgeführt. Das Ziel dieser Arbeit liegt bei der Analyse der Clustereigenschaften, zur Bestimmung der Targetdichte, mit dem Schwerpunkt, einen Beitrag zur Optimierung des Targetaufbaus zu leisten, um die für das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment notwendige Flächendichte im Bereich von  $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$  zu erreichen.

---

<sup>5</sup>COoler SYnchrotron

<sup>6</sup>Apparat zum Studium von Nukleon- und Kaon-Ejektilen



## 2 Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment am Beschleunigerzentrum FAIR

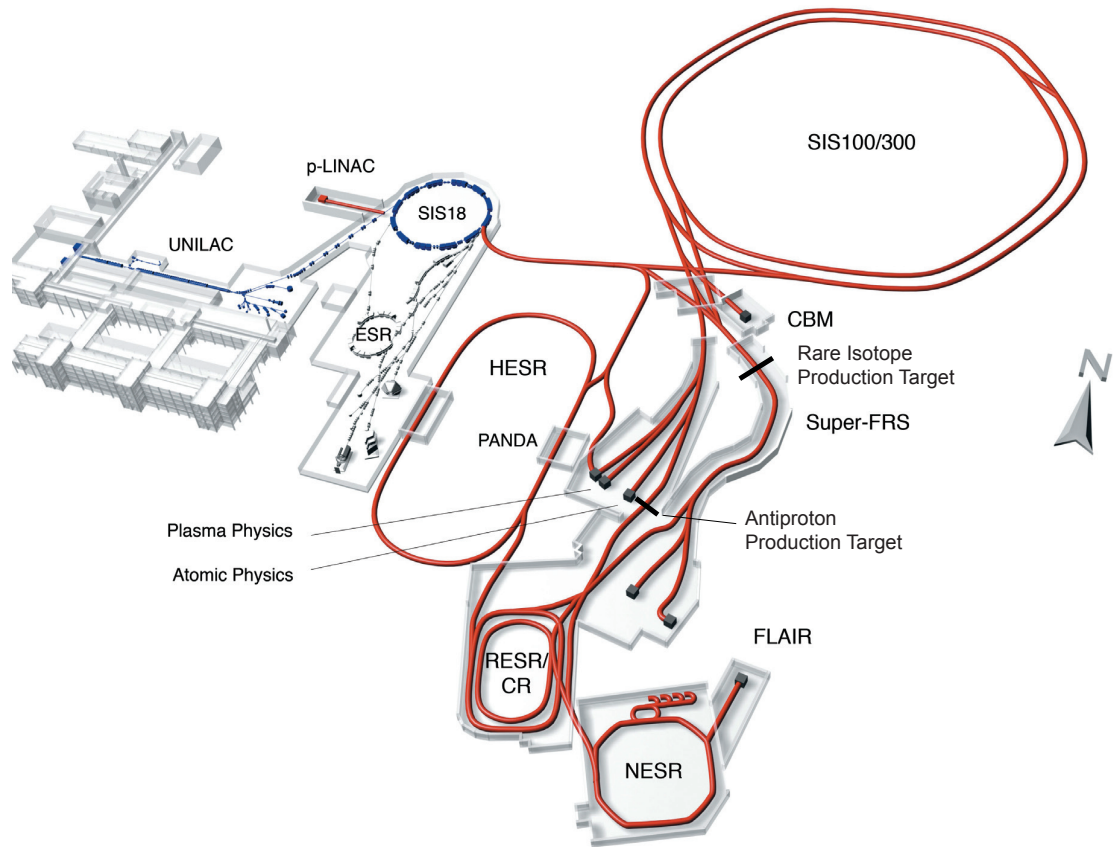
Das GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung besteht seit 1969 und bezeichnete sich bis 2008 als Gesellschaft für Schwerionenforschung. In Darmstadt betreibt die GSI eine Beschleunigeranlage für Ionenstrahlen und beschäftigt sich neben der Forschung im Bereich der Kern- und Atomphysik auch mit der Plasma- und Materialforschung. Als bekannteste Erfolge verzeichnet die GSI die Entdeckung sechs neuer Elemente sowie die Behandlung von Tumorzellen durch Ionenstrahlen. Die bestehende GSI Beschleunigeranlage wird durch den Bau des neuen Forschungs- und Beschleunigerzentrums **FAIR** erweitert [FAI06]. Mit dieser neuen Beschleunigeranlage verspricht man sich, neue Einblicke in die Struktur der Materie und die Entwicklung des Universums zu gewinnen. 2007 wurde das Projekt gestartet und der Ausbau der GSI ist bis 2016 geplant. Eines der am Beschleunigerzentrum FAIR geplanten Experimente ist das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment, für das an der Westfälischen-Wilhelms-Universität Münster ein Cluster-Jet Target gebaut wird. Im Rahmen des Targetaufbaus und der systematischen Untersuchung der Clusterstrahlen ist diese Diplomarbeit entstanden. Der Aufbau, die Herausforderungen und die Ziele des  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments werden neben der Beschreibung des neuen Beschleunigerkomplexes in diesem Kapitel vorgestellt.

## 2.1 Das internationale Forschungs- und Beschleunigerzentrum FAIR

Die Besonderheiten der neuen Beschleunigeranlage des FAIR Projekts zeigen sich bei den Eigenschaften und der Artenvielfalt der Ionenstrahlen, die von Protonen bis Uran reichen. Besondere Strahlkühltechniken ermöglichen eine hohe Strahlqualität und Strahlenergien bis zu 30 GeV pro Nukleon werden möglich sein. Die neue Beschleunigeranlage wird sich zudem dadurch auszeichnen, dass ein effizienter Parallelbetrieb mehrerer Forschungsprogramme mit unterschiedlichen Ionensorten möglich sein wird. Der Aufbau des neuen Beschleunigerkomplexes ist in Abb. 2.1 dargestellt und lässt sich grob in drei Bereiche gliedern. Der erste Bereich besteht zum Teil aus den Elementen der bestehenden Beschleunigeranlage der GSI: dem Linearbeschleuniger (UNILAC) und dem Schwerionen-Synchrotron (SIS18) und einem neuen Protonen-Linearbeschleuniger (p-LINAC). UNILAC, SIS18 und der geplante p-LINAC bilden zusammen den Injektor der neuen Beschleunigeranlage. Im Anschluss an den Injektor folgt der zweite Teil der Anlage, ein Doppelringbeschleuniger (SIS100/300), der mit einem Umfang von 1100 m in einer Tiefe von 10 bis 13 m gebaut wird. Den letzten Bereich bilden ein Supraleitender-Fragmentseparator Super-FSR, mehrere Speicherringe und zahlreiche Experimentierstationen, darunter das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment am **HESR**<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>**HochEnergieSpeicherRing**



**Abbildung 2.1:** Der Aufbau der FAIR Beschleunigeranlage [FAI06]. Neben dem Injektor mit den Bestandteilen **p-LINAC** (*Protonen-LINear-ACcelerator*), **UNILAC** (*UNIversal Linear-ACcelerator*) und **SIS18** (*SchwerIonen-Synchrotron*) sowie dem Doppelringbeschleuniger **SIS100/300** (*SchwerIonen-Synchrotron*), gehören folgende Experimentierstationen und Speicherringe zur neuen Beschleunigeranlage:

**CBM** (*Compressed Baryonic Matter*), **FLAIR** (*Facility for Low energy Antiproton and Ion Research*), **PANDA** (*AntiProton ANnihilations at DArmstadt*), **CR** (*Collector Ring*), **ESR** (*Experimental Storage Ring*), **HESR** (*High Energy Storage Ring*), **NESR** (*New Experimental Storage Ring*), **RESR** (*Re-used ESR*).



## 2.2 Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment am Hochenergiespeicherring HESR

In den Hochenergiespeicherring HESR können sowohl Protonen als auch Antiprotonen injiziert und beschleunigt werden. Die Protonen werden vom p-LINAC geliefert und im SIS18 beschleunigt. Zur Antiprotonproduktion müssen die im SIS18 vorbeschleunigten Protonen in den SIS100 weitergeleitet werden. Die Protonen verlassen den Beschleuniger mit einer Energie von etwa 29 GeV [FAI06] und treffen auf ein Iridium-Target [NT06]. Durch die Streuung der Protonen an den Kernen des Iridiumtargets entstehen Antiprotonen.

Aufgrund der Baryonenzahlerhaltung können Antiprotonen nur assoziiert mit Protonen erzeugt werden. Die Reaktionsgleichung zur Produktion von Antiprotonen lautet [Hin08]

$$p+p \longrightarrow p+p+p+\bar{p}.$$

Für die Produktion von Antiprotonen durch die Kollision eines beschleunigten Protons auf ein ruhendes Protonentarget ist eine Schwellenenergie von mindestens 5,6 GeV [Hin08] nötig. Die genaue Berechnung der Schwellenenergie wird im Anhang näher beschrieben. Die entstandenen Antiprotonen werden anschließend in den HESR injiziert, der Strahlimpulse zwischen 1,5 GeV/c und 15 GeV/c [NT06] liefern kann. Der HESR verfügt über zwei verschiedene Strahlkühltechniken, die stochastische Kühlung und die Elektronenkühlung, zur Reduktion der Impulsverschmierung des Strahls. Bei der stochastischen Kühlung erfasst eine Messsonde (*pick-up-Sonde*) zufällige Ortsabweichungen vom Sollorbit einer Stichprobe und gibt diese Information an eine Kickerelektrode weiter, die für die Korrektur des Orbits verantwortlich ist [Hin08]. Die Elektronenkühlung arbeitet mit einem „kalten“ Elektronenstrahl, der auf wenigen Metern mit dem Beschleunigerstrahl überlagert wird, so dass sich beide parallel mit gleicher Geschwindigkeit bewegen. Durch die Coulombwechselwirkung der beschleunigten Teilchen und der Elektronen findet ein Wärmeaustausch statt, wodurch die Temperatur des Beschleunigerstrahls sinkt bzw. die Geschwindigkeitsabweichungen kleiner werden [Hin08].

Im HESR können Antiprotonen und Protonen beschleunigt werden, wobei für das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment [oC05] die Streuung von beschleunigten Antiprotonen an einem feststehenden, internen Target im Vordergrund steht. Die im Target enthaltenen Protonen annihilieren mit den Antiprotonen und durch die dabei freiwerdende Energie können Teilchen entstehen, die vom  $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor nachgewiesen werden können.

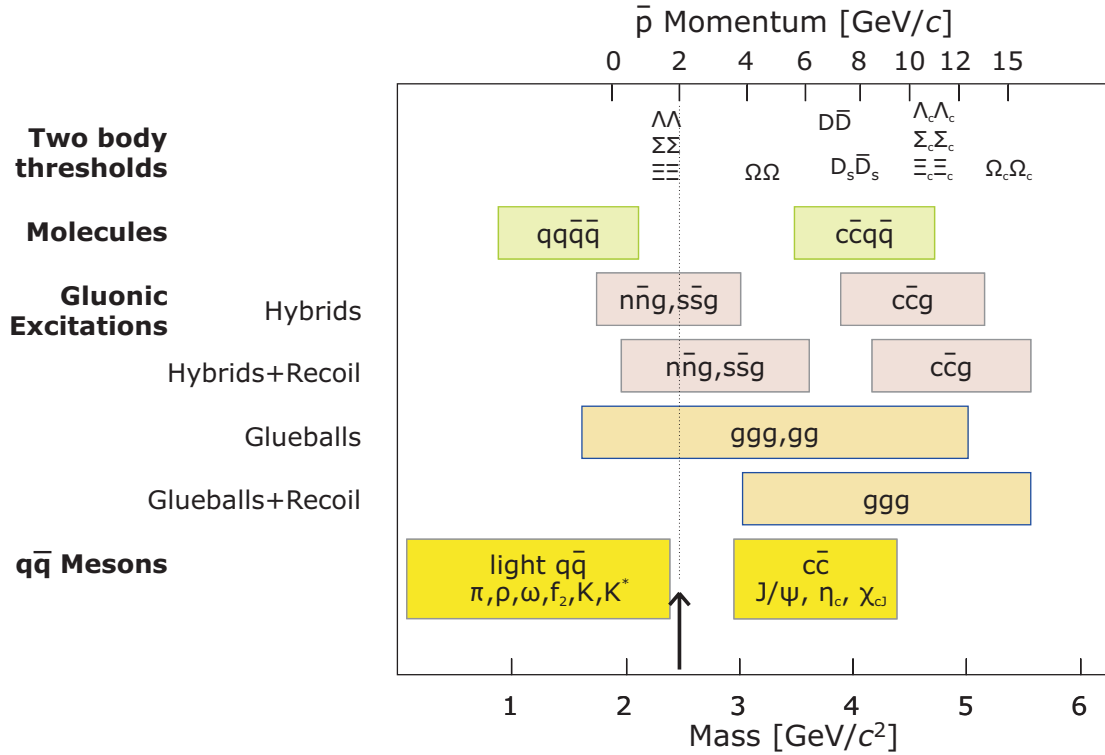
Die Annihilation besitzt im Vergleich zur reinen Teilchenkollision den großen Vorteil, dass nicht nur die kinetische Energie, sondern auch die Ruheenergie der Teilchen für die Gesamtenergie der entstehenden Teilchen zur Verfügung steht. Selbst bei einem Antiprotonenimpuls von  $0\text{ GeV}/c$  ist wegen der Ruhemasse des Protons bzw. Antiprotons von  $0,9\text{ GeV}/c^2$  eine Schwerpunktsenergie von etwa  $1,8\text{ GeV}$  möglich.

In Abb. 2.2 sind die Teilchen dargestellt, die durch die Annihilation von Protonen und Antiprotonen bei dem  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment am HESR entstehen können. Frühere Experimente mit Protonen und Antiprotonen, wie beispielsweise **LEAR**<sup>2</sup> am **CERN**<sup>3</sup> sind bisher zu maximalen Schwerpunktsenergien von  $2,55\text{ GeV}$  vorgedrungen [FAI06]. Beim  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment werden Schwerpunktsenergien von mehr als  $5,5\text{ GeV}$  möglich sein, wodurch die Anzahl der möglichen Reaktionen und der produzierten Teilchen vergrößert wird. Durch das Studium der bei der Annihilation entstehenden Teilchen, darunter auch theoretisch vorhergesagte exotische Zustände, werden tiefere Einblicke in die Physik der starken Wechselwirkung ermöglicht.

---

<sup>2</sup>Light Energy Antiproton Ring

<sup>3</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire



**Abbildung 2.2:** Übersicht der erzeugbaren Teilchen bei der  $\bar{p}p$ -Annihilation. Auf der oberen Abzisse ist der Antiprotonenstrahlimpuls und auf der unteren Abzisse die dabei freiwerdende Energie aufgetragen. Der Pfeil markiert die maximal erzeugbare Masse der am LEAR durchgeführten Experimente [FAI06].

### 2.2.1 Die Aufgaben und Ziele des $\bar{P}$ ANDA-Experiments

Das grundlegende Ziel des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments ist, ein besseres Verständnis über die starke Wechselwirkung zu gewinnen. Bevor die Schwerpunkte des Forschungsprogramms des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments näher erläutert werden, folgt zunächst ein kurzer Überblick der bisherigen Erkenntnisse der starken Wechselwirkung. Die zu Grunde liegende Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD).

Die starke Wechselwirkung gehört zu den vier fundamentalen Kräften und wirkt auf alle (Anti-)Teilchen die eine starke Ladung, die Farbladung ((anti-)rot, (anti-)grün,

(anti-)blau), besitzen. Darunter fallen Quarks, farbneutrale Quarksysteme (Hadronen) und die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen. Quarks sind punktförmige Teilchen mit Spin  $1/2$  und können die Farben rot, grün oder blau tragen. Es existieren insgesamt sechs verschiedene Quarks, deren Eigenschaften und Quantenzahlen in Tabelle 2.1 aufgeführt sind.

Quark	Masse $[\text{GeV}/c^2]$	el. Ladung $e$	Farbladung	schwache Ladung	
u up	0,004	$+2/3$	$r, g, b$	$+1/2$	
d down	0,007	$-1/3$	$r, g, b$	$-1/2$	
c charm	1,5	$+2/3$	$r, g, b$	$+1/2$	
s strange	0,15	$-1/3$	$r, g, b$	$-1/2$	
t top	174,0	$+2/3$	$r, g, b$	$+1/2$	
b bottom	4,7	$-1/3$	$r, g, b$	$-1/2$	

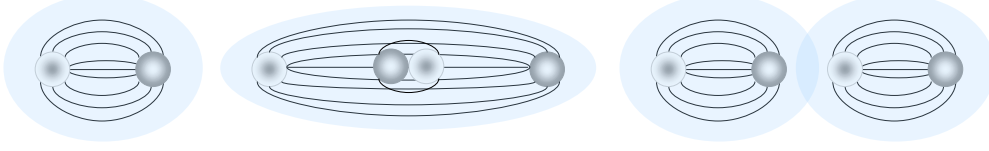
  

Quark	Isospin $I_3$	Charmness $C$	Strangeness $S$	Topness $T$	Bottomness $B$
u up	$+1/2$	0	0	0	0
d down	$-1/2$	0	0	0	0
c charm	0	1	0	0	0
s strange	0	0	$-1$	0	0
t top	0	0	0	1	0
b bottom	0	0	0	0	$-1$

**Tabelle 2.1:** Eigenschaften und Quantenzahlen der Quarks.

Quarks sind nicht einzeln beobachtbar. Dieses Phänomen wird als *confinement* bezeichnet und bedeutet Einschluss. Versucht man Quarks zu separieren, ist die Energie, die dabei aufgewendet wird, so groß, dass ein neues Quark-Antiquark-Paar entsteht. Die Energiezufuhr führt nicht zur Trennung der Quarks, sondern zur Mesonenproduktion. Dieses Verhalten wird anschaulich im Quark-Blasen-Modell (Bag-Modell) dargestellt. Die einzelnen Quarks sind verbunden über sogenannte Farbfeldlinien, die im Gegensatz zu den elektrischen Feldlinien ein unterschiedliches Verhalten aufweisen. In diesem Modell sind Hadronen farblose Blasen im Vakuum. Im Inneren jeder Blase existieren Quarks und Farbladungen. Die Trennung eines Mesons ist in Abb. 2.3 dargestellt, dabei bildet sich zunächst ein Schlauch paralleler Feldlinien, in dem ein neues Quark-Antiquark-Paar entsteht. Die zu separierenden Quarks wechselwirken mit dem neuen Quark-Antiquark-

Paar, wodurch die Bildung zweier Blasen und damit die Bildung eines neuen Mesons herbeigeführt wird [MK02].



**Abbildung 2.3:** Mesonenproduktion bei dem Trennungsversuch eines Quark-Antiquark-Paares nach dem Bag-Modell.

Gluonen (engl: glue = Leim) sind masselose Teilchen mit Spin 1 und verantwortlich für den Zusammenhalt der Quarks. Das Gluon trägt immer eine Farbe (rot, grün, blau) und eine Antifarbe (antirot, antigrün, antiblau). Eine Farbe und die dazugehörige Antifarbe, sowie die Kombination aller drei Farben bzw. Antifarben ergeben immer einen farblosen Zustand. Aus drei Farben und drei Antifarben erhält man laut Gruppentheorie  $3 \otimes 3 = 8 \oplus 1$  mögliche Kombinationen. Tatsächlich existieren nur acht Zustände, die eine Farbwechselwirkung vermitteln können. Die Zusammensetzung der möglichen Zustände ist reine Konvention. Es gibt sechs Zustände farbiger Gluonen:  $r\bar{g}$ ,  $r\bar{b}$ ,  $g\bar{b}$ ,  $g\bar{r}$ ,  $b\bar{r}$  und  $b\bar{g}$ . Die drei möglichen Kombinationen, die farblose Gluonen darstellen, werden aus Symmetriegründen durch  $\sqrt{1/2}(r\bar{r} - g\bar{g})$ ,  $\sqrt{1/6}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})$  und  $\sqrt{1/3}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$  ausgedrückt. Der letzte Term ist invariant gegenüber Farbänderungen, da er symmetrisch aus drei Farben und drei Antifarben zusammengesetzt ist und deshalb nicht als Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung in Frage kommt. Wechselwirken zwei Quarks miteinander, findet ein Farbwechsel statt. Dabei emittiert ein Quark ein Gluon, das von einem anderen Quark wieder absorbiert wird, so dass sich die Gesamtfarbladung des Quarksystems nicht ändert. Gluonen sind masselos, da sie aber aufgrund ihrer Farbladung nicht nur die starke Wechselwirkung vermitteln, sondern ihr auch unterliegen, ist die Reichweite auf etwa 1 fm beschränkt.

Darüber hinaus wirkt die starke Wechselwirkung als Restwechselwirkung zwischen den Nukleonen (Kernkraft). Nach dem Modell zur Kernkraft von Yukawa wechselwirken die Nukleonen über ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar, welches als virtuelles  $\pi$ -Meson

bezeichnet wird, das als farbneutrales Teilchen ein Nukleon verlassen und wiederum von einem anderen absorbiert werden kann [Dem04b].

In der Physik der starken Wechselwirkung bleiben noch viele Fragen offen, beispielsweise erlaubt die Quantenchromodynamik neben den Hadronen weitere farbneutrale Zustände, darunter Verbindungen aus Quarks und einem Gluon oder Teilchenzustände, die ausschließlich aus Gluonen bestehen. Das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment möchte durch die Annihilation von Protonen und Antiprotonen Antworten auf einige der offenen Fragen finden und konzentriert sich auf folgende die Forschungsschwerpunkte: Charmonium Spektroskopie, Suche nach Zuständen mit gluonischen Freiheitsgraden, Spektroskopie doppelter Hyperkerne, Untersuchung von Charmzuständen in Kernen [KTB05].

### Die Charmonium Spektroskopie

Gebundene Zustände aus einem Quark und dem dazugehörigen Antiquark bezeichnet man als Quarkonium. Quark-Antiquark-Paare der drei leichtesten Quarks (uds) mischen aufgrund ihrer geringen Massen im Fall der pseudoskalaren Mesonen mit  $J^P = 0^-$  zu den Mesonen  $\pi, \eta$  und  $\eta'$ . Den schweren Quark-Antiquark-Paaren können gebundene Zustände jedoch eindeutig zugewiesen werden, die als Charmonium ( $c\bar{c}$ ), Bottomonium ( $b\bar{b}$ ) und Toponium ( $t\bar{t}$ ) bezeichnet werden. Das Toponium kann jedoch nicht direkt nachgewiesen werden, da es aufgrund seiner hohen Masse extrem kurzlebig ist.

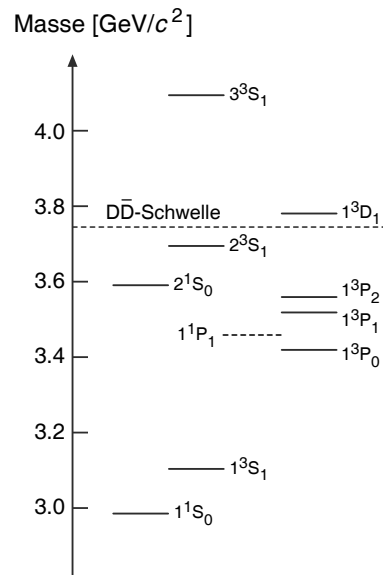
Die Erzeugung des Charmoniums durch die  $e^+e^-$ -Kollision erfolgt bei Schwerpunktsenergien von 3 – 4,5 GeV über folgende Reaktion [BP08]:

$$e^+e^- \longrightarrow \gamma^* \longrightarrow c\bar{c}$$

Durch Variation der Strahlenergie zeigen sich bei Betrachtung des Wirkungsquerschnittes Resonanzen, die verschiedenen Charmoniumzuständen zugeordnet werden können. Das Energieniveauschema des Charmoniums, das in Abb. 2.4 dargestellt ist, zeigt Ähnlichkeiten zu dem des Positroniums, allerdings sorgt hier nicht die elektromagnetische sondern die starke Wechselwirkung für den gebundenen Zustand. Da das Charmonium

bei  $e^+e^-$ -Kollisionen in erster Ordnung über ein virtuelles Photon erzeugt wird, ist die Charmoniumproduktion durch die Quantenzahlen des Photons beschränkt, so dass nur Charmoniumzustände mit  $J^{PC} = 1^{--}$  erzeugt werden können. 1974 wurde von zwei unabhängigen Gruppen der erste Charmoniumzustand mit dem Namen  $J/\Psi$  entdeckt. Wegen der Einschränkung der Quantenzahlen durch die obige Reaktion kann der Grundzustand des Charmoniums  $\eta_C$  mit den Quantenzahlen  $J^{PC} = 0^{-+}$  erst durch Prozesse höherer Ordnung erzeugt werden.

Die Charmoniumspektroskopie ermöglicht die Untersuchung des effektiven Wechselwirkungspotentials und der Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung. Bei der  $\overline{p}p$ -Annihilation können sämtliche Charmoniumzustände ohne Einschränkung der Quantenzahlen direkt erzeugt werden ( $\overline{p}p \rightarrow c\bar{c} \rightarrow \text{Endzustand}$ ) [Bet09]. Die Eigenschaften und Zerfälle der bereits entdeckten Zustände unterhalb der Schwelle der doppelten D-Meson Masse können mit  $\overline{\text{PANDA}}$  vervollständigt und präziser studiert werden. Oberhalb der doppelten D-Meson Masse sollen mit dem  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment die theoretisch vorhergesagten Zustände des Charmoniums überprüft und identifiziert werden [FAI05].

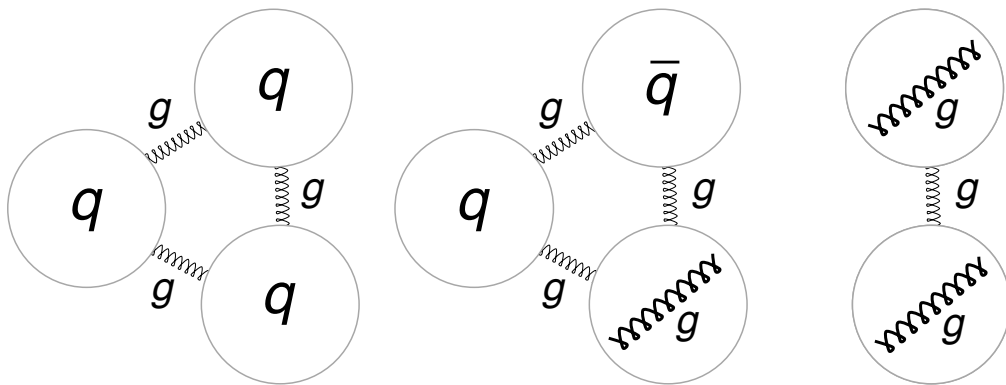


**Abbildung 2.4:** Das Energieniveauschema des Charmoniums. Die Zustände  $1^1S_0$  und  $1^3S_1$  entsprechen dem Grundzustand  $\eta_C$  mit  $J^{PC} = 0^{-+}$  und dem ersten angeregten Zustand  $J/\Psi$  mit  $J^{PC} = 1^{--}$  [BP08].

### Die Suche nach Zuständen mit gluonischen Freiheitsgraden

Die Quantenchromodynamik erlaubt neben den farbneutralen hadronischen Zuständen ( $qqq$ ,  $q\bar{q}$ ) auch andere farbneutrale Zustände, die man als exotische Hadronen bezeichnet, z.B. Hybride und Glueballs. Charakteristisch für exotische Hadronen sind Quantenzahlen, die nicht durch  $qqq$ - und  $q\bar{q}$ -Zustände erreicht werden können. Quark-Antiquark-Paare mit einem angeregten Gluon werden als Hybride bezeichnet und sind Mesonen mit einem zusätzlichen angeregten gluonischen Freiheitsgrad und höherer Masse. Farbneutrale Zustände aus Gluonen, Glueballs, sind ebenfalls laut QCD möglich. Sie enthalten keine Quarks und zerfallen nur über die starke Wechselwirkung. In Abb. 2.5 ist eine anschauliche Vorstellung eines Baryons, Hybrides und Glueballs abgebildet.

Beim Crystal-Barrel-Experiment am Antiprotonenring LEAR am CERN wurden erste Evidenzen, die auf den Grundzustand des Glueballs hinweisen, bereits beobachtet [oC09]. Das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment möchte an die bisherigen Untersuchungen anknüpfen, indem Zustände höherer Massenbereiche erzeugt und untersucht werden. Die  $\bar{p}p$ -Annihilation ist ein gluonenreicher Prozess und eignet sich hervorragend für die Suche nach Zuständen mit gluonischen Freiheitsgraden [FAI05].



**Abbildung 2.5:** Vereinfachte Darstellung von Baryon ( $qqq$ ), Hybrid ( $q\bar{q}g$ ) und Glueball ( $ggg$ ).



## Die Spektroskopie doppelter Hyperkerne

Als Hyperkern bezeichnet man Kerne, bei denen ein Nukleon durch ein Hyperon ersetzt wird. Hyperonen sind Baryonen, die mindestens ein strange-Quark enthalten. Bei  $\overline{\text{PANDA}}$  wird durch die Erzeugung von Doppelhyperkernen die Nukleon-Hyperon- sowie Hyperon-Hyperon-Wechselwirkung untersucht. Durch den Beschuss eines Kohlenstoff( $^{12}\text{C}$ )-Targets mit einem Antiprotonenstrahl<sup>4</sup> werden Hyperonpaare erzeugt ( $\overline{\text{p}}\text{p} \rightarrow \Xi^- \Xi^+, \overline{\text{p}}\text{n} \rightarrow \Xi^- \Xi^0$ ). Das  $\Xi^-$ -Teilchen wird durch die Wechselwirkung mit einem zweiten Target ( $^9\text{Be}$ ,  $^{10,11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ) gestoppt und erzeugt durch Konversion im Kern zwei  $\Lambda$ -Teilchen ( $\Xi^- \text{p} \rightarrow \Lambda\Lambda$ ). Durch die Zerfallsprodukte des assoziierten  $\Xi^+$  bzw.  $\Xi^0$ -Teilchen kann die Hyperonproduktion identifiziert und nachgewiesen werden. Zur Detektion der emittierten  $\gamma$ -Strahlen der angeregten doppelten Hyperkerne werden Germaniumdetektoren eingesetzt [oC09].

## Die Untersuchung von Charmzuständen in Kernen

Eine grundlegende Symmetrie der Quantenchromodynamik ist die chirale Symmetrie. Die chirale Symmetrie bzw. rechts-/linkshändige-Symmetrie der starken Wechselwirkung ist in hadronischer Materie spontan gebrochen. Man unterscheidet rechtshändige und linkshändige Hadronen mit einer Masse, die um mehrere Größenordnungen höher ist als die Massen ihrer Quarkinhalte. Eine Wiederherstellung der chiralen Symmetrie ist teilweise möglich, wenn sich Hadronen im Kernmedium befinden. Vergleicht man die Massen von freien Hadronen mit Hadronen im Kernmedium, zeigen sich Massenverschiebungen [Pha02].

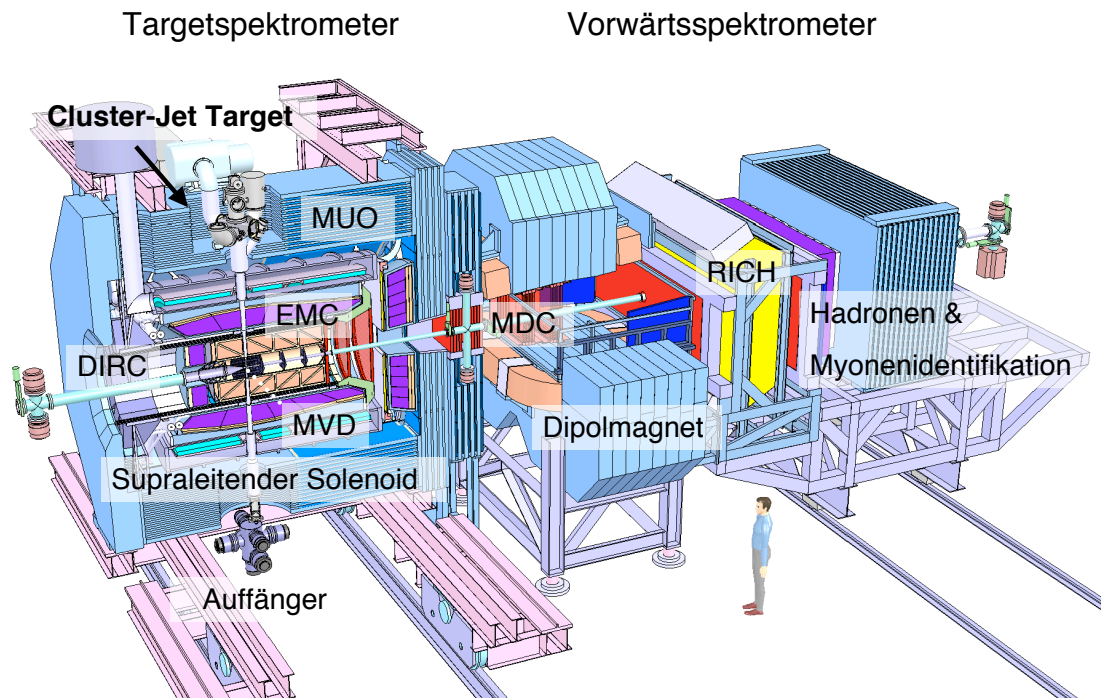
Bisher wurde dieser Effekt nur bei Mesonen untersucht, die aus den drei leichtesten Quarks u, d und s bestehen [Küh05]. Das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment wird die Untersuchung von Charm-Mesonen im Kernmedium ermöglichen. Für die beiden niedrigsten Charmoniumzustände  $\eta_C$  und  $J/\Psi$  (vgl. Abb. 2.4) werden nur geringe Massenverschiebungen erwartet, wohingegen für Zustände, die über der Schwelle der doppelten D-Meson Masse

---

<sup>4</sup>Strahlimpuls bei 3 GeV/c [Mes07]

liegen, eine Verschiebung von bis zu  $140 \text{ MeV}/c^2$  voraussagt wird. Einen ähnlich starken Effekt erwartet man auch bei den D-Mesonen, die jeweils aus der Kombination von einem charm-Quark und einem der drei leichtesten Quarks bestehen [FAI05].

### 2.2.2 Der $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor



**Abbildung 2.6:** Der  $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor besitzt etwa eine Länge von 13 m und eine Höhe von 6,5 m. Außerhalb des Detektors befindet sich das Cluster-Jet Target, eines der beiden Targets, die für das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment vorgesehen sind. Target- und Vorwärtsspektrometer enthalten folgende wichtige Bestandteile:

**DIRC** (*Detector for Internally Reflected Cherenkov Light*) zur Identifikation geladener Teilchen, **EMC** (*ElectroMagnetic Calorimeter*) für die Detektion von Photonen aus Zerfällen neutraler Teilchen und Elektronen, **MDC** (*Mini-Drift Chamber*) zur Spurrekonstruktion geladener Sekundärteilchen, **MUO** (*MUOn Detector*) zur Myonenidentifikation, **MVD** (*Micro-Vertex-Detector*) für die Identifizierung von Nebenvertices und zur Rekonstruktion von Zerfällen extrem kurzlebiger Teilchen, **RICH** (*Ring Imaging CHerenkov*) zur Identifikation geladener Teilchen [pC09].

Der Nachweis der durch Annihilation entstandenen Teilchen wird mit dem  $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor [oC05] erfolgen, der in Abb. 2.6 gezeigt ist. Dieser setzt sich aus zwei Spektrometern zusammen, dem Target- und dem Vorwärtsspektrometer. Das Targetspektrometer umgibt den Wechselwirkungspunkt von Antiprotonenstrahl und Target. Die Detektion der Teilchen, die unter einem vertikalen Winkel von bis zu  $5^\circ$  und einem horizontalen Winkel von bis zu  $10^\circ$  vom Wechselwirkungspunkt emittiert werden, erfolgt im Vorwärtsspektrometer. Beide Spektrometer sind zwiebelartig aufgebaut und bestehen aus unterschiedlichen Detektorlagen zum Nachweis verschiedenster Teilchensorten und zur Rekonstruktion von Teilchenspuren. Bei dem  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment handelt es sich um ein internes Experiment, d.h. der Detektor sowie das Target befinden sich innerhalb des Speicherrings. Damit der Detektor einen Raumwinkel von  $4\pi$  vollständig abdecken kann, muss sich die Targetquelle außerhalb des Detektors befinden. In Abb. 2.6 ist die Position eines Cluster-Jet Targets eingezeichnet. Das Cluster-Jet Target ist neben dem Pelletttarget eines der vorhergesehenen Targets für  $\overline{\text{PANDA}}$  und wird am Ende des folgenden Abschnitts vorgestellt. Zunächst werden die Anforderungen interner Targets und besonders die Herausforderungen interner Targets für das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment diskutiert.

### 2.2.3 Interne Targets für die Antiproton-Proton Annihilation beim $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment

Interne Targets werden innerhalb eines Speicherrings eingesetzt. Bei der Wechselwirkung eines Beschleunigerstrahls mit einem internen Target interagiert nur ein geringer Bruchteil des Beschleunigerstrahls mit dem Target. Der Teil, der nicht mit dem Target wechselwirkt, steht für den nächsten Umlauf zur Verfügung. Typischerweise ist es im Experimentbetrieb möglich, den Beschleunigerstrahl zwischen 10 bis 30 min im Speicherring umlaufen zu lassen. Die Impulsverschmierung des Beschleunigerstrahls, die beim Durchlaufen des Targets zunimmt, kann durch verschiedene Kühlmechanismen kompensiert werden. Im HESR werden hierfür die stochastische und die Elektronenkühlung eingesetzt.

Die Herausforderung, die sich bei dem Einsatz interner Targets ergibt, liegt bei der Wahl der geeigneten Targetdichte. Es muss ein Kompromiss zwischen hoher Ereignisrate und einem geringfügigen Einfluss des Targets auf den Beschleunigerstrahl gefunden werden. Eine zu hohe Dichte könnte den Beschleunigerstrahl so stark beeinflussen, dass selbst die Kühlung die auftretende Impulsverschmierung nicht mehr ausgleichen kann. Typische Dichten interner Targets liegen im Bereich von  $10^{12} - 10^{18} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ .

Eine wichtige Größe zur Planung und Durchführung eines Experiments ist die Luminosität  $\mathcal{L}$ , die den Zusammenhang zwischen der gewünschten Ereignisrate und der dafür notwendigen Targetdichte beschreibt. Für Experimente mit internen Targets ergibt sich die Luminosität aus der Zahl der Strahlteilchen, die auf das Target treffen  $\dot{N}_{P,int}$  und der Zahl der Targetteilchen pro Flächeneinheit  $\frac{N_T}{A}$  (vollständiger Strahl-Target-Überlapp):

$$\mathcal{L}_{int} = \dot{N}_{P,int} \cdot \frac{N_T}{A}. \quad (2.1)$$

Die Anzahl der Strahlteilchen  $\dot{N}_{P,int}$ , die mit dem Target wechselwirken, ist gegeben durch die Zahl der umlaufenden Strahlteilchen  $N$  und die Umlauffrequenz  $f$ :

$$\dot{N}_{P,int} = N \cdot f. \quad (2.2)$$

Setzt man Gl. 2.2 in Gl. 2.1 ein, ergibt sich die Luminosität interner Experimente zu

$$\mathcal{L}_{int} = N \cdot f \cdot \frac{N_T}{A}. \quad (2.3)$$

Die Flächendichte des Targets ist  $\frac{N_T}{A} = \rho_T$  und somit kann man Gl. 2.3 wie folgt schreiben

$$\mathcal{L}_{int} = N \cdot f \cdot \rho_T. \quad (2.4)$$

Die Ereignisrate in einem Detektor  $\dot{N}_D$  mit der Detektoreffizienz  $\varepsilon = 1$  und vollständiger geometrischer Akzeptanz ist gegeben durch das Produkt der Luminosität  $\mathcal{L}$  und des Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  der zu untersuchenden Reaktion:

$$\dot{N}_D = \mathcal{L} \cdot \sigma. \quad (2.5)$$

$$\Leftrightarrow \mathcal{L} = \frac{\dot{N}_D}{\sigma}. \quad (2.6)$$

Bei gegebener maximaler Ereignisrate und bekanntem Wirkungsquerschnitt lässt sich eine Abschätzung nach Gleichung 2.6 für die Luminosität für das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment am HESR machen. Die maximale Ereignisrate entspricht im Idealfall der Antiprotonproduktionsrate von  $2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ . Mit einem Wirkungsquerschnitt von etwa 100 mb [A<sup>+</sup>08] (vgl. Abb. A.1) liegt das Ergebnis der Luminosität maximal im Bereich von  $\mathcal{L}_{\text{max}} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Die Dichte des Targets lässt sich durch Umformen von Gleichung 2.4 berechnen. Im HESR können maximal  $N_S = 10^{11}$  Antiprotonen mit einer Umlauffrequenz von  $f = 443 \text{ kHz}$  gespeichert werden. Mit dem Ergebnis der maximalen Luminosität ergibt sich für das Target eine benötigte Flächendichte von  $4 \cdot 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ .

Neben einer so hohen Targetdichte, ist eine weitere Herausforderung beim  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment, dass sich die Targetquelle außerhalb des Detektors befinden muss, damit der gesamte Raumwinkel vollständig durch den Detektor abgedeckt werden kann. Die Dichte des Targets soll am Wechselwirkungspunkt die erforderliche Flächendichte von bis zu  $4 \cdot 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$  liefern, d.h. in einer Entfernung von 2,1 m von der Targetquelle. Um präzise Spurrekonstruktionen zu gewährleisten, muss die räumliche Ausdehnung trotz der großen Distanz sehr klein gehalten werden. Auch das Vakuum am Wechselwirkungspunkt darf nicht zu stark durch das Target beeinflusst werden, da sonst vermehrt Reaktionen auftreten können, die nicht am gewünschten Wechselwirkungspunkt stattfinden und zum Untergrund beitragen. Zudem könnte dies zu signifikanten Antiprotonenstrahlverlusten führen. Da ein einzelnes Target nicht sämtliche Anforderungen allein erfüllen kann, werden am  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment zwei verschiedene Targets zum Einsatz kommen: das Cluster-Jet Target und das Pelletttarget. Beide Targets, die im Folgenden kurz vorgestellt werden, können sowohl mit Wasserstoff als auch mit Deuterium als Protonen- bzw. Deuteronenlieferant betrieben werden. Eine ausführliche Beschreibung des Cluster-Jet Targets erfolgt anschließend in Kapitel 3.

### Das Cluster-Jet Target und das Pellettargget

Die Hauptbestandteile des Cluster-Jet Targets sind die Clusterquelle, die Streukammer und der Auffänger. In der Clusterquelle wird beim Münsteraner Typ das Wasserstoffgas bei einer einstellbaren Temperatur zwischen 20 und 50 K mit einem variablen Druck zwischen 7 und 18 bar durch eine Lavalldüse gepresst. Temperatur, Druck und Bauform der Düse sind verantwortlich für die Bildung des Clusterstrahls. Da sich jedoch nur ein kleiner Teil des Gases zu Clustern ausbildet, werden Clusterstrahl und Restgas durch eine kegelförmige Blende, den Skimmer, getrennt. Durch eine zweite ähnliche Blende, den Kollimator, wird die endgültige Größe und Form des Clusterstrahls in der Streukammer definiert. Die Breite des Clusterstrahls in der Streukammer liegt typischerweise zwischen 10 und 15 mm. Die Cluster, die nicht mit dem Beschleunigerstrahl interagiert haben, gelangen anschließend in den Auffänger, wo sie aufbrechen und abgesaugt werden. Dadurch werden Rückreflektionen in die Streukammer vermindert und eine Beeinflussung des Drucks am späteren Wechselwirkungspunkt minimiert. Cluster-Jet Targets wurden bereits erfolgreich in zahlreichen Experimenten eingesetzt, wie z.B. bei COSY-11 und ANKE am COSY-Beschleuniger in Jülich. Dort lag die Dichte des Targets im Bereich von  $5 \cdot 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$  bei einem Abstand zwischen der Targetquelle und dem Wechselwirkungspunkt von  $r = 0,65 \text{ m}$ . Da die Flächendichte mit  $1/r^2$  abfällt und sich beim  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment die Distanz verdreifacht, muss die Flächendichte um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden. Um diese Herausforderungen anzugehen und zu lösen, wurde an der Westfälischen-Wilhelms-Universität Münster ein funktions- und einsatzfähiger Prototyp des Cluster-Jet Targets für das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment aufgebaut. Neben dem Targetaufbau wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit Messungen zur Untersuchung der Clusterstrahlen durchgeführt. Zum einen, um die aktuelle Dichte des Clusterstrahls zu bestimmen und zum anderen zur Optimierung des Targetaufbaus.

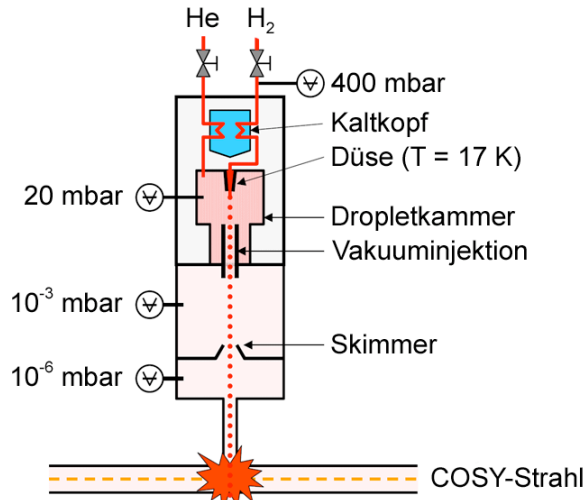
Das weltweit einzige Pellettargget, das in einem Beschleunigerring eingesetzt wird, ist das schwedische WASA<sup>5</sup>-at-COSY-Pellettargget am COSY-Beschleuniger, welches seit der Installation am COSY von unserer Arbeitsgruppe in Münster betrieben wird.

---

<sup>5</sup>Wide Angle Shower Apparatus

Die drei Hauptkomponenten des Pellettargets sind Pelletgenerator, Streukammer und Auffänger. Im Pelletgenerator, der in Abb. 2.7 skizziert ist, wird Wasserstoffgas durch einen Kaltkopf auf etwa 17 K heruntergekühlt. Der verflüssigte Wasserstoff wird durch eine Düse in eine Droplettkammer eingeleitet. Die Düse wird durch einen Piezokristall in vertikale Schwingungen versetzt, so dass sich durch die Schwingung feinste Mikrotröpfchen (Droplets) lösen. Über eine Kapillare gelangen die Droplets von der Droplettkammer in die Skimmerkammer, in der ein geringerer Druck herrscht als in der Droplettkammer, so dass diese zu Pellets ausfrieren. Der Druckunterschied zwischen Droplet- und Skimmerkammer definiert nicht nur die Geschwindigkeit der Droplets bzw. Pellets, sondern führt auch zu Turbulenzen, so dass sich der Pelletstrahl aufweitet. Ein Skimmer extrahiert den Teil des Pelletstrahls, der mit dem Beschleunigerstrahl in der Streukammer wechselwirken soll. In der Streukammer liegt ein Pelletstrahldurchmesser von etwa 2 – 4 mm [A<sup>+</sup>04] vor und der Durchmesser der einzelnen Pellets beträgt 20 – 30  $\mu\text{m}$  [Ber09], die einen mittleren Abstand von ungefähr 5 mm [Ber09] besitzen. Um Untergrundreaktionen zu vermeiden, werden Pellets, die nicht mit dem Beschleunigerstrahl interagiert haben, innerhalb eines Auffängers abgelenkt, so dass sie verdampfen und schließlich abgesaugt werden. Die Dichte des Pelletstrahls liegt im Bereich von mehreren  $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$  [A<sup>+</sup>04]. Das Pellettargget für das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment wird zur Zeit von der Moskau-Jülich-Pellettargget Gruppe geplant und entworfen.

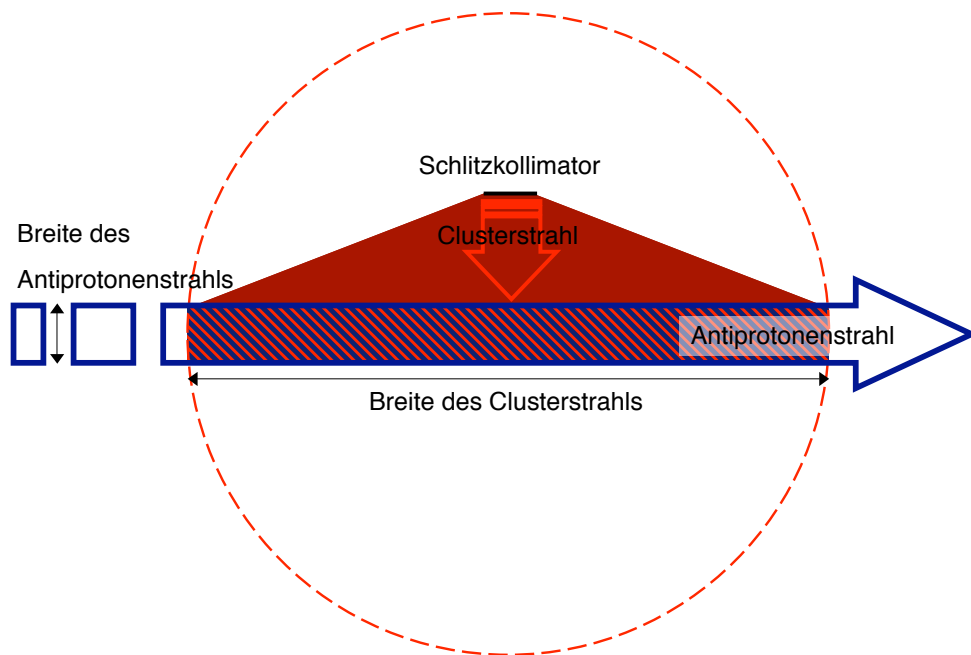
Beide Targets können mit Wasserstoff- oder Deuteriumgas betrieben werden und garantieren eine hohe Reinheit des Targets. Das Pellettargget besitzt am Wechselwirkungspunkt eine hohe Dichte, bietet im Gegensatz zum Cluster-Jet Target jedoch nur die Möglichkeit, die Dichte zu variieren, indem weniger Pellets zum Wechselwirkungspunkt geleitet werden. Mit dem Cluster-Jet Target kann die Dichte durch Änderung des Düsendrucks bzw. der Düsentemperatur über mehrere Größenordnungen verändert werden (vgl. Kapitel 5.5). Dadurch eignet sich das Cluster-Jet Target hervorragend für die Inbetriebnahme des  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments und wird als erstes Target eingesetzt. Ein weiterer großer Vorteil des Cluster-Jet Targets ist die homogene Zeitstruktur (vgl. Abb. 5.10 aus Kapitel 5.3).



**Abbildung 2.7:** Skizze des WASA-Pelletgenerators. Die mit Helium gefüllte Dropletkammer verhindert das Zufrieren der Düse [Ber09].

Die Cluster sind im Targetstrahlvolumen homogen verteilt, wohingegen im Pelletstrahl einzelne Pellets vorliegen, deren Abstände stochastisch verteilt sind, was zu einer zeitlichen Struktur der Targetdichte und damit zu einer stark und schnell schwankenden Luminosität führt. Aufgrund der Zeitstruktur des Pellettargets muss zudem der Antiprotonenstrahl des  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments aufgeweitet werden, damit sich mindestens ein Pellet immer im Strahlengang befindet. Der Clusterstrahl ermöglicht durch seine zeitliche Homogenität eine gleichmäßige Dichte und eine zeitlich konstante Luminosität. Zudem kann der Antiprotonenstrahl für das Cluster-Jet Target beispielsweise bis auf  $100\text{ }\mu\text{m}$  verkleinert werden, so dass der Wechselwirkungsbereich eine Breite von maximal  $100\text{ }\mu\text{m}$  und eine Länge von 10 bis 15 mm hat. Geplant ist dafür der Einsatz eines Kollimators in der Clusterquelle mit einer schlitzförmigen Öffnung. Durch den Schlitzkollimator können die Bereiche des Clusterstrahls weggeschnitten werden, die nicht mit dem Antiprotonenstrahl wechselwirken, wie in Abb. 2.8 vereinfacht dargestellt ist. Zudem verringert sich durch die Verkleinerung des Clusterstrahls der Untergrund in der Streukammer und damit die Anzahl der Untergrundreaktionen am  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment. Bevor auf die Untersuchung des Clusterstrahls und die dabei erzielten Ergebnisse näher eingegangen wird, folgt im nächsten Kapitel zunächst eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus des Cluster-Jet Targets für das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment.





**Abbildung 2.8:** Vereinfachte Darstellung des Wechselwirkungsbereichs von Antiprotonen- und Clusterstrahl (schraffierter Bereich). Ersetzt man den bisherigen Kollimator mit kreisförmiger Öffnung durch einen Schlitzkollimator, fällt der gesamte weiß gekennzeichnete Bereich innerhalb des eingezeichneten Kreises weg, ohne den Wechselwirkungsbereich zu verändern. Durch die Reduktion des Clusterstrahls sinkt der Druck in der Streukammer und dadurch kann die Anzahl der Untergrundreaktionen am  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment vermindert werden.

# **3 Das Münsteraner Cluster-Jet Target**

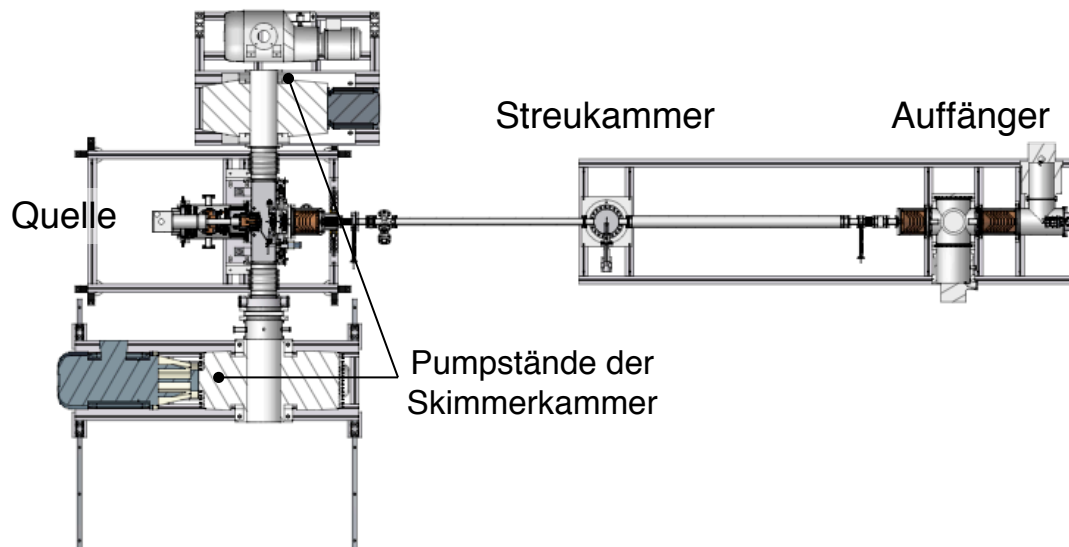
## **MCT2, ein Prototyp für das**

### **$\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment**

Das Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2 wurde im Jahr 2008 aufgebaut und bereits am Ende des gleichen Jahres in Betrieb genommen. Parallel zum Aufbau des Targets war das Münsteraner Cluster-Jet Target MCT1 in Betrieb. Nachdem am MCT1 die Untersuchungen zum Aufbau und zur Clusterproduktion [Rau04], zur Geschwindigkeit und Teilchendichte [Ott07] sowie die Massenspektroskopie der Cluster [Gen08] abgeschlossen waren, konnte der Aufbau des MCT2 vollendet werden. In diesem Kapitel werden die einzelnen Komponenten des Münsteraner Cluster-Jet Targets MCT2 vorgestellt und der Prozess der Clusterbildung beschrieben. Außerdem werden die beiden Targets MCT1 und MCT2 gegenübergestellt, die Unterschiede bzw. Verbesserungen kurz dargelegt und anschließend das Vakuumsystem des MCT2 näher beschrieben.

#### **3.1 Der Aufbau des Münsteraner Cluster-Jet Targets MCT2**

Das Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2 besteht aus den drei Hauptkomponenten Clusterquelle, Streukammer und Auffänger, die in Abb. 3.1 dargestellt sind. Bis auf den Auffänger wurden sämtliche Elemente von H.-W. Ortjohann und A. Täschner entworfen und konstruiert. Der Auffänger des Targets stammt von dem Münsteraner Cluster-Jet Target des bereits abgeschlossenen Experiments COSY-11.



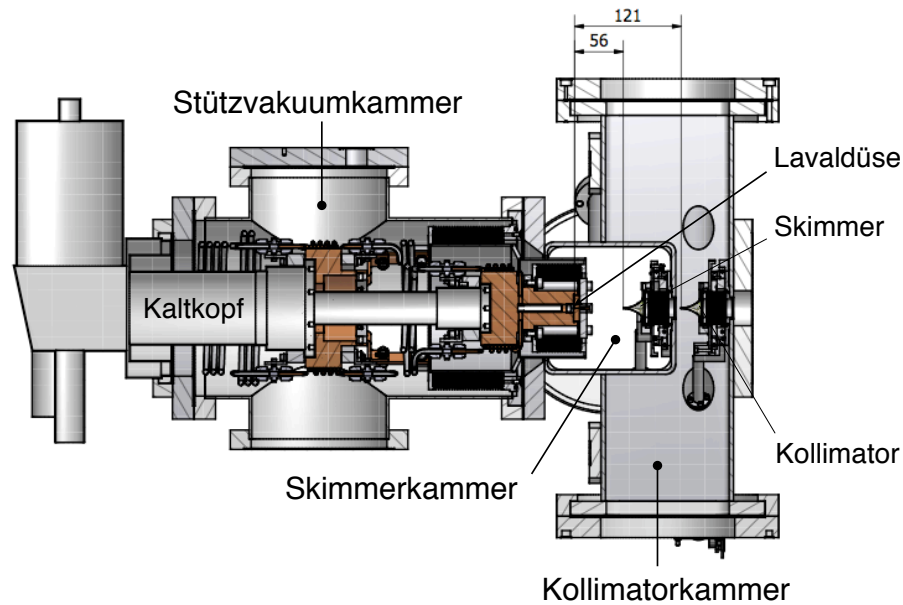
**Abbildung 3.1:** Querschnittszeichnung des Münsteraner Cluster-Jet Targets MCT2 mit Ansicht von oben. Links ist die Targetquelle mit den beiden Pumpständen der Skimmerkammer abgebildet. Der Clusterstrahl gelangt von der Quelle über ein Strahlrohr in die Streukammer (mitte) und anschließend in den Auffänger (rechts). Die Gesamtlänge beträgt etwa 5,5 m.

### 3.1.1 Die Clusterquelle

Die Clusterquelle, dargestellt in Abb. 3.2, bildet das Herzstück des gesamten Targets und ist in drei Kammern unterteilt: Stützvakuum-, Skimmer- und Kollimatorkammer. Bevor jedoch der Clusterstrahl erzeugt, extrahiert und geformt werden kann, muss das Wasserstoffgas gereinigt und auf tiefe Temperaturen von etwa 24 K herunter gekühlt werden.

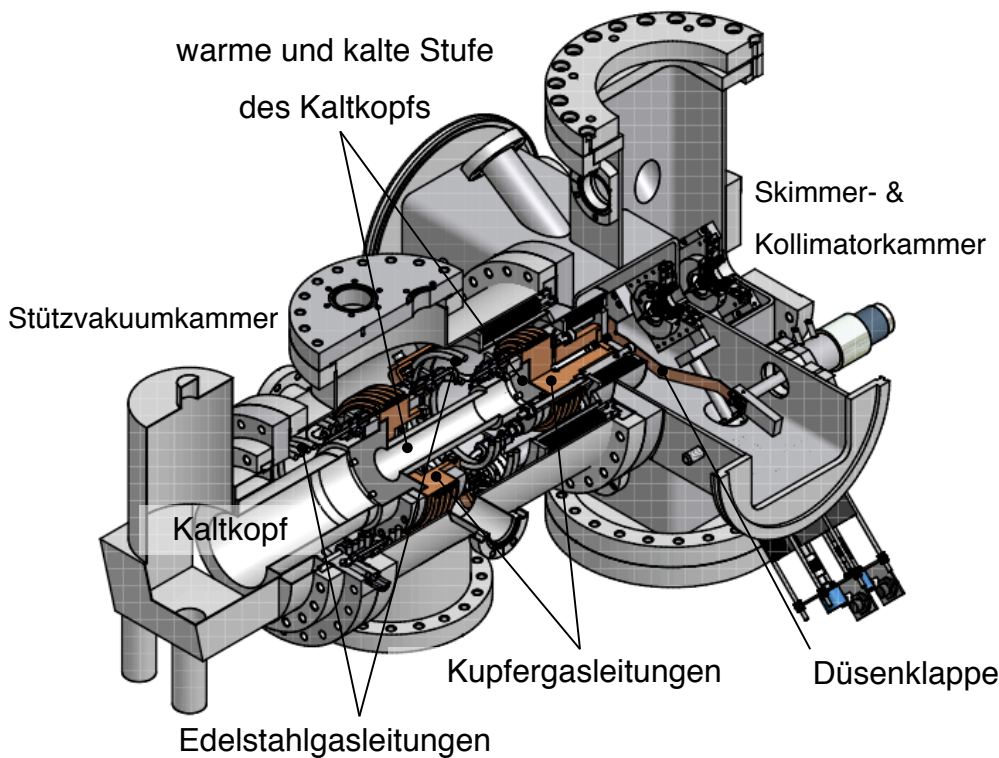
### Das Gassystem und die Gaskühlung

Obwohl das zur Clusterproduktion verwendete Wasserstoffgas eine Reinheit von 99,999 % besitzt, wird das Gas zusätzlich von einem Wasserstoffreiniger der Firma Johnson Matthey gereinigt. Der Reiniger besitzt eine Palladiummembran, die auf bis zu 300 °C aufgeheizt wird.



**Abbildung 3.2:** Seitenansicht der Clusterquelle mit Stützvakuump-, Skimmer-, und Kollimatorkammer. Der Abstand zwischen Lavalldüse und Skimmer bzw. Kollimator beträgt 5,6 bzw. 12,1 cm.

Wasserstoff kommt unter Normalbedingungen als molekularer Wasserstoff  $H_2$  vor, wird aber durch das Palladium bei hohen Temperaturen gespalten, so dass ausschließlich die entstehenden Wasserstoffatome durch die Membran diffundieren. Mögliche Verunreinigungen werden von der Membran zurückgehalten, so dass das Zufrieren der für die Clusterproduktion verantwortlichen Düse, die im engsten Bereich einen Durchmesser im Mikrometerbereich besitzt, vermieden werden kann. Über zwei verschiedene Regler der Firma Brooks Instruments können Durchfluss (max. 10 l/min) und Druck (max. 24 bar) gemessen und eingestellt werden. Zur Kühlung des Gases wird ein Kaltkopf in Verbindung mit einem Kompressor der Firma Leybold eingesetzt. Die Kühlung erfolgt durch einen geschlossenen Heliumkreislauf, indem das Heliumgas im Kompressor verdichtet und anschließend im Kaltkopf entspannt wird. Der Kaltkopf 10MD besteht aus zwei Stufen, die als warme und kalte Stufe bezeichnet werden. An der warmen Stufe liefert der Kaltkopf bei einer Temperatur von 80 K eine Leistung von 110 W und die kalte Stufe liefert eine Leistung von 18 W bei 20 K. Die tiefsten Temperaturen der beiden Stufen liegen bei 28 bzw. 8 K.



**Abbildung 3.3:** Querschnittszeichnung der Clusterquelle. In der Stützvakuummkammer befinden sich die Gasleitungen, die um die beiden Stufen des Kaltkopfes geführt werden. Die rotbraun dargestellten Elemente bestehen aus Kupfer und die grau gekennzeichneten Komponenten aus Edelstahl.

Die Kaltkopfmotorgeschwindigkeit ist variabel und liegt im Bereich von 20 bis 160 Umdrehungen pro Minute, um die Leistung variieren zu können. Das Wasserstoffgas wird durch Gasleitungen mehrfach um den Kaltkopf geführt und kann somit herunter gekühlt werden. Ein Querschnitt des Kaltkopfes mit den Gasleitungen ist in Abb. 3.3 dargestellt. Damit wenig Verluste bei der Übertragung der Kühlleistung auf das Gas auftreten, werden Gasleitungen aus Edelstahl und Kupfer eingesetzt. Da Edelstahl im Vergleich zu Kupfer eine kleinere Wärmeleitfähigkeit<sup>1</sup> besitzt, werden bis zur ersten Stufe des Kaltkopfes und zur Verbindung beider Stufen Edelstahlleitungen verwendet. Die Gasleitungen, die direkt um die Stufen gewickelt sind, bestehen aus Kupfer, damit ein optimaler Wärmetransfer gewährleistet wird. Am Ende der zweiten Stufe befindet sich ein Kupferblock, in welchem die Lavaldüse eingebettet ist. Kupferblock und Düse werden

<sup>1</sup>Die Wärmeleitfähigkeiten von Edelstahl und Kupfer liegen bei  $15 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$  und  $399 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$  (bei  $20^\circ\text{C}$ ) [Kuc04]

durch einen Indiumring<sup>2</sup> abgedichtet und ebenfalls durch den Kaltkopf gekühlt. Um grobe Verunreinigungen zurückzuhalten, die beim Einbau bzw. Umbau in die Gasleitung gelangen könnten, befindet sich vor der Düse ein Sinterfilter<sup>3</sup> mit einer Porengröße von ca. 20  $\mu\text{m}$ , um einem Verschluss der Düsenöffnung vorzubeugen. Die Gastemperatur wird durch eine Temperaturodiode im Kupferblock gemessen. Zum Vergleich wurde die Temperatur des Gases durch eine zweite Temperaturodiode bestimmt, die sich direkt in der Gasströmung vor der Düse befand. Beide Temperaturmessungen lieferten identische Ergebnisse.

Bei der Clusterproduktion wird der Kaltkopf immer bei konstanter Kühlleistung betrieben. Die Temperaturstabilisierung übernimmt ein Temperaturregler (Model 331) der Firma Lakeshore, der mit einer Heizpatrone (max. 25 W) gekoppelt ist. Um den statischen Druck an der Düse messen zu können, führt eine zweite Leitung vom Gassystem zu einem Baratron<sup>4</sup>. Der gesamte Kaltkopf befindet sich in einer separaten Vakuumkammer, der Stützvakuumkammer, damit der Wärmetransport von Außen so gering wie möglich gehalten wird. Das gereinigte und heruntergekühlte Gas besitzt alle Voraussetzungen, um in der Lavalldüse zu Wasserstoffclustern zu kondensieren. Bevor der Prozess der Clusterproduktion näher beschrieben wird, folgt erst eine Beschreibung der Lavalldüse sowie eine Abschätzung der Strömungsgeschwindigkeiten durch die Düse.

#### **Clusterproduktion in der Lavalldüse**

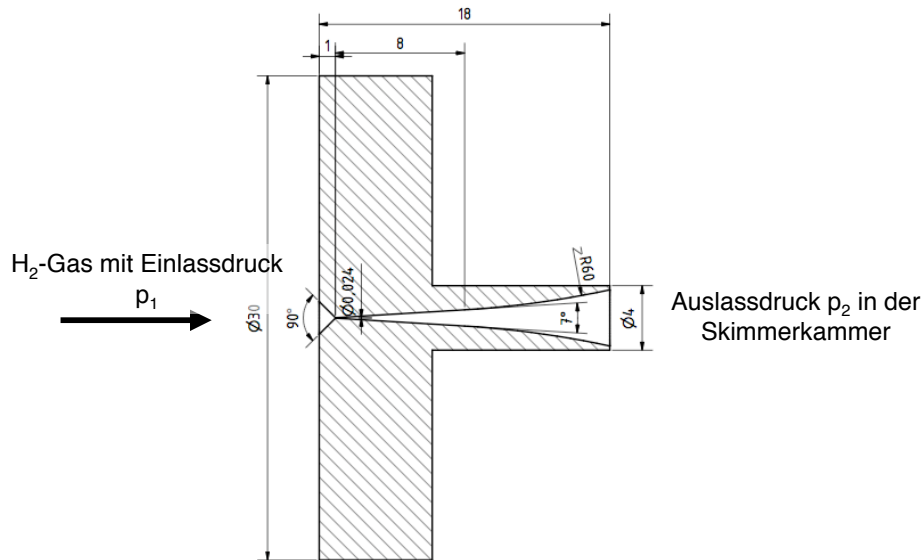
Der Strömungskanal der Lavalldüse besitzt eine besondere Form (s. Abb. 3.4) und lässt sich in eine Einlauf- und Auslaufzone unterteilen. Strömt Gas durch die Lavalldüse, bewegt es sich zunächst durch die Einlaufzone: dem konvergenten und kurzen Teil der Düse. Der Querschnitt nimmt kontinuierlich ab und konvergiert bis zur engsten Stelle der Lavalldüse.

---

<sup>2</sup>Außendurchmesser: 18 mm, Innendurchmesser: 10 mm

<sup>3</sup>Flüssigkeits- bzw. Gasfilter, bei dem unregelmäßige Pulverteilchen in einem Pressvorgang vorgepresst und anschließend gesintert, d.h. unter Wärmebehandlung verdichtet und ausgehärtet werden.

<sup>4</sup>Kapazitätsvakuummeter, bei der eine Membran und Elektroden einen Kondensator bilden. Verändert sich der Druck, ändert sich der Abstand der Membran zu den Elektroden und somit die Kapazität. Die Kapazitätsänderung bildet das Maß für die Druckänderung und wird häufig in Druckbereichen eingesetzt, die größer als  $10^3$  mbar sind.



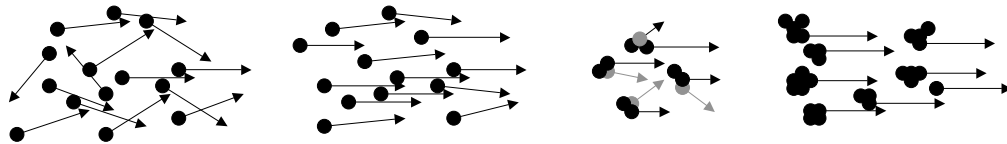
**Abbildung 3.4:** Querschnittszeichnung der Lavaldüse. Wasserstoffgas strömt zunächst durch die Einlaufzone der Lavaldüse (links) und gelangt über den engsten Querschnitt in die Auslaufzone (rechts). An der Ein- und Auslaufzone liegt jeweils ein Ein- und Auslassdruck vor, der die Strömungsgeschwindigkeit des Gases bestimmt.

Ebenso muss bei der Auslaufzone, dem divergenten Bereich, Länge und Öffnungswinkel so gewählt werden, dass geringe Reibungsverluste auftreten und ein Abriss der Strömung verhindert wird. Bis zur engsten Stelle nimmt die Strömungsgeschwindigkeit zu, dabei sinken Druck und Temperatur. Für den Fall, dass der Auslassdruck  $p_2$  unwesentlich unter dem Einlassdruck  $p_1$  liegt, ist die Strömungsgeschwindigkeit im Unterschallbereich. Ist der Auslassdruck  $p_2$  viel kleiner als der Druck an der engsten Stelle, erreicht die Strömung an der engsten Stelle Schallgeschwindigkeit [Wut06].

Im Falle des MCT2 liegt bei einem Einlassdruck von  $p_1 = 17 \text{ bar}$  ein maximaler Auslassdruck von  $p_2 = 1 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$  vor, da an der Skimmerkammer ein genügend hohes Saugvermögen anliegt. Somit erreicht das Wasserstoffgas an der engsten Stelle Schallgeschwindigkeit und wird im weiteren Verlauf durch die Düse weiter beschleunigt. Zur Zeit wird eine Lavaldüse mit einem Durchmesser an der engsten Stelle von  $28 \mu\text{m}$  eingesetzt.

Die Clusterproduktion erfolgt räumlich betrachtet kurz nach dem engsten Querschnitt

der Düse, durch den Effekt der adiabatischen Expansion. Dabei sinkt die innere Energie und damit die Temperatur der Wasserstoffmoleküle, so dass die Geschwindigkeitsverteilung eingeengt wird und sämtliche Moleküle anschließend annähernd die gleiche Geschwindigkeit aufweisen. Durch die sehr niedrige Relativgeschwindigkeit können zwei Wasserstoffmoleküle miteinander wechselwirken, wobei die Energie durch einen dritten Stoßpartner abgeführt werden muss [Dem04a]. An diesem Kondensationskeim können sich weitere Moleküle anlagern. Die vier Stufen dieses Prozesses werden in Abb. 3.5 vereinfacht dargestellt. Je höher der Gasdruck, desto mehr Stöße finden statt und desto größer werden die Cluster. Für den Zusammenhalt der einzelnen Wasserstoffmoleküle in einem Cluster ist die Van-der-Waals-Kraft verantwortlich.



**Abbildung 3.5:** Die erste Darstellung zeigt die Geschwindigkeitsverteilung der Gas-moleküle vor dem Eintritt in die Lavaldüse. Am engsten Querschnitt der Düse findet eine Einengung der Geschwindigkeitsverteilung statt. Durch Drei-Körper-Stöße bilden sich Kondensationskeime, die zu Clustern kondensieren können.

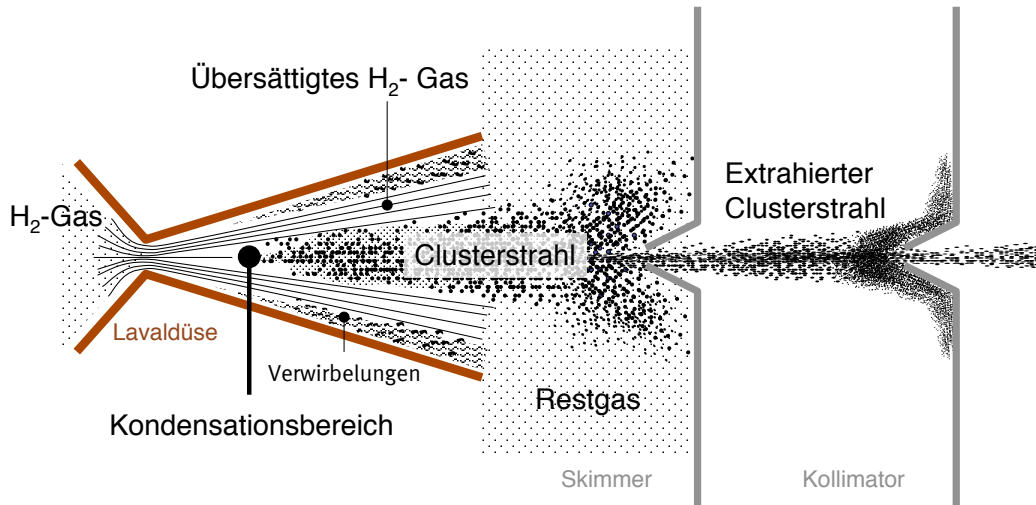
Bei der Clusterproduktion in der Lavaldüse kondensiert nur ein kleiner Teil des Gases zu Clustern. Um für das Streuexperiment einen wohldefinierten Clusterstrahl zu erzeugen, muss dieser vom Restgas separiert werden. Der Clusterbildungsprozess und die Trennung des Strahls vom Restgas durch den Skimmer sind vereinfacht in Abb. 3.6 dargestellt.

### Die Extraktion und Formgebung des Clusterstrahls

Die Trennung von Clusterstrahl und Restgas erfolgt durch den Einsatz einer kegelförmigen Blende, dem sogenannten Skimmer, der in Abb. 3.7 abgebildet ist. Für die Bauform des Skimmers wurde eine konkave Mantelfläche gewählt, um zwei mögliche Effekte, die bei der Extraktion des Clusterstrahls auftreten können, zu vermeiden. Zum einen wird durch den kleinen Winkel an der Spitze des Skimmers der abgetrennte Teil des Clusterstrahls

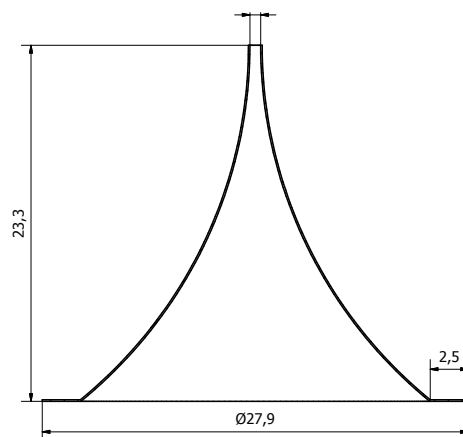


schwächer reflektiert und ermöglicht dem Clusterstrahl so ungestört wie möglich in den Skimmer einzutreten.



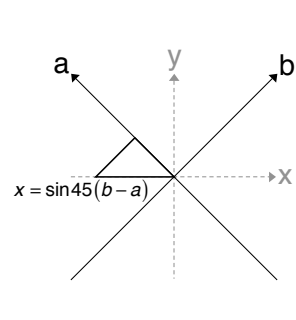
**Abbildung 3.6:** Clusterproduktion in der Laval-Düse. Ein Skimmer übernimmt die Trennung des Clusterstrahls vom Restgas. Anschließend erhält der Clusterstrahl seine Form durch einen Kollimator.

Zum anderen vergrößert sich die Öffnung des Skimmers, damit reflektierte Gasmoleküle den Clusterstrahl im Inneren des Skimmers nicht zu stark beeinflussen. Aktuell wird ein Skimmer aus Nickel der Firma Beam Dynamics Inc. verwendet, der an der schmalsten Öffnung einen Durchmesser von 0,5 mm und eine Wandstärke von 10  $\mu$ m besitzt.



**Abbildung 3.7:** Skimmer mit einer 0,7 mm großen Öffnung (oben). Die konkave Mantelfläche reduziert die Reflexion des Restgases an der Skimmeröffnung und die Reflexion der Cluster im Inneren des Skimmers.

Im Anschluss an die Skimmerkammer folgt die Kollimatorkammer, in der eine kegelförmige Blende, der Kollimator, die Form des Clusterstrahls definiert. Zur Zeit befindet sich ein Edelstahl-Kollimator mit einer kreisförmigen Öffnung, die einen Durchmesser von 0,7 mm aufweist, im Einsatz. Skimmer und Kollimator befinden sich auf Kreuztischen und können in einer Ebene senkrecht zur Clusterstrahlachse durch Schrittmotoren unter einem Winkel von  $45^\circ$  diagonal 2 mm nach oben oder nach unten verschoben werden, so dass das Eindringen des Clusterstrahls in die Streukammer optimiert werden kann. In Abb. 3.8 ist die Verschiebung von Skimmer und Kollimator entlang der Achsen a und b abgebildet. Vertikale oder horizontale Verschiebungen können durch die Kombination einer Verschiebung entlang der Achsen a und b erfolgen. Der Clusterstrahl breitet sich dabei in z-Richtung aus. Die Skimmerkammer verfügt zudem über eine Düsenklappe,



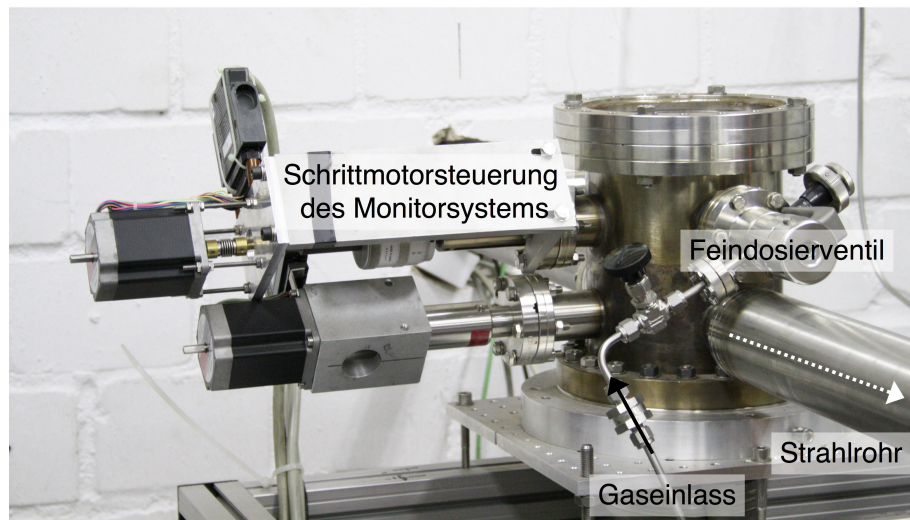
$$\begin{aligned} x &= \frac{1}{\sqrt{2}}(b - a) \\ y &= \frac{1}{\sqrt{2}}(b + a) \\ a &= \frac{1}{\sqrt{2}}(x - y) \\ b &= \frac{1}{\sqrt{2}}(x + y) \end{aligned}$$

**Abbildung 3.8:** Die vertikale bzw. horizontale Verschiebung von Skimmer und Kollimator erfolgt durch die Kombination der Verschiebungen entlang der Achsen a und b.

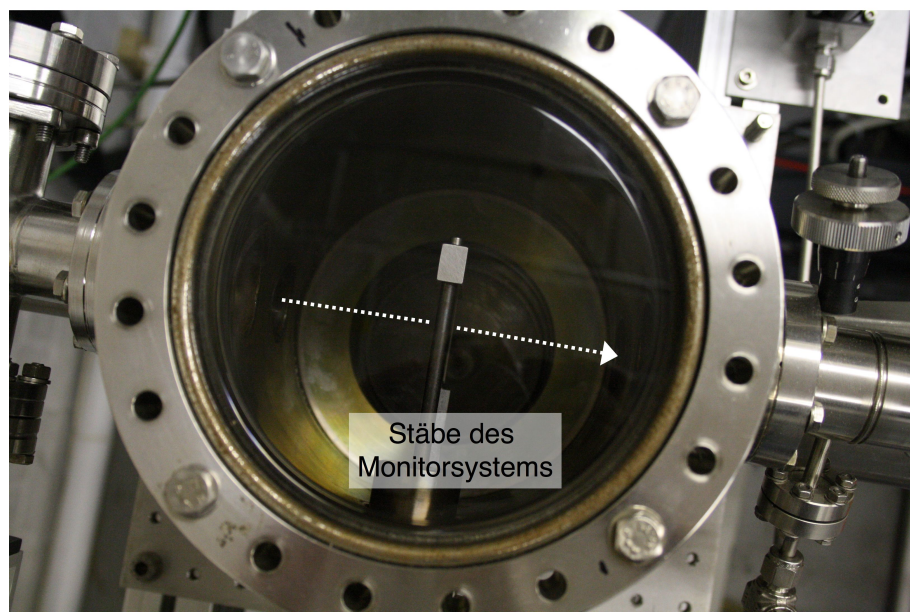
mit der der Clusterstrahl jederzeit blockiert werden kann, ohne die Gaszufuhr abdrehen zu müssen. Außerdem befinden sich an der Skimmerkammer zwei Vakuumfenster zur Beobachtung des Clusterstrahls. Optional kann dort eine Kamera befestigt werden, um Bilder vom Clusterstrahl aufnehmen zu können. Der Clusterstrahl wird bei Aufnahmen mit der Kamera durch Infrarot-Dioden beleuchtet, da Leuchtdioden im sichtbaren Bereich zu stark an den reflektierenden Oberflächen in der Kammer streuen und können daher zur Beobachtung des Clusterstrahls nicht eingesetzt werden. Alternativ kann die Beleuchtung des Clusterstrahl von außen durch einen aufgeweiteten Laserstrahl erfolgen. In Kapitel 5.2 werden verschiedene Aufnahmen des Clusterstrahls vorgestellt.

### 3.1.2 Die Streukammer

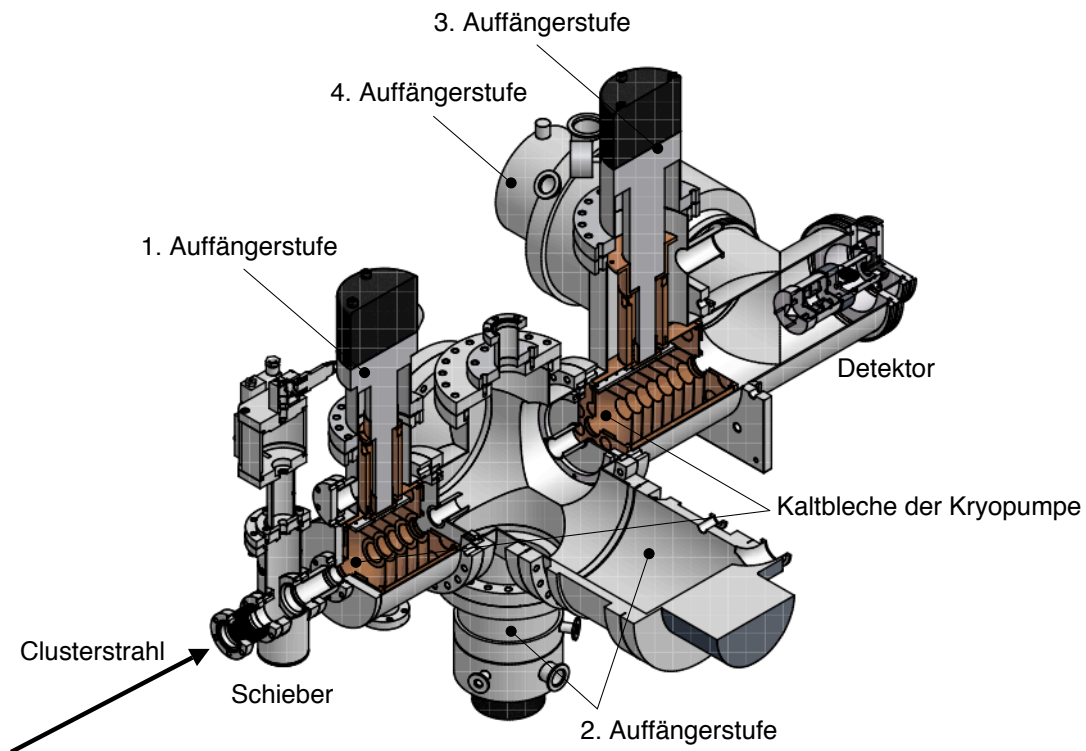
Am Experimentaufbau  $\bar{P}$ ANDA findet die Wechselwirkung zwischen Clusterstrahl und Antiprotonenstrahl in einer Entfernung von 2,1 m von der Düse statt. Damit die Möglichkeit besteht Untersuchungsergebnisse zu gewinnen, die direkt auf die Situation am  $\bar{P}$ ANDA-Experiment übertragbar sind, wurde die Streukammer des Aufbaus in Münster in dem gleichen Abstand von der Düse platziert. Um die genaue Position und Breite des Clusterstrahls in der Streukammer ermitteln zu können, befindet dort ein Monitorsystem, das in Abb. 3.9 abgebildet ist. Dieses System fährt die Streukammer mit 1 mm breiten Stäben horizontal und vertikal ab (vgl. Abb. 3.10). Durchquert der Stab den Clusterstrahl, werden die Cluster in der Streukammer gestreut, brechen auseinander und der Streukammerdruck steigt an. Misst man den Druck in Abhängigkeit von der Stabposition, ergibt sich ein Profil, aus dem die Position und Breite des Strahls in der Streukammer bestimmt werden kann. Die Informationen, die das Monitorsystem liefert, sind wichtig, um einen möglichst optimalen Verlauf bis zum Auffänger zu ermöglichen und dienen zur Berechnung der Dichte, die in Kapitel 5.5 näher beschrieben wird. Aufnahmen verschiedener Profile des Clusterstrahls in der Streukammer werden in Kapitel 5.1 dargestellt und diskutiert. Die Streukammer verfügt zudem, wie in Abb. 3.10 dargestellt, über einen Gaseinlass, so dass Wasserstoffgas über einen Durchflussregler (max. 3 mln/min) der Firma Brooks Instruments und ein Feindosierventil definiert eingelassen werden kann, um beispielsweise das Saugvermögen in der Kammer bestimmen zu können. Zur Ermittlung der Dichte des Clusterstrahls ist das Saugvermögen der Streukammer eine wichtige Größe.



**Abbildung 3.9:** Streukammer mit Monitorsystem zur Messung von Clusterstrahlprofilen. Der weiße Pfeil markiert die Flugrichtung des Clusterstrahls.



**Abbildung 3.10:** Blick in die Streukammer von oben. Der weiße Pfeil kennzeichnet die Flugrichtung des Clusterstrahls.



**Abbildung 3.11:** Differenzielles Pumpsystem des Auffängers bestehend aus vier Stufen. Am Ende des Auffängers trifft der Clusterstrahl zur Flugzeitmessung auf einen Detektor. Der Auffänger kann durch einen Schieber vom Vakuumsystem der Streukammer getrennt werden.

### 3.1.3 Der Auffänger

Die Aufgabe des Auffängers besteht darin, den Clusterstrahl nach Durchlaufen der Streukammer abzusaugen, damit der Druck in der Streukammer nicht ansteigt. Damit werden Untergrundreaktionen beim späteren Experiment vermieden. Für das Cluster-Jet Target MCT2 wurde der Auffänger vom bereits abgeschlossenen Experiment COSY-11 eingesetzt. Der Auffänger arbeitet mit einem differentiellen Pumpsystem, das aus vier Stufen zusammengesetzt und in Abb. 3.11 dargestellt ist. Für die erste und dritte Stufe des Auffängers werden Kryopumpen verwendet, welche in Münster speziell für den Einsatz am Cluster-Jet Target gebaut wurden. Im Inneren der Kryopumpe befinden sich sogenannte Kaltbleche mit einer Öffnung, die der Clusterstrahl ungestört durchdringen

kann. Restgas (i.d.R. Wasserstoffgas) kondensiert an der mit Aktivkohle besetzten, kalten Oberfläche der Kaltbleche und ermöglicht somit Drücke im Bereich von  $10^{-6}$  mbar während des Clusterbetriebs mit höchsten Dichten. Typischerweise werden die Bleche bis auf Temperaturen von unter 15 K heruntergekühlt. Die zweite und vierte Pumpstufe des Auffängers bilden insgesamt drei Turbomolekularpumpen. Diese üben durch sogenannte Leitbleche, von denen jeder zweite rotiert, einen zusätzlichen Impuls auf die Moleküle aus, die somit aus der jeweiligen Kammer hinaus befördert werden. Um Rückreflexionen der Cluster zu vermeiden, sollte der Clusterstrahl direkt auf die Saugseite der letzten Stufe treffen. Beim Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2 treffen die Cluster im Auffänger zur Zeit auf einen Detektor. Dieser bietet gemeinsam mit einer zwischen Quelle und Streukammer positionierten Elektronenkanone die Möglichkeit, Flugzeiten zu messen, um die Geschwindigkeiten der Cluster berechnen zu können. Für die Berechnung der Dichte des Clusterstrahls ist die Fluggeschwindigkeit eine entscheidende Größe, deren Bestimmung in Kapitel 5.4 beschrieben wird. Der Aufbau, die Funktionsweise und die Aufgabe der einzelnen Elemente der Flugzeitmessung werden in Kapitel 4.3 diskutiert.

## 3.2 Die Unterschiede des MCT1 und MCT2 im Überblick

Im Rahmen der Diplomarbeit von T. Rausmann zum Cluster-Jet Target MCT1 wurden die in Abb. 3.12 und 3.13 dargestellten Messungen durchgeführt. Beide Messungen zeigen die Dichte des Clusterstrahls in Abhängigkeit von Düsendruck und -temperatur. Bei der ersten Dichteuntersuchung wurde im Pumpsystem der Skimmer- und Kollimator-kammer jeweils eine Rootspumpe<sup>5</sup> eingesetzt. Bei der zweiten Dichteanalyse wurde die Rootspumpe der Kollimator-kammer an das Pumpsystem der Skimmerkammer gekoppelt und somit das Saugvermögen in der Skimmerkammer erhöht.

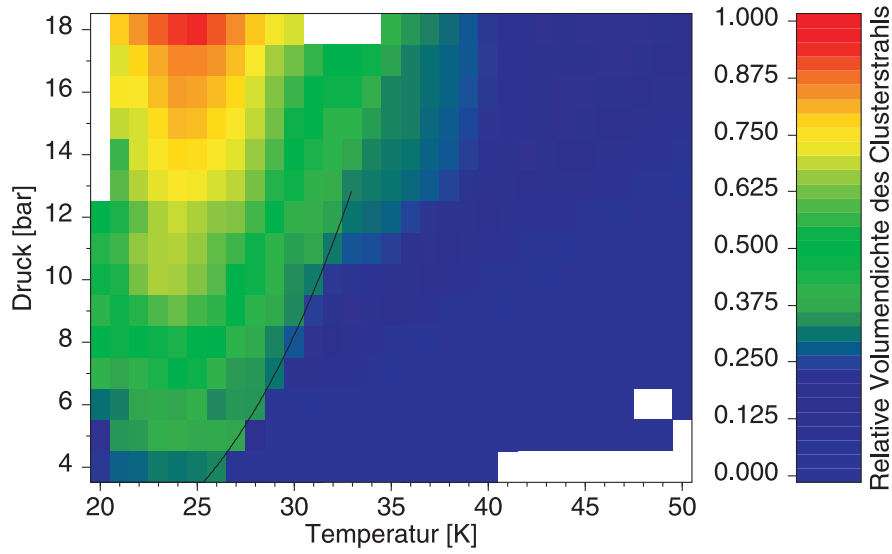
Die Ergebnisse zeigen, dass sich bei niedrigeren Drücken in der Skimmerkammer die Clusterdichte bei Temperaturen um 25 K mit steigender Tendenz erhöht. Der Temperaturbereich unter 23 K konnte aufgrund der geringen Kühlleistung des Kaltkopfes des MCT1 nicht genauer untersucht werden. Zusätzlich sorgte der Transfer der Rootspumpe der Kollimator-kammer zum Pumpsystem der Skimmerkammer dafür, dass sich der Druck in der Kollimator-kammer bei hohen Dichten stark verschlechterte. Die Kollimator-kammer des MCT1 fungierte gleichzeitig als Stützvakuumkammer des Kaltkopfes, so dass bei hohen Dichten der Druck in der Kollimator-kammer nicht für die Funktion als Stützvakuumkammer ausreichte und dadurch Temperaturschwankungen bei Temperaturen um 25 K auftraten. Aufgrund dieser Beobachtungen verfügt der Kaltkopf des MCT2 über eine deutlich höhere Leistung, um Dichtemessungen bei tieferen Temperaturen durchführen zu können. Außerdem befindet sich der Kaltkopf in einer von der Kollimator-kammer getrennten Stützvakuumkammer, damit Temperaturschwankungen vermieden werden. Das Vakuumsystem der Skimmerkammer wurde durch einen neuen Pumpstand erweitert. Der Einsatz eines zweiten Pumpstandes bietet neben der Erhöhung des Saugvermögens die Möglichkeit in der Skimmerkammer symmetrisch zu pumpen. In Abb. 3.14 ist der gesamte Aufbau der Targets MCT1 und MCT2 dargestellt.

---

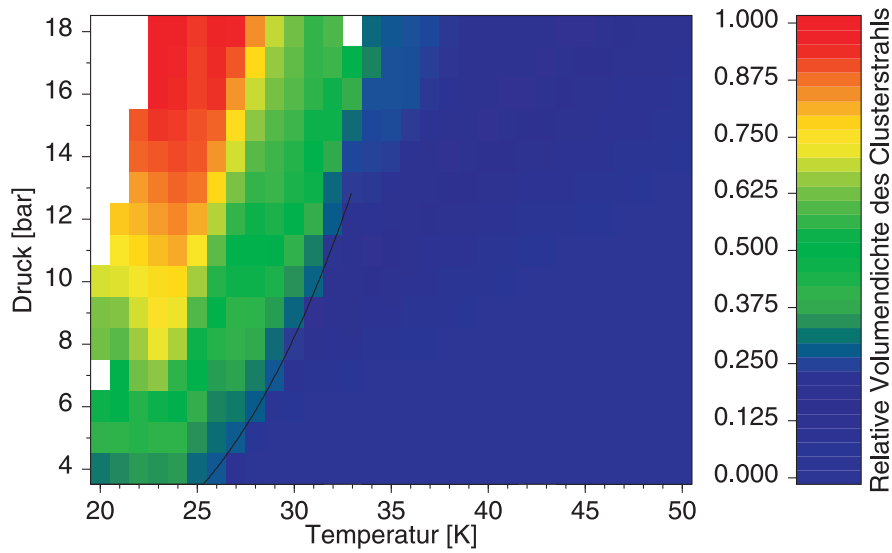
<sup>5</sup>Entgegengesetzt rotierende Wälzkolben sorgen für Saugwirkung, Gastransport und Gasausstoß.

Um die Wartung und das Arbeiten an der Quelle zu erleichtern, wurde die Anordnung von Skimmer- und Kollimatorkammer geändert. Beim MCT1 befand sich die Skimmerkammer in der Kollimatorkammer, wohingegen beim MCT2 die Kammern nebeneinander angeordnet und somit voneinander entkoppelt sind. Außerdem sind Skimmer und Kollimator beim MCT2 verschiebbar und garantieren eine optimale Extraktion des Clusterstrahls. Als Auffänger wird beim MCT2 der Auffänger des COSY-11-Experiments eingesetzt. Dieser weist im Vergleich zum Auffänger des MCT1 ein höheres Saugvermögen auf, so dass weniger Cluster in die Streukammer zurück gestreut werden und somit der Streukammerdruck während des Clusterbetriebs verbessert werden konnte.

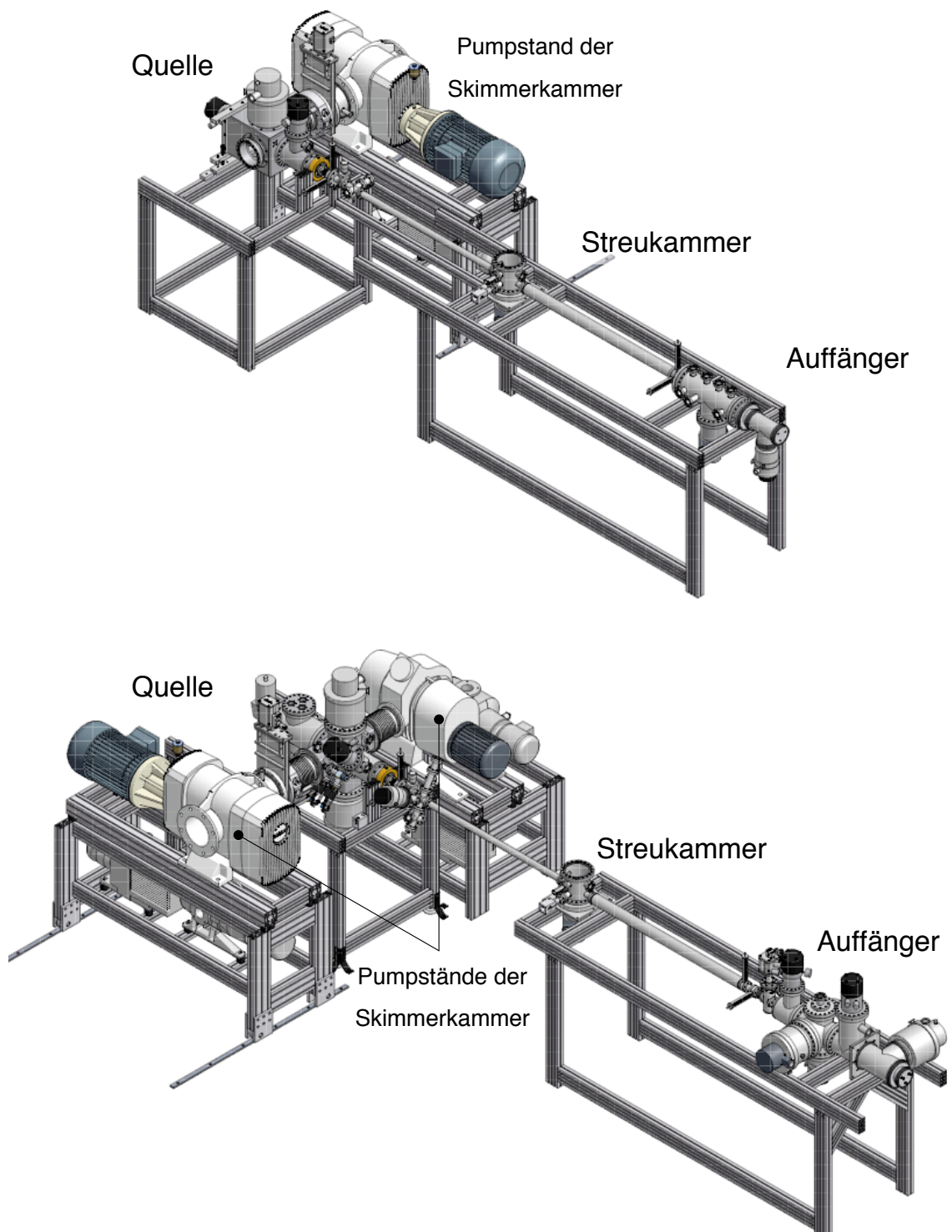




**Abbildung 3.12:** Untersuchung der Dichte des Clusterstrahls des MCT1 in Abhängigkeit von Düsendruck und -temperatur. Im Pumpsystem der Skimmerkammer und im Vorvakuumssystem der Kollimatorkammer wurde jeweils eine Rootspumpe eingesetzt [Täs05].



**Abbildung 3.13:** Untersuchung der Dichte des Clusterstrahls des MCT1 in Abhängigkeit von Düsendruck und -temperatur. Die Rootspumpe der Kollimatorkammer wurde bei der Untersuchung an das Pumpsystem der Skimmerkammer geschaltet [Täs05].



**Abbildung 3.14:** Aufbau der Münsteraner Cluster-Jet Targets MCT1 (oben) und MCT2 (unten). Die Gesamtlängen der Targets betragen 4,9 und 5,5 m.

### 3.3 Das Vakuumsystem des Münsteraner Cluster-Jet Targets

#### MCT2

Für die unterschiedlichen Bereiche des Targets werden die verschiedensten Vakuumpumpen eingesetzt, darunter Kryo-, Roots- und Turbomolekularpumpen. Die Roots- und Turbomolekularpumpen werden jeweils durch Drehschieberpumpen<sup>6</sup> vorgepumpt. Das aktuelle Vakuumsystem ist in Abb. 3.15 dargestellt und die in der Abbildung angegebenen Druckbereiche gelten für den Betrieb des Targets mit einem Clusterstrahl hoher Dichte bei Clusterbedingungen von 24 K und 17 bar. Das nominelle Saugvermögen der eingesetzten Pumpen für Luft ist in Tabelle 3.1 aufgelistet. Durch den Einsatz von Vakuumpumpen mit höherer Saugleistung besteht die Möglichkeit, die Drücke in den einzelnen Kammern für den Einsatz am  $\bar{P}$ ANDA-Experiment zu verbessern. Die Optimierung des Vakuumsystems ist bereits geplant und wird zukünftig durchgeführt.

Die Clusterquelle verfügt über ein differentielles Pumpsystem, das aus mehreren Stufen zusammengesetzt ist. Durch dieses System wird der Druck schrittweise abgesenkt, damit das Vakuum in der Streukammer nur geringfügig durch den Clusterproduktionsprozess beeinflusst wird. Die erste Stufe bildet das Pumpsystem der Skimmerkammer. Dieses besteht aus zwei Pumpständen, die symmetrisch mit der Skimmerkammer verbunden sind, damit der Clusterstrahl nicht zu einer Saugseite hin verschoben wird (vgl. Kapitel 5.1). Das nominelle Saugvermögen der beiden Pumpstände beträgt für Luft 2000 bzw. 3000 m<sup>3</sup>/h und liegt für Wasserstoff etwas niedriger. Während des Targetbetriebs ist der Gasfluss durch die Lavalldüse so hoch (etwa 5 ln/min), dass in der Skimmerkammer Drücke im Bereich von 10<sup>-2</sup> mbar vorliegen. Aufgrund der hohen Gaslast können an der Skimmerkammer keine Turbomolekularpumpen eingesetzt werden, da das Saugvermögen der Turbomolekularpumpen mit zunehmender Gaslast abnimmt. Somit würde das effektive Saugvermögen nicht ausreichen, um im Betrieb bei höchsten Dichten noch Drücke im Bereich von unter 10<sup>-1</sup> mbar zu ermöglichen.

---

<sup>6</sup>Exzentrisch rotierende Schieber sind für Saugwirkung, Gastransport und Gasausstoß verantwortlich.

Zudem werden die Turbomolekularpumpen bei hohen Gaslasten stark beansprucht, so dass sich die Rotoren durch die Gasreibung stark aufheizen können und somit die Lebensdauer der Pumpe eingeschränkt wird. Daher werden für die Skimmerkammer Rootspumpen eingesetzt, die sich durch ihr hohes Saugvermögen in diesem Druckbereich auszeichnen. Damit das effektive Saugvermögen nicht durch die Rückströmung abgesaugter Gase oder Dämpfe zur Saugseite vermindert wird, muss die Rootspumpe mit einer Vorpumpe kombiniert werden. Dafür wurde eine Hintereinanderschaltung von einer weiteren Rootspumpe und einer Drehschieberpumpe gewählt. Eine einzelne Drehschieberpumpe als Vorpumpe würde einen Endruck im Bereich von  $10^{-2}$  mbar erreichen und da in der Skimmerkammer ebenfalls ein Druck in diesem Bereich vorliegt, wäre das Kompressionsverhältnis<sup>7</sup> gleich Eins. Das bedeutet, dass das effektive Saugvermögen bei dem Einsatz einer einzelnen Drehschieberpumpe als Vorpumpe gleich Null wäre. Deshalb wurde im Vorvakuumssystem eine weitere Rootspumpe installiert, um einen Vorvakuumdruck im Bereich von  $10^{-3}$  mbar zu ermöglichen. Beide Pumpstände verfügen somit über jeweils zwei Rootspumpen (RP<sub>3</sub> & RP<sub>4</sub> bzw. RP<sub>5</sub> & RP<sub>6</sub>) und eine Drehschieberpumpe (VP<sub>2</sub> bzw. VP<sub>3</sub>).

Die nächste Stufe bildet das Vakuumsystem der Kollimatorkammer. Dieses besteht aus zwei symmetrisch angeordneten Turbomolekularpumpen (TP<sub>2</sub> & TP<sub>3</sub>) mit nominellem Saugvermögen von insgesamt etwa 2000 l/s (für Luft). Als Vorvakuumssystem werden zwei Rootspumpen und eine Drehschieberpumpe eingesetzt. Durch den Einsatz des Skimmers, der Restgas und Clusterstrahl voneinander trennt, wird der Gasfluss in die Kollimatorkammer erheblich reduziert, so dass Turbomolekularpumpen eingesetzt werden können. Da jedoch der Clusterstrahl durch den Kollimator geformt wird, bleibt ein kleiner Teil des Clusterstrahls in der Kollimatorkammer, so dass eine geringe Gaslast vorliegt. Aufgrund der Gaslast wurde zum einen ein hohes Saugvermögen gewählt und zum anderen reicht eine Drehschieberpumpe als Vorpumpe allein nicht aus, aufgrund dessen eine Hinteranderschaltung von zwei Rootspumpen und einer Drehschieberpumpe gewählt wurde. In der Stützvakuunkammer des Kaltkopfes wird ebenfalls eine Turbomo-

---

<sup>7</sup>Verhältnis des Auslassdrucks zum Einlassdruck.

lekularpumpe (TP<sub>1</sub>) eingesetzt. Da keine Gaslast in der Stützvakuunkammer vorhanden ist, wurde eine Pumpe mit einem nominellen Saugvermögen von 360 l/s (für Luft) eingesetzt. Als Vorpumpe kann eine Drehschieberpumpe eingesetzt werden, aber da das Vorvakuumssystem der Kollimatorkammer ein genügend hohes Vorvakuum erzeugt, wurde die Turbomolekularpumpe der Stützvakuunkammer an das Vorvakuumssystem der Kollimatorkammer geschaltet. In der Kollimator- und Stützvakuunkammer liegen bei hohen Clusterdichten Drücke im Bereich von  $10^{-4}$  mbar vor.

Die dritte Pumpstufe bildet eine Kryopumpe (KP<sub>1</sub>), deren Kammer am Ausgang der Kollimatorkammer montiert ist. Die Kryopumpe wurde in Münster für den Betrieb des Cluster-Jet Targets gebaut. An den Kaltblechen der Kryopumpe, die mit Aktivkohle besetzt sind, kondensiert in der Regel Wasserstoffgas, so dass bei einem Clusterstrahl mit hoher Dichte Drücke im Bereich von  $10^{-5}$  mbar erreicht werden.

In der Streukammer wird eine Turbomolekularpumpe (TP<sub>5</sub>) mit einer Vorpumpe (VP<sub>6</sub>) verwendet. Da in der Streukammer ein sehr geringer Gasfluss vorliegt, wurde eine Turbomolekularpumpe mit einem nominellen Saugvermögen von 360 l/s (für Luft) gewählt und als Vorpumpe eine Drehschieberpumpe eingesetzt. Dort wird bei Clusterstrahlen mit hoher Dichte ein Druck im Bereich von  $10^{-5}$  mbar erreicht. Die Position der Streukammer entspricht dem Wechselwirkungspunkt am  $\bar{P}$ ANDA-Experiment. Aufgrund der Geometrie der beiden Strahlrohre des Target- und Beschleunigerstrahlrohrs sowie des Detektors am  $\bar{P}$ ANDA-Experiment besteht keine Möglichkeit, eine Vakuumpumpe am Wechselwirkungspunkt einzusetzen. Daher muss der Gasfluss in die Streukammer vermindert bzw. das Saugvermögen an der Targetquelle und am Auffänger erhöht werden.

Als erste Maßnahme wurden mehrere Blenden eingesetzt, die den Gasfluss in die Streukammer vermindern sollen. Zudem wurde zwischen der quellseitigen Kryopumpe und der Streukammer eine zusätzliche Druckstufe mit einer Turbomolekularpumpe (TP<sub>4</sub>) mit einem nominellem Saugvermögen von 150 l/s (für Luft) und eine Drehschieberpumpe (VP<sub>4</sub>) eingesetzt, um den Einfluss auf den Streukammerdruck zu untersuchen.

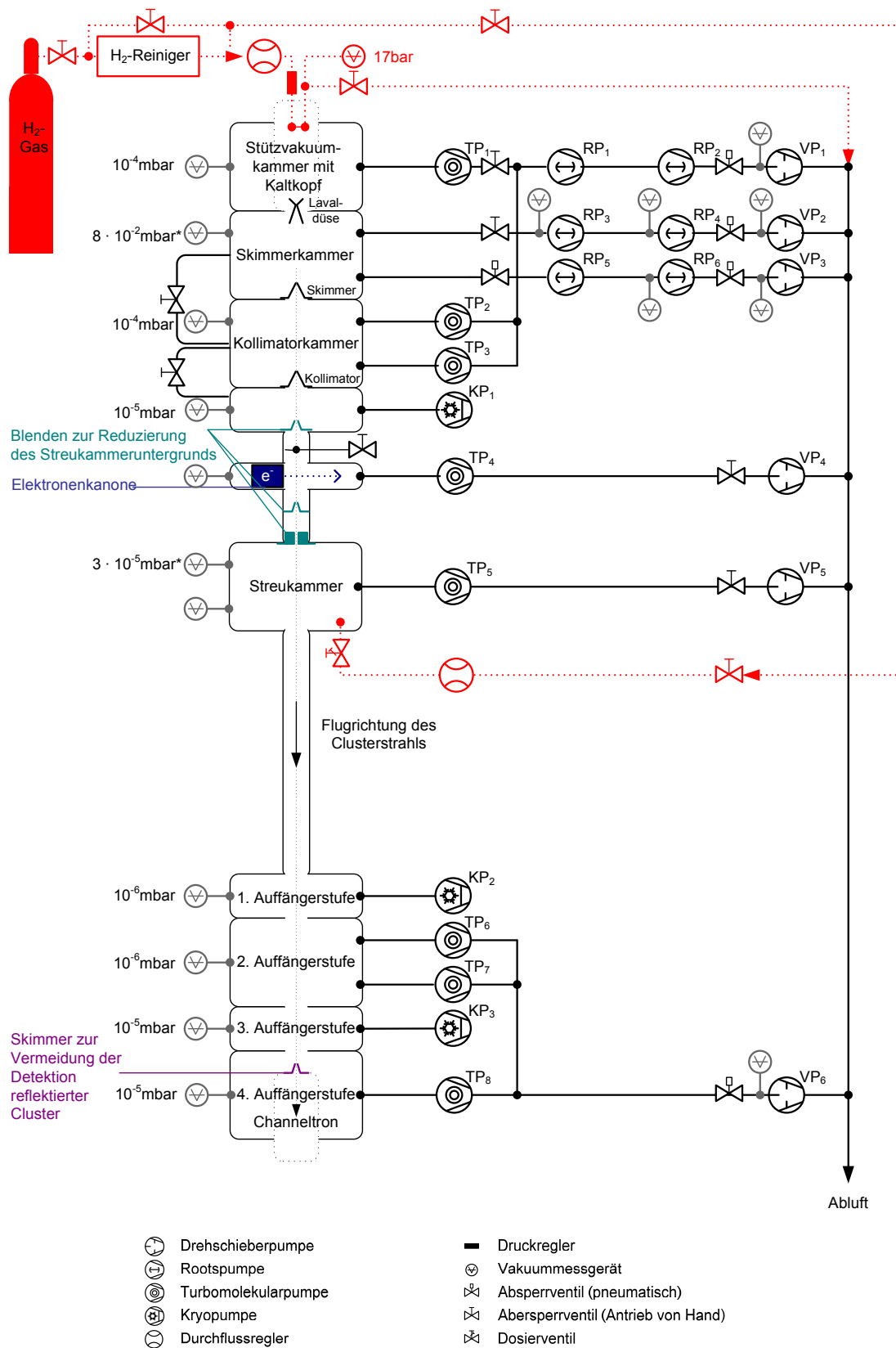
Die Ergebnisse werden in Kapitel 4.2 vorgestellt.

Am Auffänger wird ebenfalls ein differentielles Pumpsystem eingesetzt, um nach Möglichkeit die Rückreflexion der Cluster bzw. den Gasfluss in die Streukammer zu verhindern. Dieses System besteht aus vier Stufen, das sich aus einer Kombination von zwei Kryo- und drei Turbomolekularpumpen ( $KP_2$ ,  $KP_3$  und  $TP_6$ ,  $TP_7$ ,  $TP_8$ ) zusammensetzt. Die Turbomolekularpumpen besitzen ein nominelles Saugvermögen von 1000 bzw. 1360 l/s (für Luft) und werden durch eine gemeinsame Drehschieberpumpe ( $VP_6$ ) vorgepumpt. An den ersten beiden Stufen liegen die Drücke im Bereich von  $10^{-6}$  mbar und an den letzten beiden im Bereich von  $10^{-5}$  mbar bei hohen Clusterdichten.

Neben dem Pumpsystem sind in Abb. 3.15 die Wasserstoffgasleitungen des Targetsystems, die rot gekennzeichnet sind, abgebildet. Der Gaseinlass in die Targetquelle dient zur Produktion der Cluster durch die Lavalldüse. Zudem besteht die Möglichkeit Wasserstoffgas in die Streukammer zur Saugvermögensbestimmung einzulassen. Die Elektronenkanone (blau gekennzeichnet) und das Channeltron dienen der Ionisation und Detektion der Cluster zur Flugzeitmessung. Die Beschreibung des genauen Aufbaus zur Flugzeitmessung erfolgt in Kapitel 4.3. Die Saugvermögensbestimmung in der Streukammer sowie die Messung der Flugzeit sind bedeutende Größen zur Bestimmung der Dichte des Clusterstrahls in Kapitel 5.5.

n	Vorpumpe	Rootspumpe	Turbomolekularpumpe
	$VP_n \left[ \frac{m^3}{h} \right]$	$RP_n \left[ \frac{m^3}{h} \right]$	$TP_n \left[ l/s \right]$
1	175	1000	360
2	200	600	1000
3	65	2000	1000
4	25	500	150
5	25	3000	360
6	200	500	1000
7	-	-	360
8	-	-	1000

**Tabelle 3.1:** Nominelles Saugvermögen der einzelnen Pumpen für Luft, die zur Zeit für das Vakuumsystem des Cluster-Jet Targets MCT2 eingesetzt und in Abb. 3.15 dargestellt werden. Mit n werden die einzelnen Pumpen in Abb. 3.15 durchnummeriert.



**Abbildung 3.15:** Aktuelles Vakuumsystem des MCT2. Die angegebenen Druckbereiche gelten für den Betrieb mit einem Clusterstrahl hoher Dichte bei 24 K und 17 bar. Die Drücke die mit einem Sternchen (\*) gekennzeichnet sind, sind auf  $H_2$  kalibriert.

## **4 Erste Inbetriebnahme des Münsteraner Cluster-Jet Targets MCT2**

Bevor auf die Eigenschaften und Messergebnisse der vom Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2 erzeugten Wasserstoffcluster eingegangen wird, werden in diesem Kapitel einige ausgewählte Messungen vorgestellt, die zur Überprüfung und Optimierung des Targetbetriebs beigetragen haben.

### **4.1 Erste Test- und Kontrollmessungen der Clusterquelle**

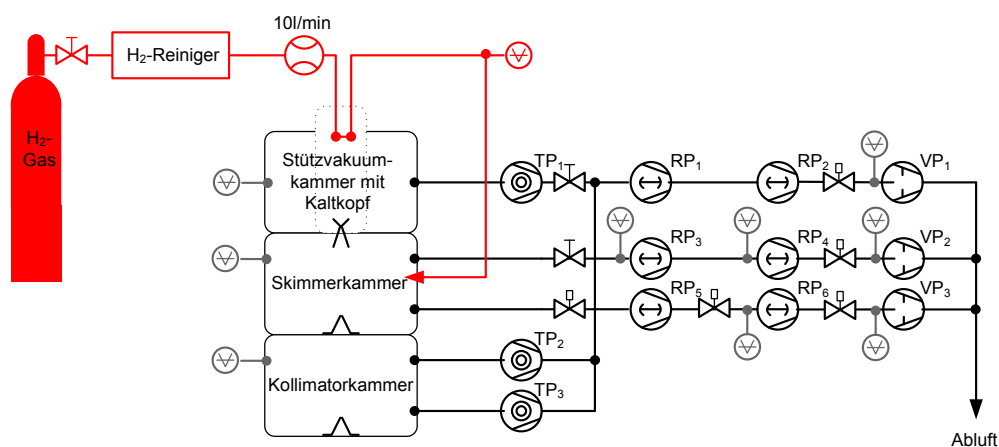
#### **4.1.1 Dichtheitsüberprüfung der Gasleitungen und Kammern**

Vor dem Zusammenbau und der Inbetriebnahme der Clusterquelle des MCT2 musste die Dichtheit der einzelnen Komponenten, insbesondere die der Gasleitungen und der Kammern, überprüft werden. Die Gasleitungen, die um die beiden Stufen des Kaltkopfes gewickelt sind, wurden einem erfolgreichen Überdruck- und Lecktest unterzogen. Der Überdrucktest wurde bei einem Druck von 45 bar durchgeführt und für den Lecktest wurde Heliumgas eingesetzt. Zur Kontrolle der Dichtheit von Skimmer- und Kollimator-kammer, die miteinander zu einer kreuzförmigen Kammer verschweißt sind, wurde Wasserstoffgas über einen Durchflussregler (max. 10 l/min) direkt in die Skimmerkammer eingeleitet (s. Abb. 4.1) anschließend wurden die Drücke in beiden Kammern gemessen. Da der Leitwert des Skimmers konstant ist, wird in beiden Kammern ein linearer Druckanstieg erwartet. In Abb. 4.2 sind die gemessenen Drücke gegen

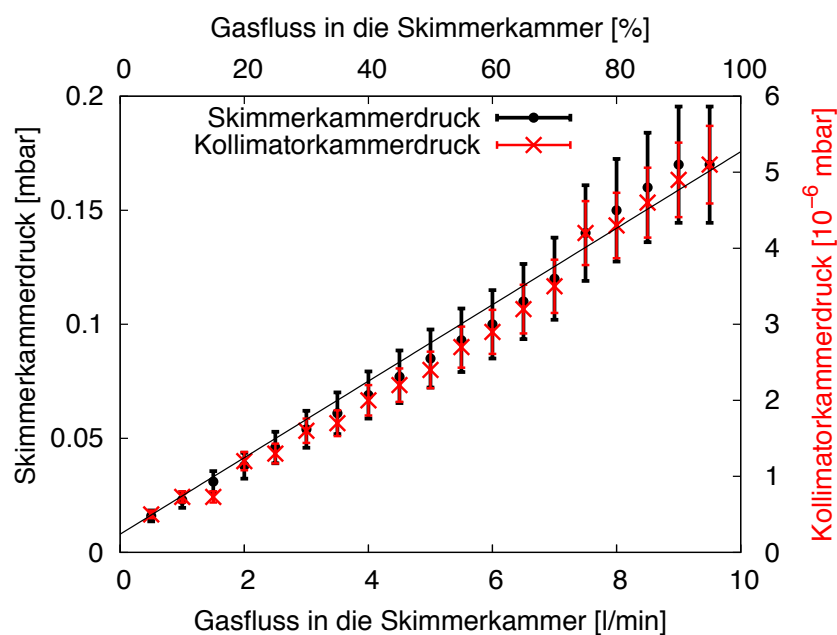


den Fluss in die Skimmerkammer aufgetragen. Der Druck steigt in beiden Kammern linear an, jedoch zeigt sich bei Durchflüssen über 70% ein systematischer Druckanstieg. Undichtigkeiten in der Skimmer- oder Kollimatorkammer würden den Druck langsam ansteigen lassen und können daher ausgeschlossen werden. Da für die Skimmer- und Kollimatorkammer zwei verschiedene Messgeräte eingesetzt werden, kann dies auch kein Effekt des Druckmessgeräts sein. Dieser Druckanstieg kann nur durch einen Umschaltvorgang des Durchflussreglers bei hohen Durchflüssen hervorgerufen werden. Skimmer- und Kollimatorkammer weisen somit keine Undichtigkeiten auf und können für den Targetbetrieb eingesetzt werden.

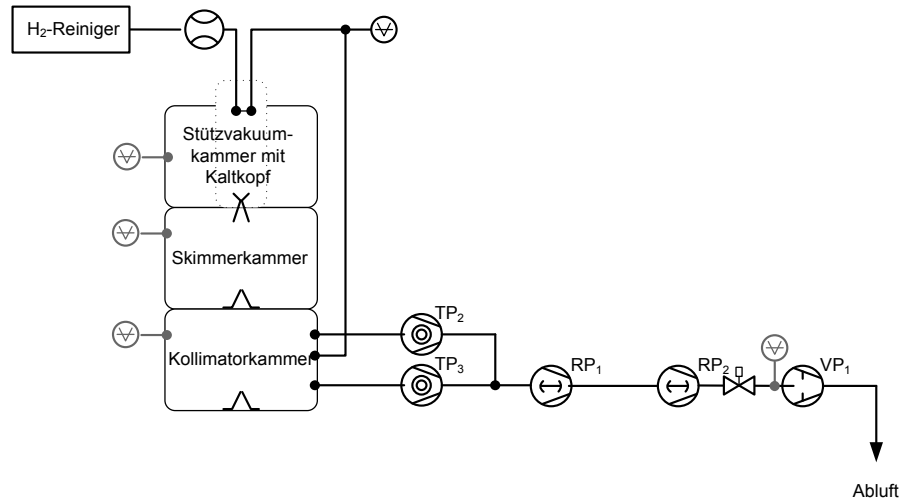
Um die Dichtheit des gesamten Gasleitungssystems zu überprüfen, wurde die Gasleitung einschließlich des Gasreinigers über die Kollimatorkammer evakuiert (s. Abb. 4.3). Man erwartet, dass mit dem Pumpsystem der Kollimatorkammer Drücke im Bereich von  $10^{-7}$  mbar erreicht werden. Nach weniger als 3 Stunden stellte sich in der Kollimatorkammer ein Druck von  $2,7 \cdot 10^{-7}$  mbar ein, wie in Abb. 4.4 dargestellt wird. Das Zeitverhalten ist bestimmt durch den Leitwert des komplexen Rohrleitungssystems und durch das Abdampfen von den Inneren Oberflächen der nicht ausgeheizten Leitungen. Das Ausheizen war aufgrund von Messleitungen der Temperaturdiode in den Rohren und der mit Indium gedichteten Düse nicht möglich. Die Wasserstoffgasleitungen weisen somit keine signifikanten Leckagen auf und konnten für die Clusterproduktion in Betrieb genommen werden.



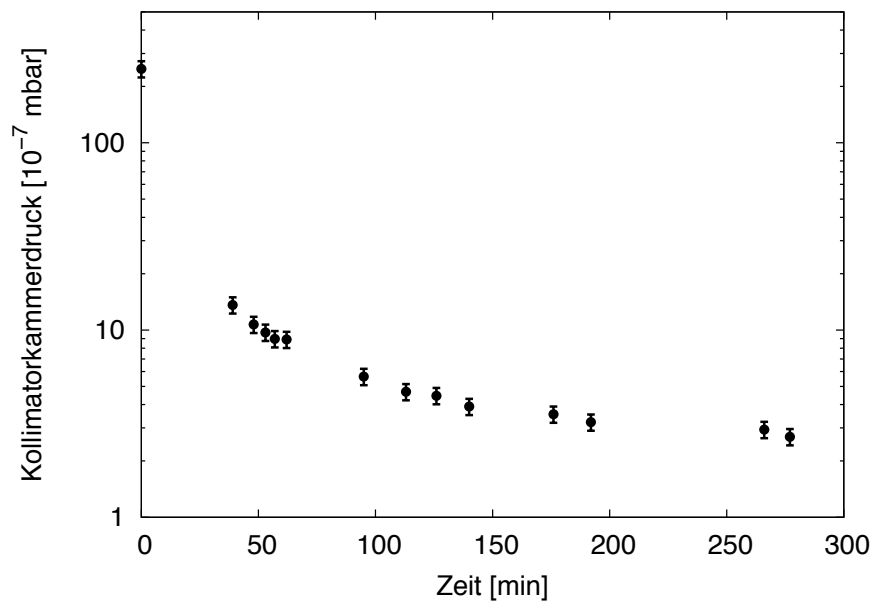
**Abbildung 4.1:** Aufbau zur Überprüfung der Dichtigkeit an Skimmer- und Kollimator-kammer.



**Abbildung 4.2:** Skimmer- und Kollimator-kammerdrücke bei definiertem Gasfluss. Auf der oberen Abszisse ist der Gasfluss in % und auf der unteren in l/min aufgetragen. Die angegebenen Drücke sind nicht auf  $H_2$  kalibriert.



**Abbildung 4.3:** Aufbau zur Evakuierung der Wasserstoffgasleitungen über die Kollimatorkammer.



**Abbildung 4.4:** Druckverlauf in der Kollimatorkammer während der Evakuierung der Gasleitungen. Die angegebenen Drücke sind nicht auf  $H_2$  kalibriert.

### 4.1.2 Saugvermögensmessungen und Leitwertbestimmungen der Kollimatorkammer

Nach der erfolgreichen Inbetriebnahme des Targets wurden die Drücke in den einzelnen Kammern bei verschiedenen Clusterbedingungen beobachtet. In der Kollimatorkammer wurden bei niedrigen Clusterdichten Drücke im Bereich von  $10^{-5}$  mbar und bei hohen Clusterdichten Drücke im Bereich von  $10^{-3}$  mbar gemessen. Der Kollimatorkammerdruck bei hohen Clusterdichten liegt im Vergleich zu dem Kollimatorkammerdruck des MCT1 etwa eine Größenordnung höher. Aufgrund des Druckunterschieds wurde das Saugvermögen der Kollimatorkammer experimentell überprüft. In Abb. 4.5 ist das Pumpsystem der Kollimatorkammer, das ein nominelles Saugvermögen von 2000 l/s besitzt, abgebildet. Zur Bestimmung des Saugvermögens wurde Wasserstoffgas über einen Durchflussregler (max. 5 l/min) direkt in die Kollimatorkammer eingeleitet (vgl. Abb. 4.5). Der Durchfluss bzw. die Volumenstromstärke  $q_V$  ist definiert als das durchströmende Volumen  $V$  pro Zeit  $t$ :

$$q_V = \frac{dV}{dt}. \quad (4.1)$$

Die Volumenstromstärke entlang einer Leitung ist abhängig vom Druck  $p$  und wird als  $pV$ -Stromstärke bzw.  $pV$ -Durchfluss bezeichnet und ergibt sich aus

$$q_{pV} = q_V \cdot p. \quad (4.2)$$

Das Saugvermögen  $S$  einer Pumpe ist definiert durch die Volumenstromstärke  $q_V$  am Saugstutzen der Pumpe:

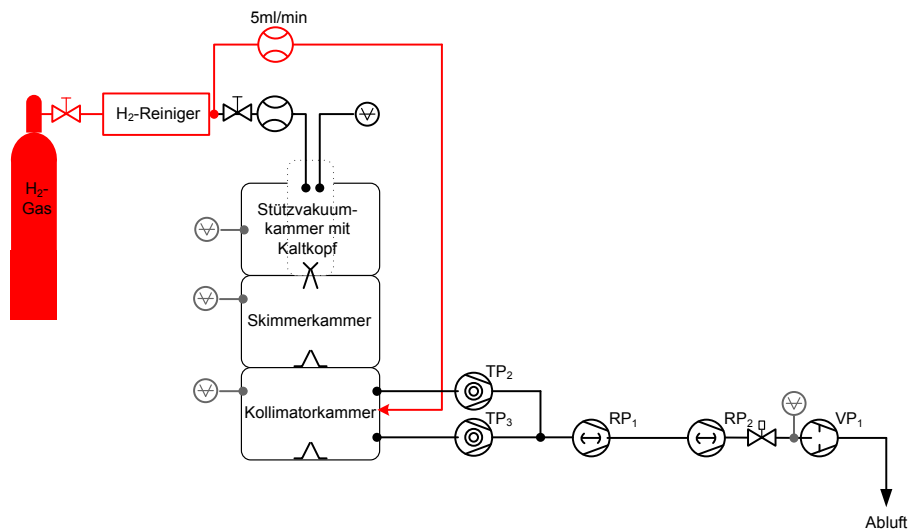
$$S = q_V. \quad (4.3)$$

Formt man Gl. 4.2 zur Volumenstromstärke  $q_V$  um und setzt diese in Gl. 4.3 ein, ergibt sich für das Saugvermögen

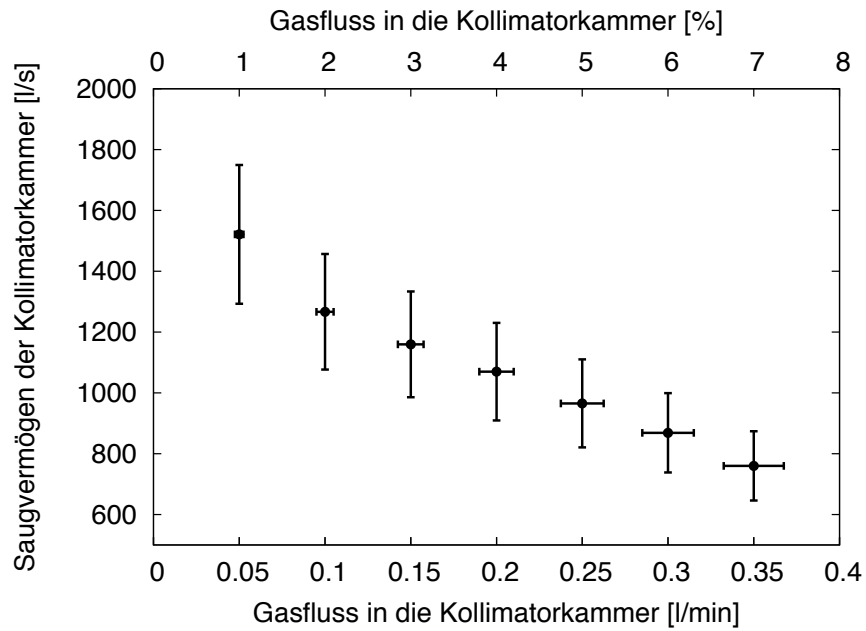
$$S = \frac{q_{pV}}{p}. \quad (4.4)$$

Wird bei definiertem Durchfluss  $q_{pV}$  der Druck  $p$  in der Kollimatorkammer gemessen, lässt sich das Saugvermögen  $S$  der Kollimatorkammer bestimmen. Für Durchflüsse

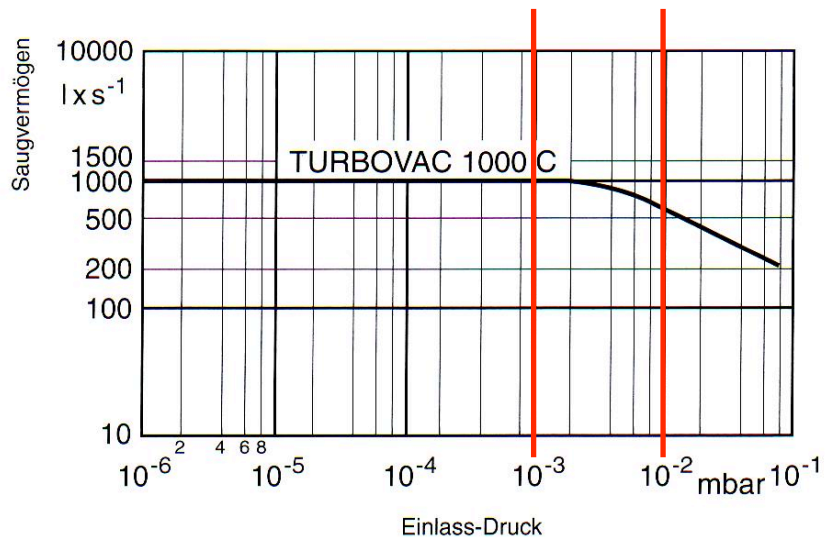
zwischen 1 und 7% wurde das Saugvermögen in der Kollimator-kammer ermittelt, die Ergebnisse sind in Abb. 4.6 in Abhängigkeit vom Durchfluss dargestellt. Das Saugvermögen nimmt mit steigendem Durchfluss bzw. Kammerdruck ab und ist typisch für Turbomolekularpumpen. In Abb. 4.7 ist eine typische Saugvermögenskurve einer Turbomolekularpumpe in Abhängigkeit vom Einlassdruck gezeigt. Der Einlassdruck im Bereich zwischen  $10^{-3}$  und  $10^{-2}$  mbar ist vergleichbar mit dem Druck in der Kollimator-kammer bei einem Gasfluss zwischen 1 und 7%. In diesem Druckbereich tritt laut Hersteller eine Verminderung des Saugvermögens auf, das in Abb. 4.7 dargestellt ist. Der Kollimator-kammerdruck mit einem Clusterstrahl hoher Dichte ist vergleichbar mit dem Durchfluss von etwa 5 bis 7%. Experimentell ergibt sich dafür ein Saugvermögen von weniger als 1000 l/s. Für die Verminderung des Saugvermögens von mehr als 50% wurde die Ursache im Vorvakuum-system der Turbomolekularpumpen vermutet, da ein Defekt der Turbomolekularpumpen auszuschließen war. Eine Möglichkeit für das geringe Saugvermögen könnte eine defekte Pumpe im Vorvakuum-system der Kollimator-kammer oder eine Verminderung des Saugvermögens der Pumpen durch die eingesetzten Verbindungsleitungen sein.



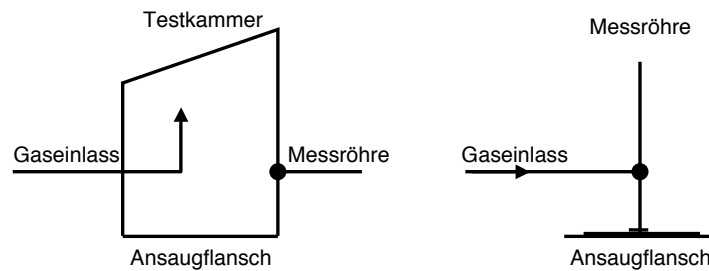
**Abbildung 4.5:** Aufbau zur Saugvermögensbestimmung der Kollimator-kammer



**Abbildung 4.6:** Saugvermögensbestimmung in der Kollimatorkammer bei Durchflüssen zwischen 1 und 7%. Auf der oberen Abszisse ist der Durchfluss in % und auf der unteren in l/min dargestellt. Außerdem wurden die gemessenen Drücke zur Berechnung des Saugvermögens auf Wasserstoff kalibriert.



**Abbildung 4.7:** Typische Saugvermögenskurve einer Turbomolekularpumpe der Firma Leybold mit einem nominellen Saugvermögen von 1000 l/s [Ley09]

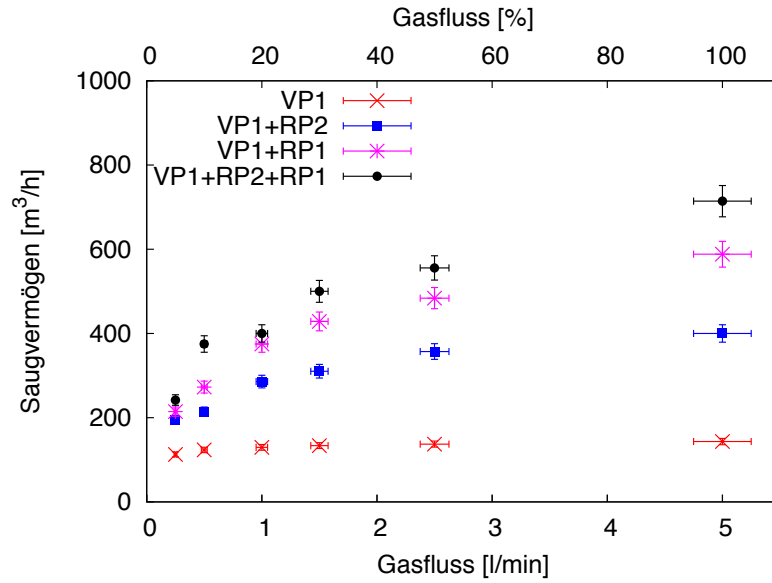


**Abbildung 4.8:** Links: Aufbau zur experimentellen Bestimmung des Saugvermögens einer Pumpe mit einer Testkammer. Rechts: Vereinfachter Aufbau zur Bestimmung des Saugvermögens einer Pumpe zur Funktionsüberprüfung.

Um die Funktion der Pumpen des Vorvakuumsystems der Kollimatorkammer zu überprüfen, wurde das Saugvermögen der einzelnen Pumpen experimentell bestimmt. Dafür wurde ein vereinfachter Aufbau gewählt, mit dem keine exakte Saugvermögensbestimmung möglich ist, der aber zur Überprüfung der Funktion der einzelnen Pumpen ausreicht. Für eine genaue Bestimmung des Saugvermögens muss eine sogenannte Testkammer eingesetzt werden, die den gleichen Innendurchmesser besitzt wie der Ansaugflansch der eingesetzten Pumpe (vgl. Abb. 4.8 links). Für Pumpen, die mit Öl geschmiert werden, sollte die Testkammer einen abgerundeten, konischen oder geneigten Deckel besitzen. Die besondere Form des Deckels verhindert, dass das an der Oberfläche kondensierte Pumpöl nicht auf die Saugöffnung der Pumpe tropft und somit Druckstöße hervorgerufen werden. Die Öffnung des Gaseinlasses sollte sich nicht gegenüber des Ansaugflansches bzw. des Druckmessgeräts befinden. Der Gasstrom würde sonst direkt auf die Saugseite der Pumpe bzw. auf die Öffnung der Messröhre treffen und somit das Saugvermögen bzw. den Druck anheben [Wut06].

Zur Saugvermögensbestimmung der Pumpen des Vorvakuumsystems wurde der vereinfachte Aufbau, aus Abb. 4.8 (rechts), eingesetzt. Dabei wurde keine Kammer verwendet, sondern Gasleitungen, an denen die Pumpe, der Gaseinlass und das Druckmessgerät angeschlossen wurden. Im Gegensatz zu den Turbomolekularpumpen wird für die Drehschieber- und Rootspumpen eine Zunahme des Saugvermögens bei steigendem

Druck erwartet. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.9 abgebildet und zeigen den erwarteten Anstieg des Saugvermögens mit zunehmenden Durchfluss. Die gemessenen Werte für das Saugvermögen stimmen für Durchflüsse zwischen 50 und 100% mit den technischen Daten gut überein. Im Vorvakuumssystem der Kollimatorkammer weist demnach keine der eingesetzten Pumpen einen Defekt auf, der zur Verminderung des Saugvermögens der Kollimatorkammer geführt haben könnte.



**Abbildung 4.9:** Saugvermögensbestimmung der Pumpen des Vorvakuumssystem bei Durchflüssen zwischen 5 und 100%. Auf der oberen bzw. unteren Abszisse ist der Durchfluss in % bzw. l/min dargestellt.

Eine starke Verminderung der Saugleistung des Vorvakuumssystems kann durch die eingesetzten Verbindungsleitungen hervorgerufen werden. Das Saugvermögen am Ende des Leitungsstück wird als effektives Saugvermögen  $S_{eff}$  bezeichnet. Dieses ist abhängig vom Saugvermögen  $S$  der Pumpe und dem Strömungsleitwert  $C$  der eingesetzten Leitung, der allgemein als Kehrwert des Strömungswiderstands  $R$  definiert ist. Es gilt:

$$\frac{1}{S_{eff}} = \frac{1}{S} + \frac{1}{C} \quad (4.5)$$

$$\Leftrightarrow S_{eff} = \frac{C \cdot S}{C + S} = \frac{S}{1 + \frac{S}{C}}. \quad (4.6)$$



Für den Fall  $S = C$  entspricht das effektive Saugvermögen nur noch der Hälfte der angegebenen Leistung. Ist das Saugvermögen sehr viel größer als der Leitwert, geht das effektive Saugvermögen gegen  $C$ . Die Berechnung des Leitwerts ist sehr stark abhängig von der Strömungsart und der Geometrie der Leitungen. Unterschieden wird häufig zwischen molekularer und laminarer Strömung. Bei der molekularen Strömung bewegt sich jedes Gasteilchen aufgrund seiner thermischen Bewegung unabhängig von den anderen Teilchen, so dass fast keine gegenseitigen Teilchenstöße mehr auftreten. Stattdessen finden häufig Stöße mit den Leitungswänden statt, so dass die Bewegung durch einen Zickzackkurs beschrieben werden kann. In laminaren Strömungen finden hingegen viele gegenseitige Stöße der Teilchen statt, so dass Energie und Impuls ständig ausgetauscht werden. Eine Übersicht der Strömungsbereiche in Abhängigkeit von Druck und Leitungsdurchmesser ist im Anhang aufgeführt.

Näherungsweise kann die Strömung beim Cluster-Jet Target als molekulare Strömung in Leitungen mit rundem Querschnitt angesehen werden. Der Leitwert  $C$  für ein Kreisrohr mit Durchmesser  $d$  und beliebiger Länge  $l$  ist gegeben durch [Wut06]

$$C = \frac{\pi}{16} \cdot \bar{c} \cdot d^2 \cdot \frac{14 + 4\frac{l}{d}}{14 + 18\frac{l}{d} + 3\left(\frac{l}{d}\right)^2}, \quad (4.7)$$

wobei  $\bar{c}$  die mittlere Teilchengeschwindigkeit ist, die im Fall von Wasserstoff 1761  $\frac{\text{m}}{\text{s}}$  (bei etwa 20 °C) beträgt. Die Hintereinanderschaltung von Leitungen kann vereinfacht durch folgende Gleichungen berechnet werden:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \quad (\text{Serienschaltung}) \quad (4.8)$$

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n \quad (\text{Parallelschaltung}). \quad (4.9)$$

Eine präzise Berechnung des Leitwerts für die Hintereinanderschaltung mehrerer Bauelemente, die neben dem Querschnitt auch mögliche Einstromverluste berücksichtigt, bietet

folgende Gleichung [Wut06]:

$$C_{1n} = \left( \left( \sum_{i=1}^n \left( \frac{1}{C_i} - \frac{4}{\bar{c} \cdot A_i} \right) + \frac{4}{\bar{c}} \cdot \sum_{i=1}^{n-1} \left( \frac{1}{A_{i+1}} - \frac{1}{A_i} \right) \cdot \delta_{i,i+1} \right) + \left( \frac{4}{\bar{c} \cdot A_1} \right) \right)^{-1}. \quad (4.10)$$

Die Größe  $A_i$  ist die Querschnittsfläche des  $i$ -ten Bauelements und  $A_1$  ist die Querschnittsfläche der Eintrittsöffnung.  $\delta_{i,i+1}$  ist gleich 1 für  $A_{i+1} < A_i$ , um Einströmverluste zu berücksichtigen, und gleich 0, wenn  $A_{i+1} > A_i$  ist. Die einzelnen Pumpen des Vorvakuumsystems der Kollimatorkammer sind mit Rohrstücken verschiedener Längen und Durchmesser verbunden. Daher wurde der Leitwert  $C$  nach Gleichung 4.7 der einzelnen Verbindungen und der Gesamtleitwert  $C_{ges}$  für hintereinander geschaltete Verbindungen nach Gleichung 4.10 berechnet, um das effektive Saugvermögen  $S_{eff}$  nach Formel 4.6 für die einzelnen Pumpen ermitteln zu können. Die in Tabelle 4.1 aufgeführten Leitwerte sind näherungsweise für gerade Leitungsstücke mit rundem Querschnitt ermittelt wurden. Tatsächlich werden hauptsächlich flexible Verbindungsstücke wie z.B. Wellbälge eingesetzt, wodurch diese Rechnung lediglich eine grobe Abschätzung darstellt.

Leitungsstück zwischen	Durchmesser $d [m]$	Länge $l [m]$	Leitwert $C \left[ \frac{m^3}{h} \right]$	Gesamtleitwert $C_{ges} \left[ \frac{m^3}{h} \right]$
VP1-RP2	$0,050 \pm 0,001$	$0,70 \pm 0,05$	$254 \pm 19$	$254 \pm 19$
RP2-RP1	$0,063 \pm 0,001$	$1,00 \pm 0,05$	$361 \pm 20$	$361 \pm 20$
RP1-TP2	$0,040 \pm 0,001$	$0,50 \pm 0,05$	$179 \pm 18$	$119 \pm 8$
	$0,063 \pm 0,001$	$1,50 \pm 0,05$	$346 \pm 19$	
	$0,145 \pm 0,001$	$0,64 \pm 0,05$	$5433 \pm 322$	
RP1-TP3	$0,040 \pm 0,001$	$1,60 \pm 0,05$	$62 \pm 4$	$53 \pm 3$
	$0,063 \pm 0,001$	$1,50 \pm 0,05$	$346 \pm 19$	
	$0,145 \pm 0,001$	$0,64 \pm 0,05$	$5433 \pm 322$	

**Tabelle 4.1:** Berechnete Leitwerte für die einzelnen Verbindungsstücke zwischen den Pumpen der Kollimatorkammer (vgl. Abb. 4.5).

In Tabelle 4.2 ist das effektive Saugvermögen der einzelnen Pumpen des Vorvakuumsystems der Kollimatorkammer aufgelistet. Dabei muss beachtet werden, dass bei der Bestimmung des Saugvermögens für die Rootspumpe RP1 das effektive Saugvermögen

für den Einsatz der Leitung an die Turbomolekularpumpe TP2 oder TP3 berechnet wurde und nicht für den parallel geschalteten Fall. Es zeigt sich, dass das effektive Saugvermögen des Vorvakuumsystems durch den Einsatz der Leitungen stark vermindert wird und somit offenbar für die Reduktion des Saugvermögens in der Kollimatorkammer verantwortlich ist.

Pumpen des Vorvakuumsystems	Nominales Saugvermögen $S \left[ \frac{m^3}{h} \right]$	Effektives Saugvermögen $S_{eff} \left[ \frac{m^3}{h} \right]$
VP1	175	$104 \pm 3$
RP2	600	$225 \pm 8$
RP1(-TP2)	1000	$106 \pm 8$
RP1(-TP3)	1000	$50 \pm 3$

**Tabelle 4.2:** Effektives Saugvermögen der Pumpen des Vorvakuumsystems der Kollimatorkammer. Bei der Berechnung des effektiven Saugvermögens der Rootspumpe RP1 wurde jeweils davon ausgegangen, dass die Turbomolekularpumpen einzeln und nicht wie bei dem realen Aufbau parallel an die Rootspumpe angeschlossen sind.

Aus diesem Grund wurde das Pumpsystem umgebaut und es wurden nach Möglichkeit kürzere Verbindungsstücke mit größerem Durchmesser eingesetzt. Da dieser Umbau noch nicht zu einer ausreichenden Verbesserung des Kollimatorkammerdrucks geführt hatte, wurde zusätzlich ein Skimmer mit einem kleineren Durchmesser eingesetzt ( $\varnothing = 0,7 \text{ mm} \rightarrow \varnothing = 0,5 \text{ mm}$ ), um den Durchmesser des Clusterstrahls in der Kollimatorkammer und somit den Fluss in die Kammer zu vermindern. Dies ist für den Clusterbetrieb unproblematisch, da die Größe des Clusterstrahls erst durch den anschließenden Kollimator bestimmt wird. Der Durchmesser des zuvor eingesetzten Skimmers wurde großzügig gewählt, so dass die Größe des Clusterstrahls in der Streukammer durch den Skimmerwechsel nicht beeinflusst wurde. Der Kollimatorkammerdruck konnte dadurch von anfangs  $4,5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$  auf  $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$  bei höchsten Clusterdichten verbessert werden. Dadurch soll die Streuung bzw. das Aufbrechen der Cluster in der Kollimatorkammer minimiert werden, um Dichteverluste des Clusterstrahls zu verhindern.

## 4.2 Maßnahmen zur Verringerung des Untergrundes in der Streukammer

Neben dem Kollimatordruck wurde der Druck in der Streukammer genauer untersucht. Hier muss der Untergrund möglichst klein gehalten werden, um zukünftige Reaktionen beim  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment zu vermeiden, die nicht am gewünschten Vertexpunkt auftreten.

An der Streukammer wird zur Zeit eine Turbomolekularpumpe mit einem nominellen Saugvermögen von 360 l/s eingesetzt, wohingegen beim  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment am Wechselwirkungspunkt direkt keine Vakuumpumpen eingesetzt werden können, sondern nur über die Strahlrohre gepumpt wird. Daher müssen die Hauptfaktoren, die für den Untergrund verantwortlich sein können, ermittelt werden. Die beiden Faktoren, die einen merklichen Einfluss auf den Streukammerdruck haben könnten, sind vom Auffänger reflektierte Cluster bzw. Gasmoleküle und Gas aus der Kryopumpe der Quelle.

Um den Einfluss der vom Auffänger reflektierten Cluster zu untersuchen, wurden die Drücke bei hohen Clusterdichten im Auffänger und in der Streukammer gemessen. Das Pumpsystem des Auffängers besteht aus vier Stufen, die in Abb. 3.11 dargestellt sind. An der ersten und dritten Pumpstufe befindet sich jeweils eine Kryopumpe und an der zweiten und vierten Stufe befinden sich insgesamt drei Turbomolekularpumpen. Bei hohen Clusterdichten, beispielsweise bei einer Düsentemperatur von 25 K und einem Düsendruck von 18 bar, wurde an den beiden ersten Auffängerstufen ein Druck im Bereich  $10^{-6}$  mbar gemessen bei einem Streukammerdruck von etwa  $8 \cdot 10^{-5}$  mbar (Drücke auf  $\text{H}_2$  kalibriert). Eine Erhöhung des Saugvermögens des Auffängers würde zu keiner erheblichen Verbesserung des Streukammerdrucks führen, da die Drücke in den ersten beiden Auffängerstufen bereits niedriger sind als der Druck in der Streukammer und somit ein genügend hohes Saugvermögen vorliegt. In Kapitel 3.1.3 wurde bereits erwähnt, dass die Cluster am Ende des Auffängers auf einen Detektor treffen, der zur Flugzeitmessung eingesetzt wird. Würden die Cluster stattdessen auf die Saugseite der Turbomolekularpumpe der vierten Stufe treffen, könnte der Streukammerdruck

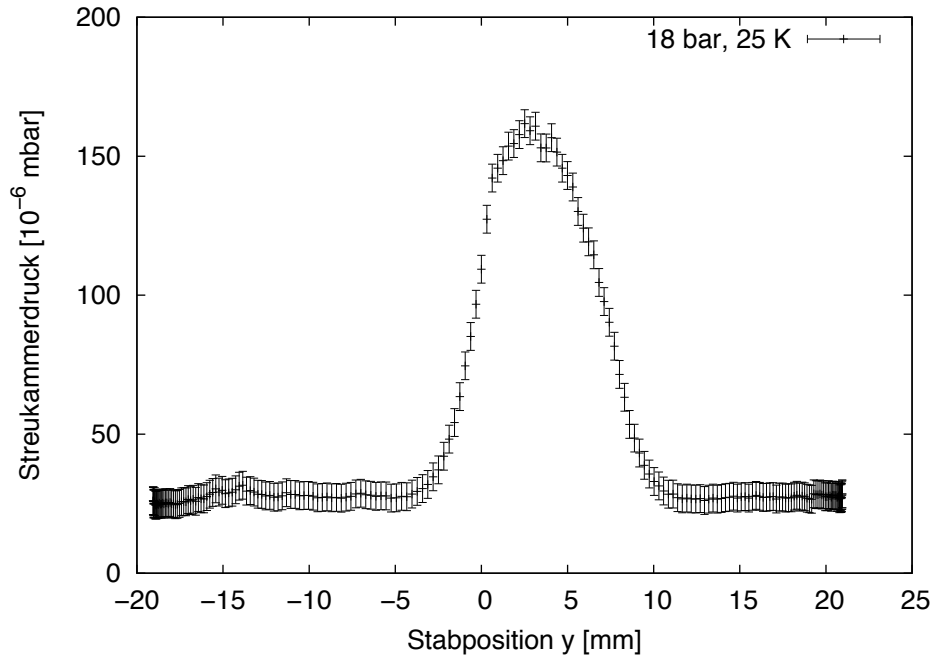
verbessert werden. Da die Messung der Flugzeit der Cluster mit dem Channeltron ein wesentlicher Bestandteil der Bestimmung der Clusterdichte und Ziel dieser Arbeit ist, erfolgt der Umbau des Auffängers zu einem späteren Zeitpunkt.

Gasmoleküle der quellseitigen Kryopumpe könnten ein weiterer Einflussfaktor auf den Streukammeruntergrund sein. Um Wasserstoffmoleküle aus der Kryopumpe zurück zuhalten, können Blenden eingesetzt werden, die den Gasfluss in die Streukammer vermindern, ohne den Clusterstrahl zu behindern. Für einen optimalen Verlauf des Clusterstrahls durch die Blenden muss die Position von Skimmer und Kollimator angepasst werden. Diese Verschiebungen können den Druck und somit den Untergrund in der Streukammer beeinflussen. Daher wurde vor und nach den folgenden Veränderungen ein Strahlprofil in der Streukammer gemessen, um das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis abzuschätzen (vgl. Abb. 4.10). Bei 25 K und etwa 18 bar lag das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei 1,5. Die erste Blende wurde in der Streukammer eingebaut (vgl. Abb. 3.15) und hatte zunächst zu keiner Änderung geführt. Erst nach Anpassung der Position von Skimmer und Kollimator an die Öffnung der Blende verbesserte sich das Verhältnis von 1,5 auf 2,5. Durch eine zweite Blende in der quellseitigen Kryopumpe vergrößerte sich das Verhältnis bei ähnlichen Bedingungen auf 3,5. Der Einsatz eines kleineren Skimmers steigerte das Verhältnis weiter auf 3,7. Als letzte Maßnahme wurde zwischen Kryopumpe und Streukammer eine weitere kurze Pumpstufe bestehend aus einer Turbomolekularpumpe ebenfalls mit einer Blende eingesetzt, so dass ein Verhältnis von 6,4 erreicht werden konnte (vgl. Abb. 4.10).

Maßnahme	Signal-zu-Untergrundverhältnis
-	1,5
Blende am Eingang Streukammer	2,5
Blende am Ausgang der Kryopumpe der Quelle	3,5
Einsatz eines Skimmers mit kleinerer Öffnung	3,7
zusätzliche Pumpstufe mit Blende	6,4

**Tabelle 4.3:** Signal-zu-Untergrundverhältnisse aus den gemessenen Strahlprofilen der Streukammer

Durch diese Maßnahmen, aufgelistet in Tabelle 4.3, konnte das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis um das vierfache gesteigert werden. Für das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment muss eine solche zusätzliche Pumpstufe eingeplant werden. Zudem kann das Verhältnis weiter gesteigert werden, indem zukünftig Blenden mit einem kleinerem Durchmesser eingesetzt werden. Der Durchmesser der verwendeten Blenden wurde zunächst sehr großzügig gewählt. Vor allem durch den Einsatz eines Schlitzkollimators (vgl. Abb. 2.8) können noch engere Blende eingesetzt werden, die den Gasfluss in die Streukammer erheblich reduzieren können.

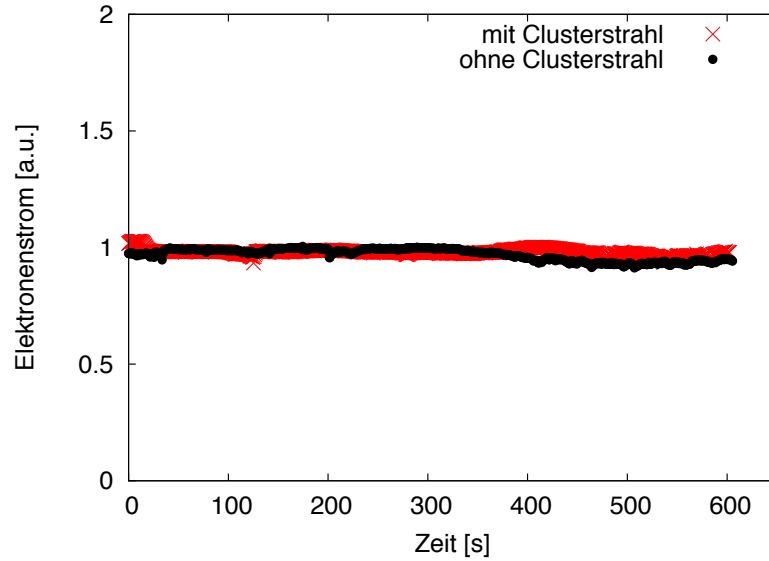


**Abbildung 4.10:** Gemessenes Profil in der Streukammer bei 25 K und 18 bar. Das Signal-zu-Untergrundverhältnis beträgt etwa 6,4.

### 4.3 Inbetriebnahme der Flugzeitmessung am Auffänger

Eine wichtige Größe zur Bestimmung der Dichte des Clusterstrahls ist die Geschwindigkeit der Cluster. Für die Ermittlung der Geschwindigkeit muss bei bekannter Flugstrecke die Flugzeit der Wasserstoffcluster gemessen werden. Dafür werden die einzelnen Cluster von einer gepulst betriebenen Elektronenkanone ionisiert und anschließend detektiert [Ott07]. Die Elektronenkanone befindet sich zwischen der Quelle und der Streukammer und enthält als Hauptkomponenten ein Filament, eine Spiegelelektrode und eine Extraktionsblende (s. Abb. 4.12). Das Filament emittiert Elektronen, die durch eine negativ geladene Spiegelelektrode zu einer Extraktionsblende beschleunigt werden. Liegt an der Extraktionsblende ebenfalls eine negative Spannung an, können die Elektronen nicht aus der Elektronenkanone heraustreten. Befindet sich die Extraktionsblende auf Erddpotential, so werden die Elektronen durch die Potentialdifferenz beschleunigt und können mit dem Clusterstrahl wechselwirken sowie die einzelnen Cluster ionisieren. Die Messung des Elektronenstroms mit und ohne Clusterstrahl ist in Abb. 4.11 dargestellt und zeigt, dass der Elektronenstrom in beiden Fällen stabil bleibt und somit eine gleichmäßige Ionisation ermöglicht wird.

Die ionisierten Wasserstoffcluster werden am Ende des Auffängers von einem Channeltron detektiert. Dabei handelt es sich um ein schneckenförmiges Bleiglasröhrchen mit einer trichterförmigen Öffnung. Die Innenseite des Röhrchens ist mit einer sehr hochohmigen Schicht überzogen und zwischen der Öffnung und dem Ende des Channeltrons liegt eine Potentialdifferenz an. Trifft ein Ion auf diese Schicht, werden Sekundärelektronen herausgelöst und durch die Potentialdifferenz in das Channeltron hinein beschleunigt. Durch die besondere Form des Channeltrons werden auf dem Weg weitere Elektronen aus der Schicht herausgeschlagen, so dass eine Elektronenlawine von etwa  $10^7$  bis  $10^8$  Elektronen ausgelöst wird. Der genaue Aufbau der einzelnen Komponenten der Flugzeitmessung sowie die Elektronik, die Start- und Stoppsignal generiert, ist in Abb. 4.12 dargestellt.



**Abbildung 4.11:** Messung des Elektronenstroms in Abhängigkeit von der Zeit. Die Messung des Elektronenstroms mit Clusterstrahl ist rot gekennzeichnet und die Messung ohne den Clusterstrahl ist schwarz markiert. In beiden Situationen bleibt der Elektronenstrom stabil und ermöglicht eine gleichmäßige Ionisation der Cluster.

Ein Frequenzgenerator generiert ein positives Rechtecksignal und definiert damit die Einschaltvorgänge der Elektronenkanone pro Sekunde. Dieser ist mit einem Gategenerator verbunden, der ebenfalls durch positive Rechtecksignale die Zeitspanne der eingeschalteten Elektronenkanone festlegt. Dieses Signal wird über einen Invertierer an einen Pulser und an einen zweiten Invertierer weiter gegeben. Der Pulser ist mit der Extraktionsblende verbunden und oszilliert aufgrund der Einstellungen am Frequenz- und Gategenerator zwischen negativer Spannung und Erdpotential.

Über den zweiten Invertierer wird das Signal an einen Einkanaldiskriminator weiter gegeben. Bei jedem Einschaltvorgang der Elektronenkanone wird die Signalschwelle des Diskriminators überschritten und dieser sendet ein Signal, das als Startsignal für den Timer bzw. Counter genutzt wird. Als Stoppsignal dient ein Spannungsimpuls, der durch die Elektronenlawine des Channeltrons ausgelöst wird. Dieser Impuls wird auf einen Hochpass gegeben, der auf die kurzen Signale ionisierter Cluster abgestimmt



wurde. Eine Verstärkung des Signals übernehmen Vor- und Hauptverstärker, die mit einem Einkanaldiskriminator verbunden sind. Das Signal des Diskriminators wird als Stoppsignal für den Timer bzw. Counter verwendet.

Durch die Wahl der Filamentspannung kann die Zahl der ionisierten Cluster beeinflusst werden. Die Abhängigkeit des Elektronenstroms bzw. der Zählrate von der Filamentspannung ist in Abb. 4.13 dargestellt. Damit wirklich einzelne Cluster von der Elektronenkanone ionisiert und vom Channeltron nachgewiesen werden, wird die Filamentspannung so gewählt, dass nicht bei jedem Anschaltvorgang Cluster ionisiert werden. Damit sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass bei einem Anschaltvorgang mehr als ein Cluster ionisiert wird. Wenn mehr als ein Cluster pro Puls ionisiert werden, misst man immer den schnellsten und damit würden zu hohe Geschwindigkeiten gemessen werden. Liegt beispielsweise eine Frequenz von 20 Hz an der Elektronenkanone an, werden immer weniger als 20 Cluster pro Sekunde detektiert.

Die genauen Einstellungen der einzelnen Komponenten des Aufbau zur Flugzeitmessung ergeben sich aus weiteren Untersuchungen, die in Kapitel 5.4 näher beschrieben werden.

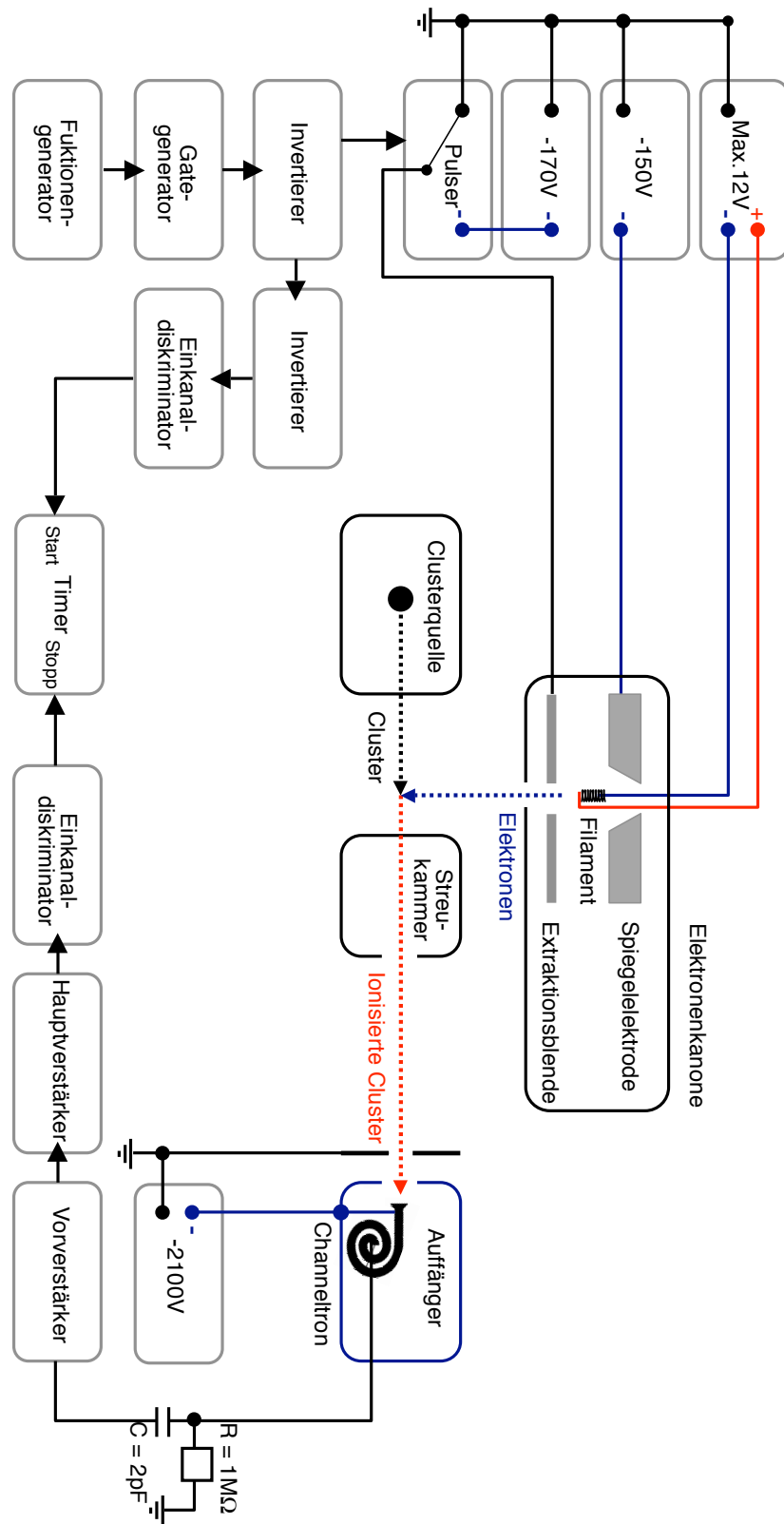
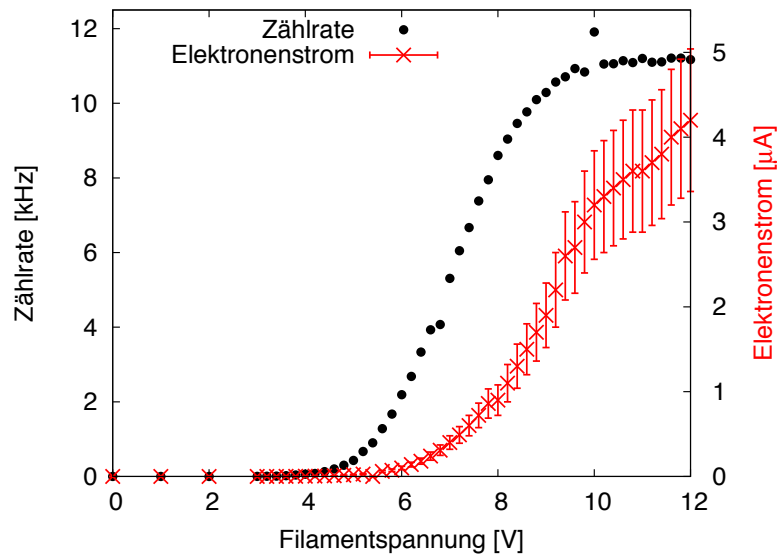


Abbildung 4.12: Aufbau der Flugzeitmessung des MCT2.



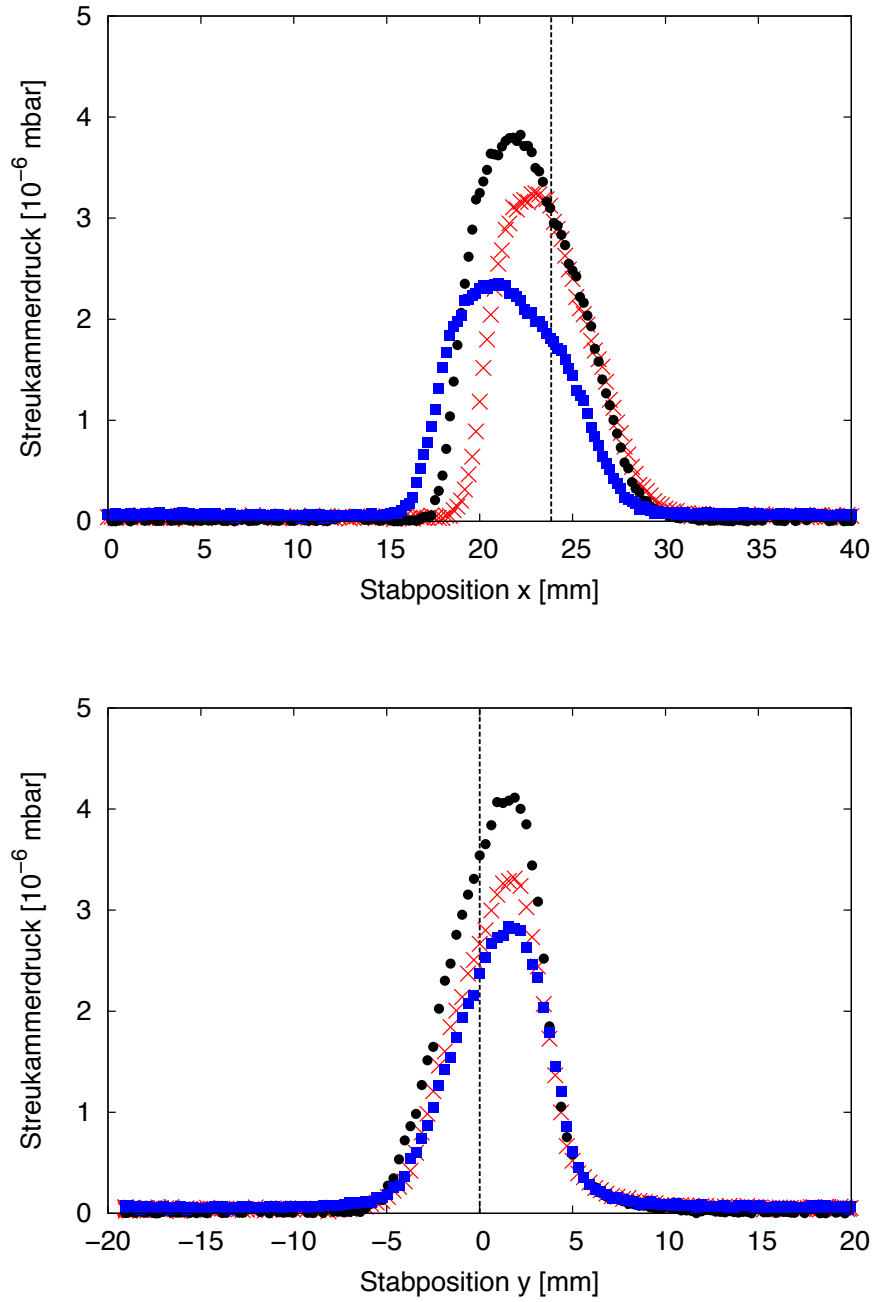
**Abbildung 4.13:** Messung der Clusterzählrate (schwarz) und des Elektronenstroms (rot) in Abhängigkeit von der Filamentspannung. Die Zählrate steigt zunächst an und geht in einen Sättigungsbereich über, der durch das Channeltron und die eingesetzte Elektronik bestimmt ist, so dass bei der Erhöhung der Filamentspannung die Zählrate konstant bleibt. Der Elektronenstrom steigt in Abhängigkeit der Filamentspannung bis zu einem Maximum an. Bei der Messung des Elektronenstroms handelt es sich um eine untere Grenze, da bei dieser Messung reflektierte Elektronen nicht berücksichtigt wurden. Dieser Strom ist jedoch proportional zum tatsächlichen Strom.

## 5 Die Bestimmung und Analyse der Eigenschaften des Clusterstrahls

Für die Planung und Durchführung eines Streuexperiments ist die Luminosität  $\mathcal{L}$  eine wichtige Größe, die den Zusammenhang zwischen der gewünschten Ereignisrate, der Intensität des Beschleunigerstrahls und der benötigten Targetdichte beschreibt. Für das PANDA-Experiment am HESR ergaben Berechnungen in Kapitel 2.2.3, dass für die maximale Luminosität von  $\mathcal{L}_{max} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  eine Targetflächendichte von  $4 \cdot 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$  am Wechselwirkungspunkt notwendig ist. Des Weiteren stellt die Entfernung von 2,1 m zwischen Targetquelle und dem Wechselwirkungspunkt mit dem Antiprotonenstrahl eine besondere Herausforderung dar, da die räumliche Ausdehnung des Targetstrahls klein gehalten werden muss, um das Vakuum der Streukammer nicht zu stark zu beeinflussen. Das Strahlrohr des Beschleuniger- bzw. des Targetstrahls besitzt am Wechselwirkungspunkt lediglich einen Durchmesser von 2 cm. Zur Berechnung der Flächendichte des Cluster-Jet Targets MCT2, der Prototyp für das PANDA-Experiment, müssen Größen wie beispielsweise die Breite des Clusterstrahls und die Geschwindigkeit der Cluster bestimmt werden. Die Bestimmung der Eigenschaften des erzeugten Clusterstrahls sowie deren Analyse zur Berechnung und Optimierung der Targetdichte wird in diesem Kapitel thematisiert und ist Schwerpunkt dieser Arbeit.

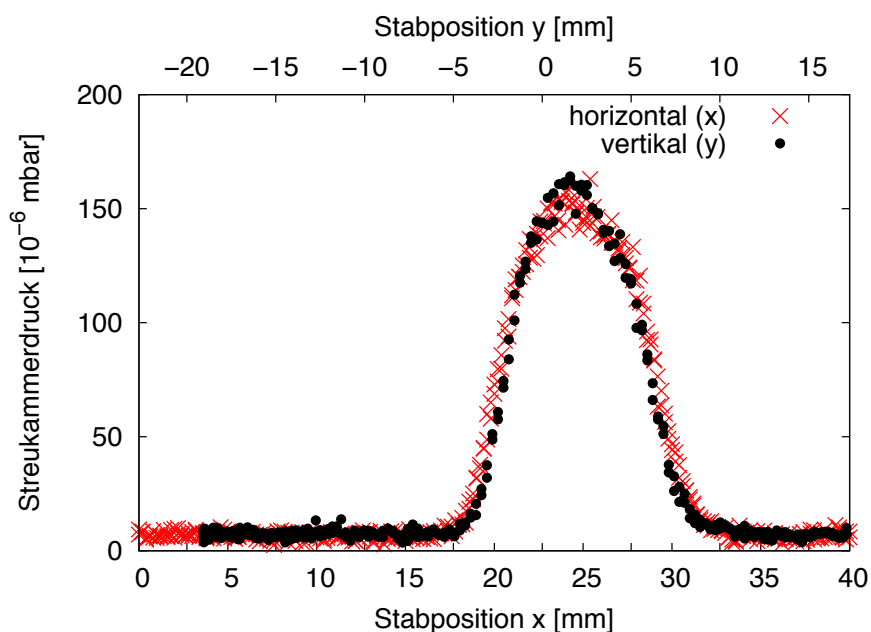
## 5.1 Die Lokalisierung und Verschiebung des Clusterstrahls

Die einzelnen Hauptkomponenten des Cluster-Jet Targets bestehend aus Quelle, Streukammer und Auffänger wurden bei dem Aufbau mit einem Theodoliten ausgerichtet. Als wichtige Ausrichtungspunkte für den Aufbau und spätere Umbauarbeiten dienen definiert verfahrbare Stäbe an den drei Hauptkomponenten, die das Zentrum der Strahlrohre an verschiedenen Stellen kennzeichnen. Während des Targetbetriebs dient das Stabsystem zur Lokalisierung des Clusterstrahls. Das Stabsystem an der Quelle und am Auffänger wird manuell betrieben, während das Stabsystem in der Streukammer durch Schrittmotoren angesteuert werden kann. Die Messung des Clusterstrahlprofils ist wichtig zur Bestimmung der Dichte am Wechselwirkungspunkt, deshalb werden im Folgenden ausschließlich Profile aus der Streukammer dargestellt und beschrieben. Misst man den Druck in der Streukammer in Abhängigkeit von der Stabposition, ergibt sich das in Abb. 5.1 dargestellte Strahlprofil und die Position des Clusterstrahls in der Streukammer kann direkt abgelesen werden. Weicht der Mittelpunkt des Clusterstrahls vom Sollwert (Mittelpunkt des Strahlrohrs in der Streukammer) ab, besteht die Möglichkeit, die Clusterquelle neu auszurichten. Durch die Verschiebung von Skimmer und Kollimator wird die Justage weiter verfeinert, so dass ein optimaler Verlauf des Clusterstrahls durch die Kammern und Strahlrohre gewährleistet wird, ohne dass Cluster an den Rohrwänden reflektiert werden und dadurch der Vakuumdruck verschlechtert wird. Durch gemessene Clusterstrahlprofile in der Streukammer kann neben der Position des Clusterstrahls der Druckanstieg und der Strahldurchmesser bestimmt werden. Der Durchmesser des Clusterstrahls ergibt sich aus der Breite und der Druckanstieg aus der Höhe des aufgenommenen Profils. Wie in Kapitel 5.5 gezeigt wird, sind beide Parameter wichtig zur Bestimmung der Dichte des Clusterstrahls am späteren Wechselwirkungspunkt mit dem Antiprotonenstrahl. Die ersten gemessenen Clusterstrahlprofile am MCT2, dargestellt in Abb. 5.1, ergaben, dass der Strahlmittelpunkt zunächst stark vom Sollwert abwich, die Form des Clusterstrahls asymmetrisch war und die Profile in horizontaler und vertikaler Richtung nicht miteinander übereinstimmten.



**Abbildung 5.1:** Aufgenommene Clusterstrahlprofile in der Streukammer mit abgezogenem Untergrund. Die erkennbare horizontale (oben) und vertikale (unten) Verschiebung des Zentrums des Clusterstrahls ergibt sich durch die Verschiebung von Skimmer und Kollimator. Die Profile sind bei Clusterbedingungen von 35 K und 7,5 bar aufgenommen worden (Drücke auf  $H_2$  kalibriert). Die eingezeichnete gestrichelte Linie markiert den Sollwert des Clusterstrahlzentrums.

Außerdem wurden bei kleinen Verschiebungen des Skimmers starke Veränderungen des Druckanstiegs beobachtet, was auf mögliche Strukturen im Clusterstrahl hindeutete. Bevor Messungen zur Bestimmung der Dichte durchgeführt werden konnten, musste das Target präziser justiert werden. Skimmer und Kollimator wurden verschoben, bis beide Profile symmetrisch waren und die gleiche Breite und Höhe aufwiesen, wie in Abb. 5.2 dargestellt ist. Dabei wurden die Positionen von Skimmer und Kollimator so optimiert, bis das Zentrum des Clusterstrahls bis auf 1 mm mit der Strahlrohrmitte übereinstimmt. Dabei zeigte sich erwartungsgemäß, dass der Druckanstieg in der Streukammer, welches ein Maß für die Dichte darstellt, besonders hoch ist.

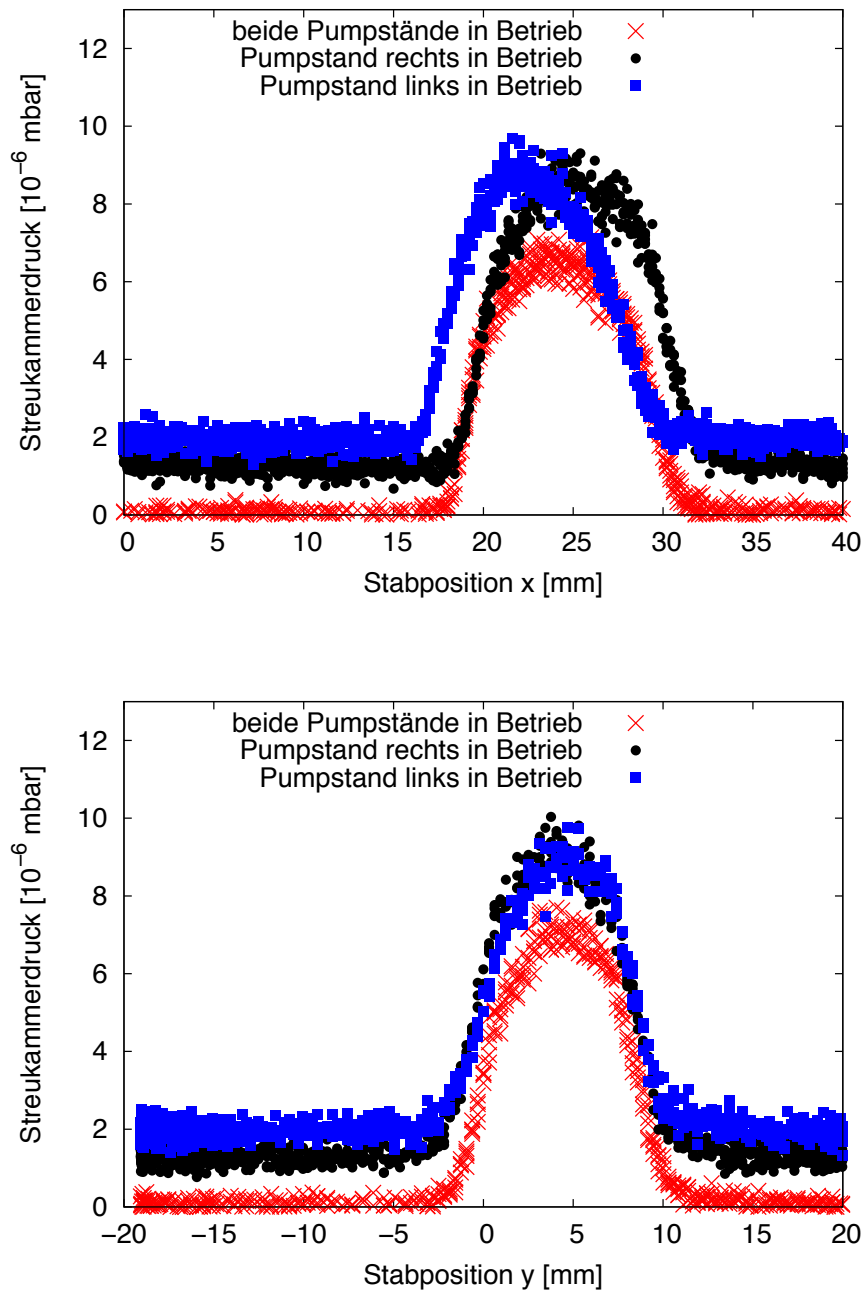


**Abbildung 5.2:** Horizontales und vertikales Clusterstrahlprofil in der Streukammer bei Clusterbedingungen von 25 K und 18 bar aufgenommen (Drücke auf  $\text{H}_2$  kalibriert). Skimmer und Kollimator sind so positioniert, dass der Teil mit dem höchsten Druckanstieg extrahiert wird.

Die Position des Clusterstrahls kann nicht nur durch die Justage der Clusterquelle, des Skimmers und des Kollimators verändert werden, sondern hängt auch von der Saugleistung in der Skimmerkammer ab. Zur Zeit werden zwei Pumpstände mit unterschiedlichem Saugvermögen eingesetzt.

Der rechte Pumpstand besitzt ein nominelles Saugvermögen von  $3000\text{ m}^3/\text{h}$  und der linke eines von  $2000\text{ m}^3/\text{h}$ . Betreibt man lediglich einen der Pumpstände, verschiebt sich der Clusterstrahl zur jeweiligen Saugseite. Diese Verschiebung macht sich auch in der Streukammer bemerkbar und ist in Abb. 5.3 dargestellt. Die Profile zeigen die horizontale Verschiebung des Clusterstrahls um weniger als 1 mm nach links bzw. um mehr als 1 mm nach rechts. Die Stärke der Verschiebung ist abhängig von der Saugleistung des Pumpstands. In vertikaler Richtung verschiebt sich der Clusterstrahl erwartungsgemäß nicht jedoch wird ein erhöhter Untergrunddruck beobachtet, da ein Teil des Clusterstrahls durch die Verschiebung auf die Strahlrohrwände trifft. Dabei brechen die Cluster auseinander und der Druck in der Streukammer erhöht sich. Aufgrund dieser Beobachtungen ist es wichtig, dass in der Skimmerkammer symmetrisch gepumpt wird und Pumpen mit möglichst gleicher Saugleistung eingesetzt werden. Dies muss unbedingt bei der Planung des Pumpsystems für das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment berücksichtigt werden. Ein weiteres wichtiges Ergebnis der Strahlprofilmessungen ist, dass bei kleinen Verschiebungen von Skimmer und Kollimator Änderungen beim Druckanstieg in der Streukammer auftreten. Da bei der Verschiebung des Skimmers ein anderer Teil des Clusterstrahls extrahiert wird, könnte dies ein Hinweis darauf sein, dass der Clusterstrahl nicht homogen ist. Um den Clusterstrahl in der Skimmerkammer genau untersuchen zu können, wurde der Clusterstrahl beleuchtet und Bilder mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Die Ergebnisse werden im folgenden Abschnitt näher beschrieben.



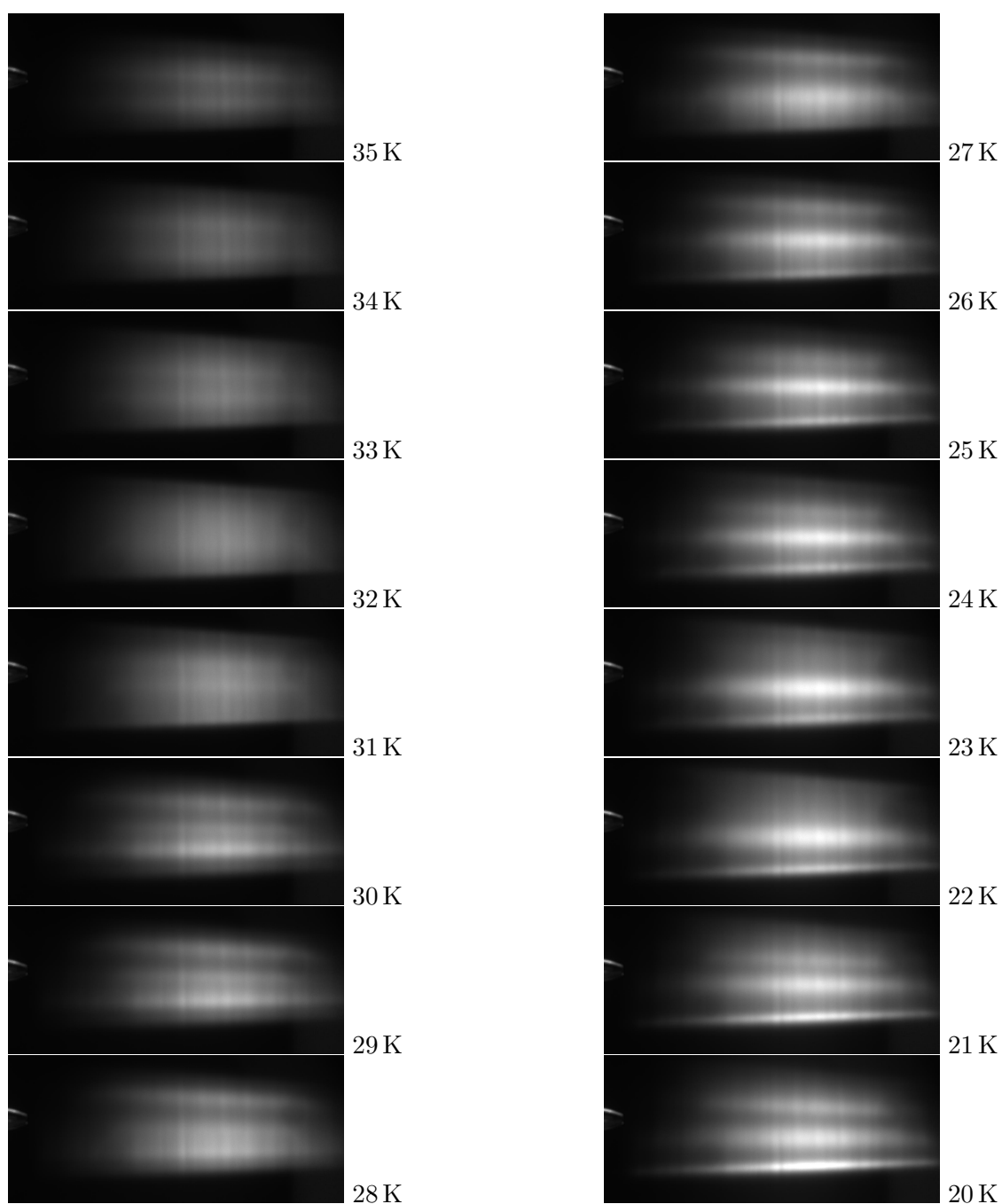


**Abbildung 5.3:** Horizontale (oben) und vertikale (unten) Clusterstrahlprofile in der Streukammer. Sämtliche Profile sind bei 35 K und 7,5 bar aufgenommen worden (Drücke auf  $H_2$  kalibriert). Die horizontale Verschiebung des Profils wird durch den Betrieb mit jeweils einem Pumpstand ausgelöst. Das vertikale Profil weist keine Verschiebung nach oben oder unten auf. Der erhöhte Untergrunddruck ist eine Folge der horizontalen Verschiebung, da ein Teil des Clusterstrahls mit den Rohrwänden kollidiert.

## 5.2 Die Visualisierung des Clusterstrahls in der Skimmerkammer

Untersuchungen des Druckanstiegs in der Streukammer bei der Messung von Clusterstrahlprofilen deuten auf eine mögliche innere Struktur des Clusterstrahls hin. Die Skimmerkammer bietet die Möglichkeit, den Clusterstrahl durch Infrarot-Dioden innerhalb der Kammer oder mit einem aufgeweiteten Laserstrahl von außen durch einen Flansch mit Beobachtungsfenster zu beleuchten. Mit einer monochromen CCD-Kamera der Firma Pixelfly können Bilder des Clusterstrahls in der Skimmerkammer aufgenommen und näher untersucht werden. In Abb. 5.4 sind Bilder des Clusterstrahls bei verschiedenen Temperaturen zwischen 20 und 35 K und konstantem Druck von 18 bar dargestellt. Vergleicht man die Aufnahmen so zeigt sich, dass es sich beim Clusterstrahl in der Skimmerkammer nicht um einen homogenen Strahl handelt. Der Clusterstrahl besitzt eine innere Struktur, die sich durch helle und dunkle Bereiche abzeichnet. Je nach Temperatur trennen und verschieben sich diese Bereiche. Kühlt man die Düse von 35 bis 30 K herunter, zeigt sich bei 30 K eine Struktur mit mehreren Strahlen. Je niedriger die Temperatur, desto heller und schärfer zeichnen sich die Strahlen ab, so dass bei 20 K drei helle Clusterstrahlen deutlich erkennbar sind (vgl. Abb. 5.4). Bei der Verschiebung des Skimmers zu den hellen Bereichen erhöht sich der Druck in der Kollimatorkammer. Eine Bestimmung der Dichte in der Streukammer ist bei dieser Position von Skimmer und Kollimator nicht möglich. Der Clusterstrahl wird unter diesen Einstellungen so stark verschoben, dass der Strahl an den Blechen der Kryopumpe reflektiert wird, die hinter der Kollimatorkammer montiert ist. Unter diesen Einstellungen besteht keine Möglichkeit, mit dem Clusterstrahl bis zur Streukammer durchzudringen (vgl. Abb. 3.15). Durch die Kollision des Clusterstrahls in der Kryopumpe ist ebenfalls ein Druckanstieg in der Kammer der Kryopumpe zu beobachten. Dieser kann nicht für den Druckanstieg in der Kollimatorkammer verantwortlich sein, da die Öffnung des Kollimators und somit der Leitwert zu klein ist, um einen erheblichen Einfluss auf den Kollimatorkammerdruck auszuüben. Der Druckanstieg in der Kollimatorkammer kann deshalb nur durch die

Extraktion eines Teils des Clusterstrahls mit einer höheren Dichte hervorgerufen werden. Daher ist die Entwicklung einer beweglichen Kaltkopfkammer geplant, so dass die Änderung der Düsenposition ermöglicht wird um den hellsten und damit vermutlich dichtesten Teil des Clusterstrahls extrahieren und die Dichte bestimmen zu können. Bisher besteht lediglich die Möglichkeit, die Dichte des mittleren Teils des Clusterstrahls zu bestimmen. Die inneren Strukturen des Clusterstrahls in der Skimmerkammer haben keinen negativen Einfluss auf den Einsatz des Targets beim  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment. Die gemessenen Strahlprofile weisen draufhin, dass die Volumendichte innerhalb der hellen bzw. dunklen Bereiche konstant ist, so dass der Skimmer lediglich einen kleinen Teil dieses homogenen Bereichs extrahiert und dieser als Targetstrahl verwendet wird.

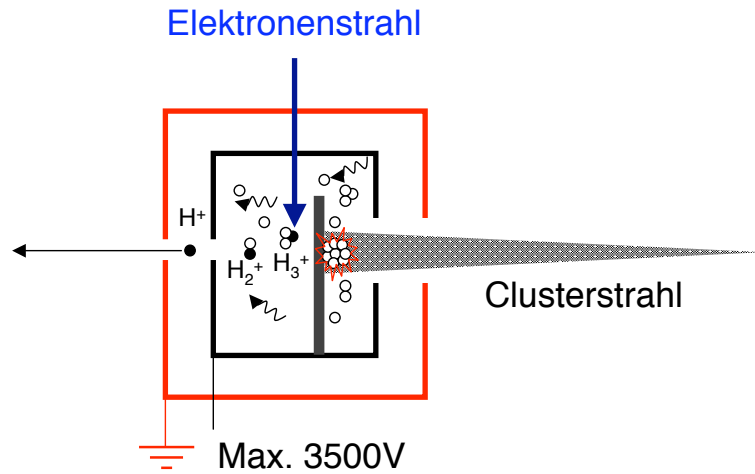


**Abbildung 5.4:** Aufnahmen des Clusterstrahls bei einem Druck von etwa 18 bar und Temperaturen zwischen 20 und 35 K (1 K-Schritte). Es ist nur der Teil des Clusterstrahls zu sehen, der von rechts auf die Spitze des Skimmers auftrifft, die nur schwach links im Bild zu erkennen ist. Der Clusterstrahl besitzt beim Auftreffen auf den Skimmer etwa eine Breite von 8 mm.

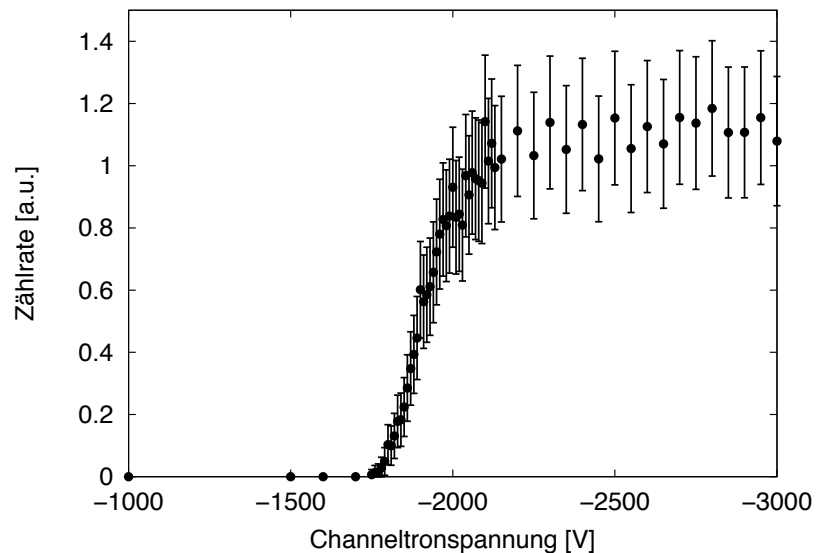
### 5.3 Die Detektion einzelner Cluster

Ein wesentlicher Bestandteil des in Kapitel 4.3 beschriebenen Aufbaus zur Flugzeitmessung bildet die Detektionseinheit für die Cluster mit einem Channeltron. Durch die Ionisation der Cluster mit einer gepulst betriebenen Elektronenkanone können einzelne Cluster mit dem Channeltron detektiert werden. Die Effizienz des Channeltrons ist abhängig von der angelegten Spannung am Channeltroneingang. Für die Wahl der geeigneten Channeltronspannung wurde im Rahmen der Diplomarbeit von S. General [Gen08] am Cluster-Jet Target MCT1 die Zählrate positiv geladener Ionen in Abhängigkeit von der Channeltronspannung gemessen. Zur Erzeugung der positiv geladenen Ionen wurde eine Kalibrationsquelle eingesetzt, die in Abb. 5.5 skizziert ist. Die Kalibrationsquelle wurde dabei in den Strahlengang des Clusterstrahls zwischen der Quelle und der Streukammer eingesetzt und gegenüber von der Elektronenkanone platziert.

Die Kalibrationsquelle erzeugt H-, H<sub>2</sub>- und H<sub>3</sub>-Ionen, indem Wasserstoffcluster in der Kalibrationsquelle auf ein Hindernis treffen und aufbrechen. Die dabei entstehenden Wasserstoffatome bzw. Moleküle werden durch die Elektronen der gegenüberliegenden Elektronenkanone ionisiert und aufgrund einer anliegenden Potentialdifferenz beschleunigt. Um ausschließlich positiv geladene Ionen detektieren zu können, wurde eine negative Spannung an das Channeltron angelegt. Erhöht man die Channeltronspannung, steigt die Zählrate bis zu einem Maximum bei einer Spannung von ca.  $-2000\text{ V}$  an und bleibt danach konstant. Die gleiche Messung wurde am MCT2 bei einer Düsentemperatur von 30 K, einem Druck von 10 bar und einer Ionenenergie von 1 keV erneut durchgeführt (s. Abb. 5.6) und führte zum gleichen Ergebnis. Geeignete Channeltronspannungen liegen demnach im Sättigungsbereich zwischen  $-2000$  und  $-3000\text{ V}$ . Da die Lebensdauer des Channeltrons von der angelegten Spannung abhängig ist, wird das Channeltron bei  $-2100\text{ V}$  betrieben.

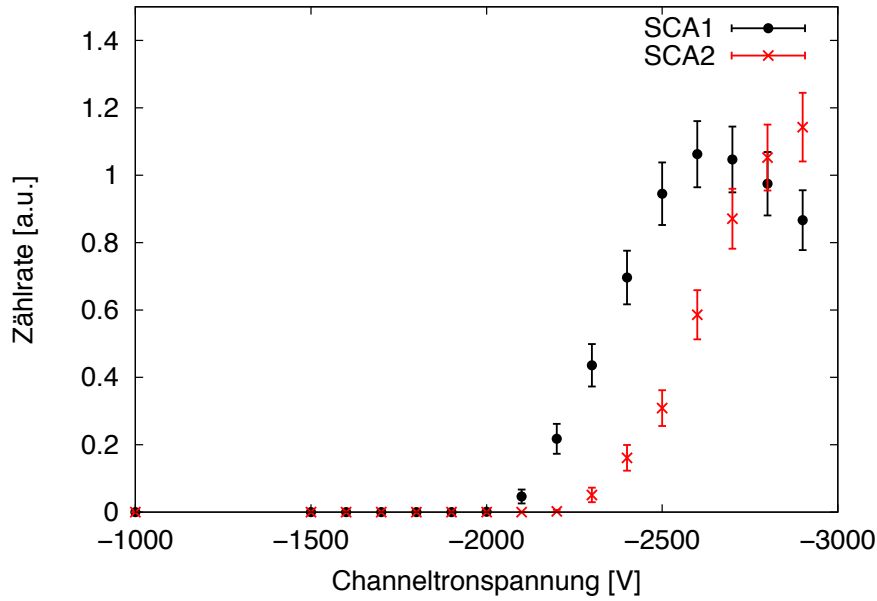


**Abbildung 5.5:** Vereinfachte Darstellung der Erzeugung von Ionen mit bekannter Energie mittels Kalibrationsquelle. Am Eingang der Kalibrationsquelle platzen die einzelnen Cluster auf und die Elektronenkanone ionisiert die entstandenen Atome bzw. Moleküle. Eine Potentialdifferenz am Ausgang der Kalibrationsquelle beschleunigt die Atome bzw. Moleküle, die vom Channeltron im Auffänger detektiert werden können. Die Photonen treten bei der Anregung durch den Elektronenstrahl bzw. bei der Rekombination der Wasserstoffmoleküle auf.



**Abbildung 5.6:** Aufgezeichnete Zählrate mit eingesetzter Kalibrationsquelle in Abhängigkeit der Channeltronspannung. Ab einer Spannung von etwa  $-2000$  V setzt der Sättigungsbereich des Channeltrons ein. Die Ergebnisse stimmen mit der Messung, die im Rahmen der Diplomarbeit von S. General [Gen08] am Cluster-Jet Target MCT1 durchgeführt wurden, überein.

Für die Messung der Zählrate der ionisierten Cluster wurde die Kalibrationsquelle aus dem Strahlengang entfernt. Bei einer Temperatur von 25 K und einem Druck von 18 bar wurden Cluster erzeugt und durch die Elektronenkanone ionisiert. Die Clusterzählrate wurde in Abhängigkeit von der Channeltronspannung gemessen und die Ergebnisse sind in Abb. 5.7 als schwarze Messpunkte abgebildet.



**Abbildung 5.7:** Gemessene Zählrate mit Clusterstrahl (Clusterbedingungen: 25 K, 18 bar) in Abhängigkeit von der Channeltronspannung. Die Aufnahme der Zählrate mit der Verstärkung des Signals und des Einkanaldiskriminators SCA1 führt zu einem Abfall ab einer Channeltronspannung von  $-2600$  V. Der Einsatz eines Einkanaldiskriminators (SCA2), der ohne Verstärkung die kurzen Pulse des Channeltrons registrieren kann, zeigt einen weiteren Anstieg der Zählrate.

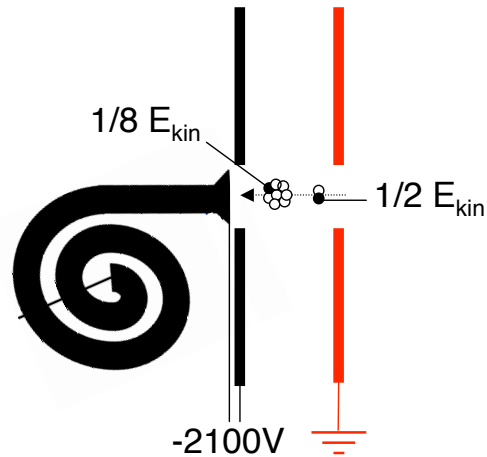
Die Messung zeigt ab  $-2600$  V eine stetige Verminderung der Clusterzählrate und weist keinen Sättigungsbereich wie in Abb. 5.6 auf, bei der positiv geladene Ionen mit einer festen Energie von 1 keV aus der Kalibrationsquelle detektiert wurden. Bei der genauen Untersuchung der elektrischen Signale am Eingang des eingesetzten Einkanaldiskriminators SCA1 (Ortec Model 420A) zeigten die verstärkten Pulse des Channeltrons eine große zeitliche Breite. Die zeitliche Breite der Signale wurde durch

den Einsatz des Vor- (Canberra Model 970) und Hauptverstärkers (Ortec Model 452) hervorgerufen und führte dazu, dass sich mehrere Einzelimpulse überlagerten und vom SCA1 nicht mehr als einzelne Pulse detektiert werden konnten. Ab einer Channeltronspannung von  $-2600\text{ V}$  war die Überlagerung der Pulse so stark, dass dies zu einer Abnahme der Clusterzählrate führte. Zur Detektion der einzelnen Pulse wurde auf die starke Verstärkung des Signals verzichtet und ein anderer Einkanaldiskriminator SCA2 (Ortec Model 584) eingesetzt, der die kurzen Pulse des Channeltrons lediglich mit einem Vorverstärker registrieren konnte. Die Wiederholung der Messung, die in Abb. 5.7 mit roten Messpunkten gekennzeichnet ist, führte zu einem weiteren Anstieg der Zählrate mit steigender Tendenz. Außerdem beginnt die Detektion der Cluster bei der Messung mit dem SCA1 bei einer Spannung von  $-2100\text{ V}$  und bei der Messung mit dem SCA2 bei  $-2300\text{ V}$ . Da die zweite Messung ohne die Verstärkung des Signals durchgeführt wurde, erreichen die Signale erst ab  $-2300\text{ V}$  eine Signalthöhe, die vom SCA2 detektiert werden konnten. Die Messungen wurden bei Spannungen unter  $3000\text{ V}$  durchgeführt, da bei höheren Spannungen das Channeltron beschädigt werden könnte.

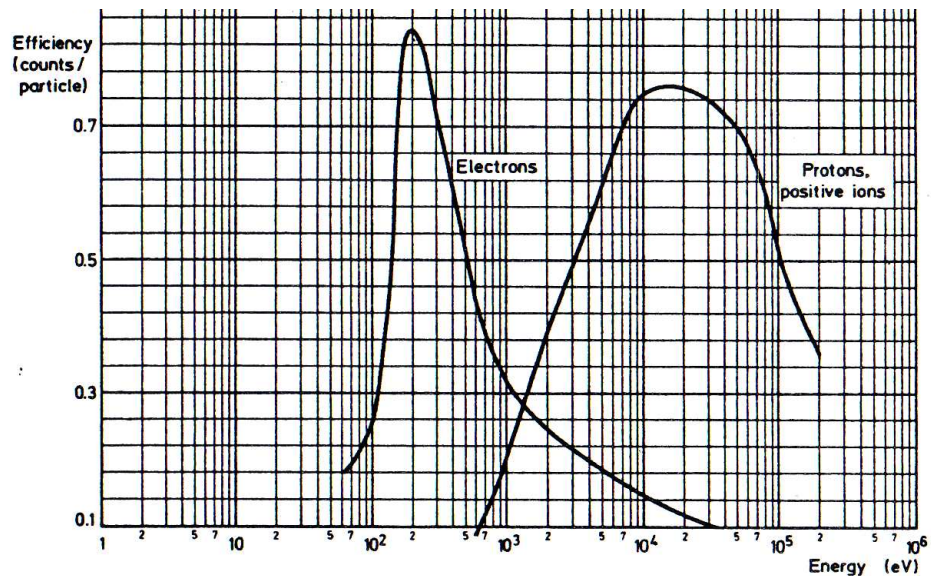
Für den Anstieg der Clusterzählrate bei höheren Channeltronspannungen ist eine Massen- bzw. Energieabhängigkeit der Detektionseffizienz des Channeltrons verantwortlich. In Abb. 5.9 sind typische Effizienzkurven für Elektronen, Protonen bzw. positive Ionen dargestellt und zeigen die Abhängigkeit der Effizienz von der Ionenenergie, die erst bis zu einem Maximum ansteigt und danach wieder abfällt. Die ionisierten Cluster werden mit der gleichen Spannung beschleunigt, die am Eingang des Channeltrons anliegt (vgl. Abb. 5.8). Unter der Annahme, dass ein einzelnes Wasserstoffmolekül eines Clusters ionisiert wird, verteilt sich die gesamte kinetische Energie auf die übrigen Moleküle des Clusters. Das ionisierte Molekül, das verantwortlich für die Auslösung der Elektronen am Channeltron ist, besitzt bei Clustern mit hohen Massen eine weniger hohe Energie als bei Clustern niedriger Massen, wie vereinfacht in Abb. 5.8 gezeigt ist. Das bedeutet, dass das Ion eines Clusters, das aus acht Molekülen zusammengesetzt ist, nur noch ein Achtel der gesamten kinetischen Energie besitzt. Hingegen hat ein Ion eines Clusters, welches aus nur zwei Molekülen besteht, die Hälfte der kinetischen Energie. Eine Erhöhung der Spannung



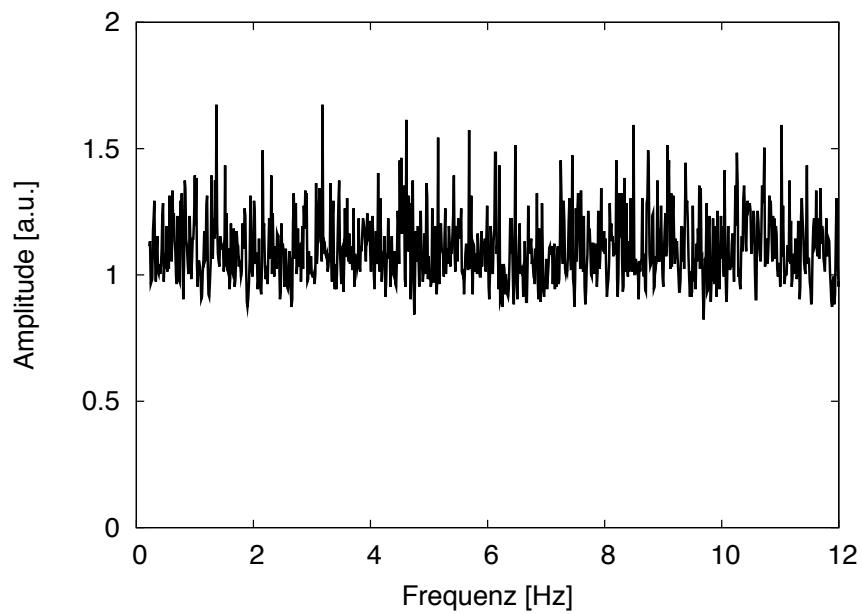
am Channeltron führt gleichzeitig zu einer Erhöhung der Beschleunigungsspannung der Cluster. Dies führt zu einer höheren kinetischen Energie des ionisierten Clusters und erzeugt ein ausreichend hohes Signal, um detektiert zu werden. Deshalb zeigt sich ein Anstieg der Zählrate bei der Erhöhung der Channeltronspannung (vgl. Abb. 5.7). Vermutlich können bei diesem Aufbau Cluster ab einer bestimmten Größe bzw. Masse nicht detektiert werden. Aus diesem Grund ist in naher Zukunft ein Umbau der Detektoreinheit geplant, damit Channeltron- und Beschleunigungsspannung unabhängig voneinander gewählt werden können. Der Einkanaldiskriminator (SCA1) musste nicht ausgetauscht werden, da Flugzeitmessungen mit beiden Geräten gleiche Ergebnisse zeigten. Das Channeltron wird weiterhin mit einer Spannung von  $-2100\text{ V}$  betrieben um die Lebensdauer nicht zu beeinträchtigen. Mit der Detektion der Cluster kann neben der Messung der Flugzeit, die im folgenden Kapitel näher beschrieben wird, die zeitliche Homogenität des Clusterstrahls überprüft werden. Wie in Kapitel 2.2.3 bereits erwähnt wurde, besitzt der Pelletstrahl des Pellettargets eine zeitliche Struktur, die zum einen durch die anliegende Frequenz an der Düse und zum anderen durch den zur Gaskühlung eingesetzten Kaltkopf hervorgerufen wird. Um zu überprüfen, ob der Kaltkopf der Clusterquelle wie beim Pellettarget [Nor06] einen Einfluss auf die Rate des Clusterstrahls ausübt (vgl. Abb. A.3), wurde die Zählrate aufgenommen und in den Frequenzraum transformiert. Abb. 5.10 macht deutlich, dass die Zählrate des ungeladten ionisierten Clusterstrahls unbeeinflusst von der am Motor des Kaltkopfes anliegenden Frequenz ist. Der Clusterstrahl weist im Vergleich zum Pelletstrahl keine zeitliche Struktur auf und ist zeitlich homogen.



**Abbildung 5.8:** Vereinfachte Darstellung der Cluster und der enthaltenen Ionen (ausgefüllte Kreise). Je größer die Anzahl der Moleküle in einem Cluster, desto niedriger die Energie des Ions, das für das Detektionssignal verantwortlich ist.



**Abbildung 5.9:** Typische Effizienzen in Anzahl der Detektorsignale pro einfallenden Teilchen eines Channeltron für Elektronen, Protonen und positive Ionen [Val85].



**Abbildung 5.10:** Diskretes Fourierspektrum der Clusterzählrate. Im Gegensatz zum Pelletarget zeigt sich ein reines Rauschspektrum ohne charakteristische Frequenzsignale.

## 5.4 Die Flugzeitmessung und Geschwindigkeitsbestimmung der Cluster

Die Clustergeschwindigkeit ist eine wichtige Größe zur Berechnung der Dichte des Clusterstrahls. Für die Ermittlung der Geschwindigkeit der Cluster muss die Flugzeit der ionisierten Cluster und die Länge der Flugstrecke bestimmt werden. Die Flugzeitmessung erfolgt mit dem in Kapitel 4.3 beschriebenen Aufbau. Die genaue Bestimmung der Flugstrecke kann durch die direkte Ausmessung oder durch den Einsatz der Kalibrationsquelle erfolgen. Die Kalibrationsquelle erzeugt, wie bereits in Kapitel 5.3 beschrieben und in Abb. 5.5 skizziert, Ionen mit bekannter Energie. Die Wasserstoffcluster treffen in der Kalibrationsquelle auf ein Hindernis, brechen auseinander und die dabei entstehenden Wasserstoffatome bzw. Moleküle werden durch die Elektronen der Elektronenkanone ionisiert. Die Elektronenkanone wird, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, gepulst betrieben. Bei jedem Einschaltvorgang wird die Flugzeitmessung eines einzelnen Ions gestartet. Aufgrund einer anliegenden Potentialdifferenz am Ausgang der Kalibrationsquelle (vgl. 5.5) werden die positiv geladenen Atome bzw. Moleküle beschleunigt und am Auffänger vom Channeltron detektiert. Das vom Channeltron ausgehende Signal beendet anschließend die Flugzeitmessung. Das Flugzeitspektrum der in der bei einer Beschleunigungsspannung von 80 V Kalibrationsquelle erzeugten Atome bzw. Moleküle ist in Abb. 5.11 oben dargestellt. Es sind deutlich vier Peaks bei Flugzeiten von 4, 37, 53 und 64  $\mu\text{s}$  zu erkennen. Mit steigender Flugzeit handelt es sich um Photonen und die positiv geladenen Ionen:  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$  und  $\text{H}_3^+$ . Zur Bestimmung der Flugstrecke wird die Flugzeit in Abhängigkeit von der kinetischen Ionenenergie bzw. Beschleunigungsspannung gemessen. Die Geschwindigkeit  $v$  der Ionen ist abhängig von der Beschleunigungsspannung  $U$  und ergibt sich aus

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot U}{m}}. \quad (5.1)$$

Die Flugzeit der Ionen ist gegeben durch den Quotienten der Flugstrecke  $s$  und der Geschwindigkeit  $v$  mit Berücksichtigung eines Zeitoffsets  $t_0$ .

Der Zeitoffset entsteht durch den Messaufbau und die Signalverarbeitung der elektronischen Bauteile der Flugzeitmessung

$$t = \frac{s}{v} + t_0. \quad (5.2)$$

Durch das Einsetzen der Geschwindigkeit aus Gl. 5.1 in Gl. 5.2 ergibt sich die verwendete Fitfunktion für die Flugzeit

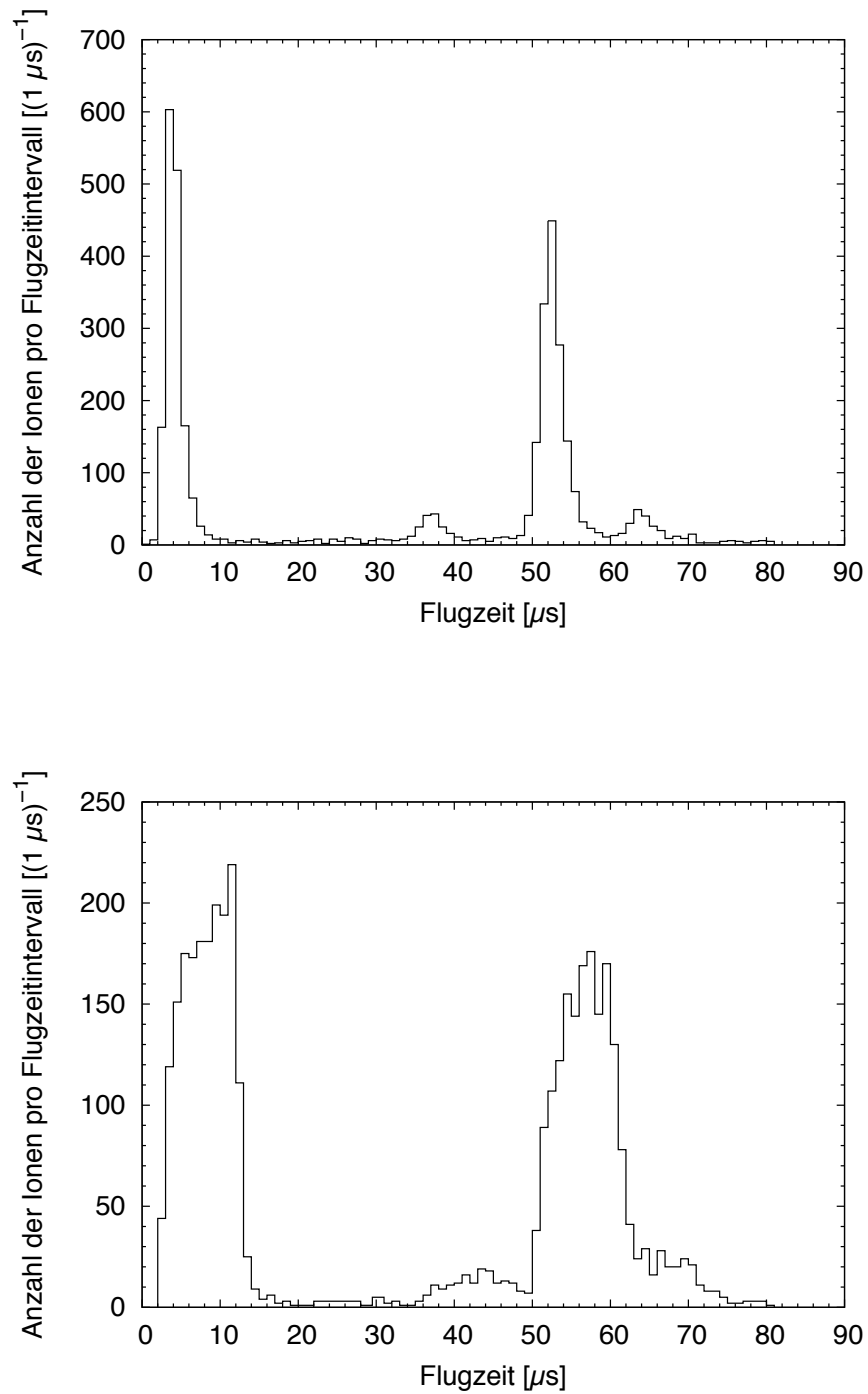
$$t(s, t_0, U) = s \sqrt{\frac{m}{2 \cdot e \cdot U}} + t_0. \quad (5.3)$$

Für die Bestimmung der Flugstrecke  $s$  und des Zeitoffsets  $t_0$  werden bei sechs unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen zwischen 80 und 420 V die Flugzeiten der von der Kalibrationsquelle erzeugten Ionen gemessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.12 dargestellt. Da die Masse  $m$  der von der Kalibrationsquelle austretenden Teilchen ( $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}_3^+$ ) sowie deren Energie  $e \cdot U$  durch die Wahl der Beschleunigungsspannung  $U$  bekannt ist, wird mit der gemessenen Flugzeit  $t$  die Flugstrecke  $s$  und der Zeitoffset  $t_0$  der einzelnen Teilchen durch einen Least-Square-Fit<sup>1</sup> (s. Gl. 5.3) bestimmt. Dabei ergibt sich eine Flugstrecke von  $4,09 \pm 0,03$  m. Die direkte Messung mit einem Maßband ergab  $4,07 \pm 0,02$  m und stimmt im Rahmen der Messungenauigkeiten mit der Flugstrecke überein, die über die mittleren Flugzeiten der Ionen aus der Kalibrationsquelle bestimmt wurde. Zur Berechnung der Clustergeschwindigkeit wird jedoch die mit dem Maßband ausgemessene Strecke verwendet, da diese Methode eine höhere Genauigkeit aufweist.

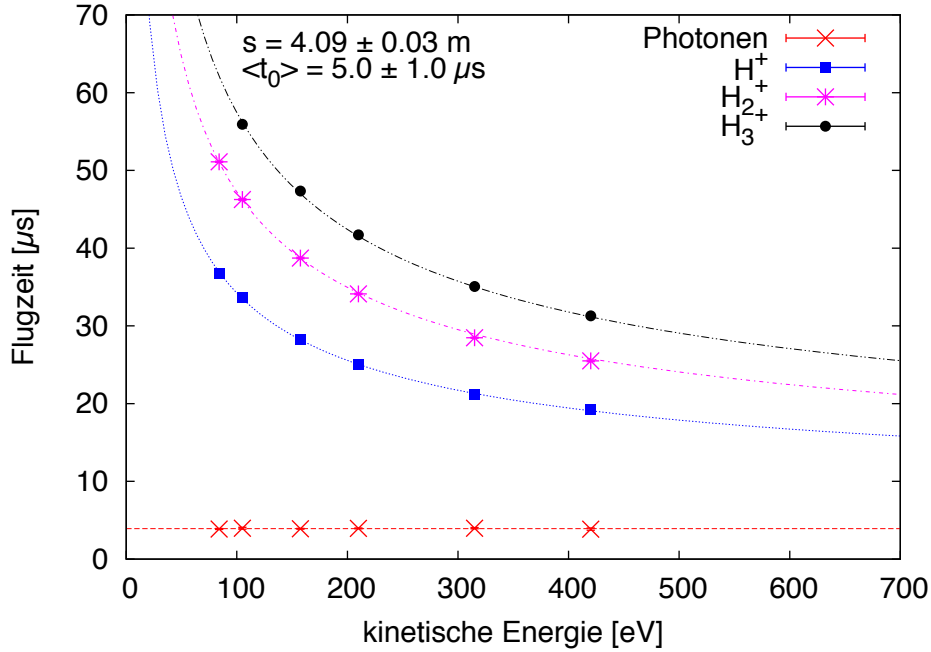
Da der ermittelte Zeitoffset nicht für alle Teilchen gleich ist, wird der mittlere Zeitoffset  $\langle t_0 \rangle = 5 \mu\text{s}$  bestimmt. Durch die Position des Photonenpeaks kann ebenfalls der Zeitoffset direkt abgeschätzt werden. Photonen sind masselos und bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit und müssten die Flugstrecke in weniger als  $1 \mu\text{s}$  zurücklegen. Stattdessen ist die Flugzeit der Photonen um einen Zeitoffset von etwa  $4 \mu\text{s}$  verschoben (vgl. Abb. 5.11).

---

<sup>1</sup>Die Aufgabe des Least-Square-Fits besteht darin, eine Kurve zu finden, bei der die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen der Kurve und den einzelnen Messpunkten minimal ist.



**Abbildung 5.11:** Einfluss der Vergrößerung der Einschaltdauer der Elektronenkanone auf das Flugzeitspektrum. Die Erhöhung der Einschaltdauer von 2  $\mu\text{s}$  (oben) auf 10  $\mu\text{s}$  (unten) vergrößert die Breite des Flugzeitspektrums um 8  $\mu\text{s}$ .



**Abbildung 5.12:** Bestimmung der Flugstrecke durch Einsatz der Kalibrationsquelle. Die Flugzeit der einzelnen Ionen wurde in Abhängigkeit von der Energie gemessen. Die Flugstrecke  $s$  und der mittlere Zeitoffset  $\langle t_0 \rangle$  konnten durch einen Fit bestimmt werden. Der angegebene Zeitoffset ist der Mittelwert der Zeitoffsets der einzelnen Teilchen bei einer Einschaltdauer von  $2 \mu$ s.

Wie in Kapitel 4.3 bereits näher beschrieben, wird über einen Gategenerator ein positives Rechtecksignal generiert, das die Zeitspanne festlegt, in der die Elektronenkanone eingeschaltet ist. Die Breite des Rechtecksignals und damit die Einschaltdauer der Elektronenkanone kann variiert werden. Vergrößert sich die Einschaltdauer der Elektronenkanone, macht sich dies durch eine Verbreiterung des Peaks im Flugzeitspektrum bemerkbar. Wird beispielsweise die Einschaltdauer der Elektronenkanone von  $2 \mu$ s auf  $10 \mu$ s erhöht, vergrößert sich die Breite des Peaks im Flugzeitspektrum um  $8 \mu$ s. Dieser Effekt wird durch die aufgenommenen Flugzeitspektren mit eingesetzter Kalibrationsquelle bei  $2$  und  $10 \mu$ s in Abb. 5.11 bestätigt.

Für die Bestimmung der Clustergeschwindigkeit muss die Kalibrationsquelle aus dem Strahlrohr entnommen werden, um die Flugzeit der Cluster messen zu können. Nach den obigen Beobachtungen muss die Einschaltdauer der Elektronenkanone zur Ionisation der Cluster möglichst niedrig gewählt werden, um ein möglichst scharfes Spektrum zu erhalten. Für die Flugzeitmessung der Cluster ergibt sich eine Einschaltdauer von  $20\text{ }\mu\text{s}$ , da die Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Ionen aus der Kalibrationsquelle viel höher ist als die der ionisierten Cluster. Der mittlere Zeitoffset von  $\langle t_0 \rangle = 5\text{ }\mu\text{s}$  wurde für eine Einschaltdauer von  $2\text{ }\mu\text{s}$  ermittelt bei einer mittleren Ionisationszeit von  $1\text{ }\mu\text{s}$ . Bei einer Einschaltdauer von  $20\text{ }\mu\text{s}$  werden die Teilchen im Mittel nach  $10\text{ }\mu\text{s}$  ionisiert. Der Zeitoffset für eine Einschaltdauer von  $20\text{ }\mu\text{s}$  ergibt sich aus dem mittleren Zeitoffset  $\langle t_0 \rangle = 5\text{ }\mu\text{s}$  und der Differenz der mittleren Ionisationszeitpunkte. Damit ergibt sich ein Zeitoffset von  $t_0 = 5 + (10 - 1)\text{ }\mu\text{s} = 14\text{ }\mu\text{s}$  bei einer Einschaltdauer von  $20\text{ }\mu\text{s}$ .

In Abb. 5.13 (oben) ist ein Flugzeitspektrum des Clusterstrahls bei Clusterbedingungen von  $25\text{ K}$  und  $18\text{ bar}$  aufgenommen worden. Neben dem Peak bei etwa  $15\text{ ms}$  zeigt sich im Vergleich zum Signal ein sehr hoher und linear abfallender Untergrund. Dieser wird vermutlich durch die Elektronenkanone verursacht. Die Ein- und Ausschaltvorgänge der Elektronenkanone werden durch eine Spiegelelektrode und eine Extraktionsblende realisiert (vgl. Abb. 4.12). An der Spiegelelektrode liegt durchgängig eine negative Spannung an. Die Extraktionsblende hingegen schaltet zwischen negativem Potential und Erddpotential um, so dass bei Erddpotential die Elektronen durch die Potentialdifferenz beschleunigt werden und bei negativem Potential die Elektronen die Elektronenkanone nicht verlassen können. Der starke Untergrund weist darauf hin, dass die an der Extraktionsblende anliegende negative Spannung nicht ausreichend hoch ist, um sämtliche Elektronen daran zu hindern, die Elektronenkanone im ausgeschalteten Zustand zu verlassen. Dadurch werden ständig Cluster ionisiert, die am Channeltron ein Signal erzeugen. Da die Spiegelelektrode und die Extraktionsblende zunächst über dieselbe Spannungsquelle betrieben wurden, konnten die Spannungen an der Extraktionsblende und Spiegelelektrode nicht unabhängig voneinander gewählt werden. Um die Spannung an der Extraktionsblende so weit zu erhöhen, dass bei ausgeschalteter Elektronenkanone



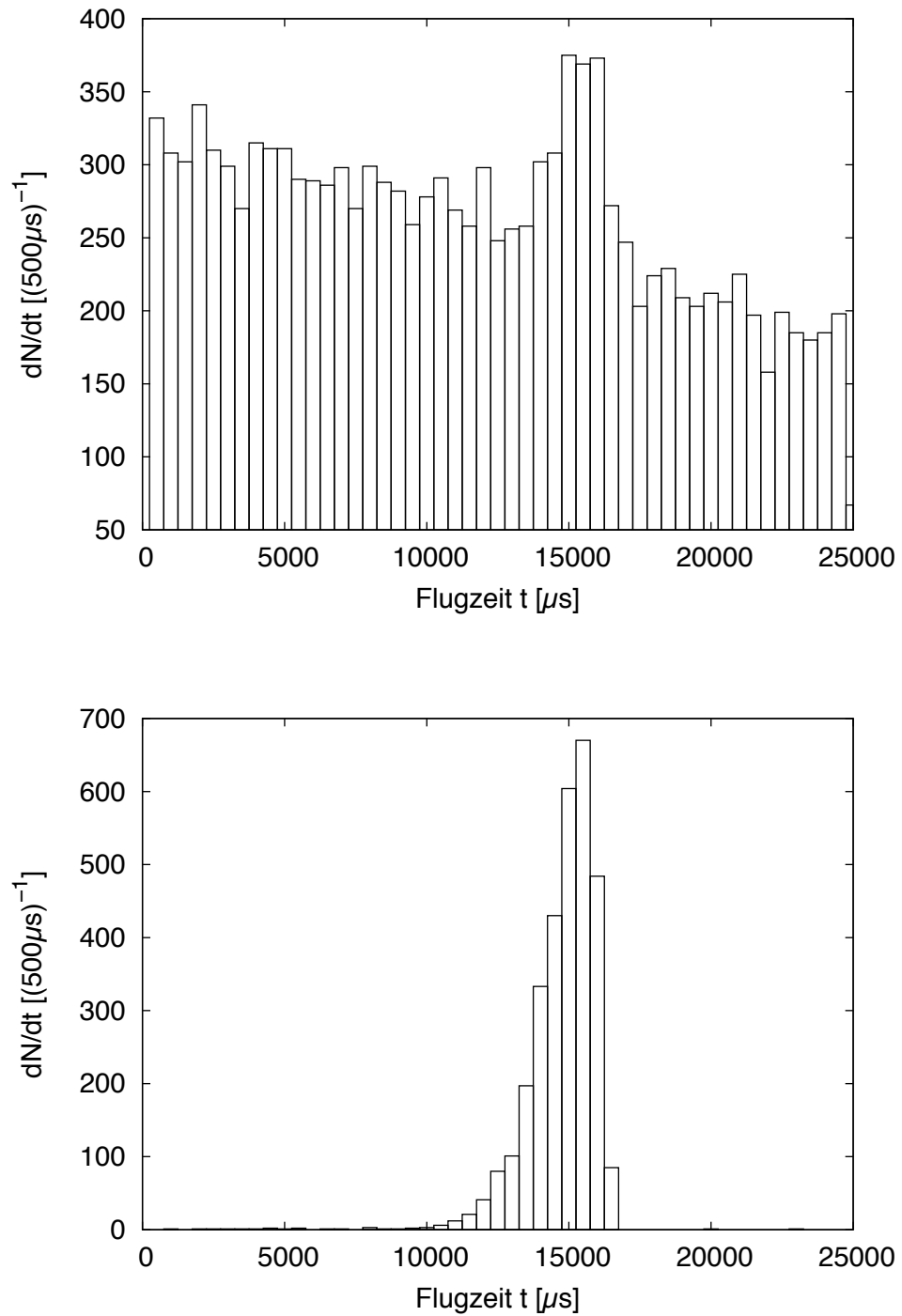
keine Cluster mehr ionisiert werden, wurden Spiegelelektrode und Extraktionsblende an zwei separate Netzteile angeschlossen. Liegt bei der Extraktionsblende eine um 20 V höhere Spannung als bei der Spiegelelektrode an, ergibt sich das in Abb. 5.13 (unten) dargestellte Flugzeitspektrum. Diese Messeinstellungen führen zu einer starken Verminderung des Untergrunds und die Aufnahme eines deutlichen und fast vollständig untergrundbereinigten Flugzeitspektrums wird ermöglicht.

Die optimalen Einstellungen für die Flugzeitmessung, die aus den Untersuchungen des Kapitels 5.3 und obigen Ergebnissen folgen, sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Alle weiteren Flugzeitspektren wurden, wenn nicht anders vermerkt, unter diesen Bedingungen gemessen.

<b>Einstellungen am Channeltron</b>	Channeltronspannung	−2100 V
	Beschleunigungsspannung	−2100 V
<b>Einstellungen an der Elektronenkanone</b>	Filamentspannung	max. 12 V
	Spannung an der Spiegelelektrode	−150 V
	Spannung an der Extraktionsblende	−170 V
	Einschaltdauer	20 $\mu$ s
	Einschaltvorgänge	20 Hz

**Tabelle 5.1:** Einstellungen für die Flugzeitmessung

Für verschiedene Clusterbedingungen wurden Flugzeitspektren mit den in der Tabelle 5.1 aufgeführten Einstellungen gemessen. In Abb. 5.14 ist in der mittleren Abbildung die Dampfdruckkurve von Wasserstoff mit einer schwarzen Linie gekennzeichnet. Die dort eingezeichneten Punkte markieren die Clusterbedingungen, die in Tabelle 5.2 aufgelistet sind, bei denen Cluster in der Lavaldüse erzeugt und die Flugzeit gemessen wurde. Die gemessenen Flugzeitspektren sind ebenfalls in Abb. 5.14 abgebildet. Die Flugzeitmessung bei unterschiedlichen Clusterbedingungen zeigen verschiedene Typen von Flugzeitspektren, die abhängig vom Aggregatzustand des Wasserstoffs bei der Clusterproduktion sind.

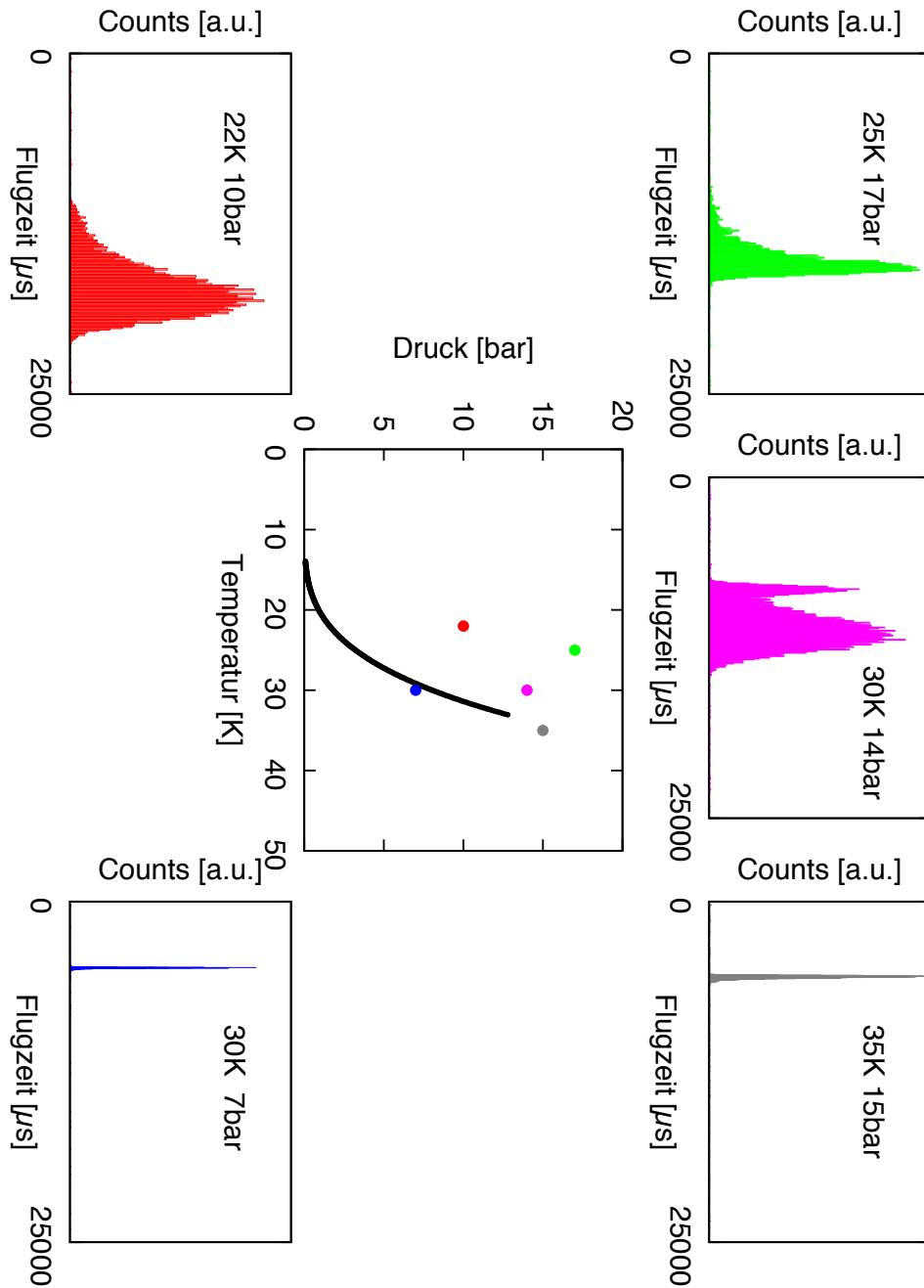


**Abbildung 5.13:** Untergrundverringering bei der Aufnahme der Flugzeitspektren durch die Vergrößerung der Spannung an der Extraktionsblende. Das obere Flugzeitspektrum wurde mit gleicher Spannung an Spiegelelektrode und Extraktionsblende aufgenommen und zeigt einen hohen und linear abfallenden Untergrund. Die Erhöhung der Spannung an der Extraktionsblende um 20 V führt zu einer starken Reduzierung des Untergrunds (untere Darstellung).

Messpunkt	Temperatur [K]	Druck [bar]	Zustand des Wasserstoffs
●	30	7	gasförmig ( $T > T_c$ , $p < p_c$ )
●	22	10	flüssig ( $T < T_c$ , $p < p_c$ )
●	35	15	überkritisch ( $T > T_c$ , $p > p_c$ )
●	25	17	flüssig ( $T < T_c$ , $p > p_c$ )
●	30	14	flüssig/überkritisch ( $T < T_c$ , $p > p_c$ )

**Tabelle 5.2:** Clusterbedingungen für die in Abb. 5.14 aufgeführten Flugzeitspektren. Der kritische Punkt liegt bei einer Temperatur von  $T_c = 33,18$  K und einem Druck von  $p_c = 13$  bar.

Bilden sich aus gasförmigem Wasserstoff Cluster, so ergibt sich ein scharfes Flugzeitspektrum mit einer Breite von etwa  $200 \mu\text{s}$  und einer mittleren Flugzeit von etwa  $5000 \mu\text{s}$  (**Gastemperatur 30 K, Gasdruck 7 bar**). Ist das Wasserstoffgas bereits verflüssigt, wenn es durch die Düse strömt, liegt die Breite der Flugzeitverteilung bei etwa  $10000 \mu\text{s}$  und die einzelnen Cluster sind stark verlangsamt, so dass sich die mittlere Flugzeit der Cluster im Bereich von  $18000 \mu\text{s}$  befindet (**Gastemperatur 22 K, Gasdruck 10 bar**). Selbst im Bereich über dem kritischen Punkt, in dem keine klare Abgrenzung zwischen Gas und Flüssigkeit möglich ist, zeigen sich unterschiedliche Flugzeitspektren der Cluster, die vermutlich den Zuständen gasförmig und flüssig zugeordnet werden können. Bei hohen Drücken und niedrigen Temperaturen im überkritischen Bereich besitzt das Flugzeitspektrum eine Breite von  $4000 \mu\text{s}$  und die mittlere Flugzeit beträgt etwa  $15000 \mu\text{s}$  (**Gastemperatur 25 K, Gasdruck 17 bar**). Im Vergleich zum Spektrum des flüssigen Wasserstoffs unterhalb des kritischen Punkts (**Gastemperatur 22 K, Gasdruck 10 bar**) ist die Verteilung schmaler und die mittlere Flugzeit verkürzt. Bei höheren Temperaturen im überkritischen Bereich bildet sich wiederum ein scharfer Peak aus (Gastemperatur 35 K, Gasdruck 15 bar), der doppelt so breit und eine etwa  $500 \mu\text{s}$  höhere Flugzeit aufweist als die Cluster des gasförmigen Bereichs (**Gastemperatur 30 K, Gasdruck 7 bar**). Zudem taucht im Bereich über dem kritischen Punkt ein Doppelpeak auf (**Gastemperatur 30 K, Gasdruck 14 bar**), bei dem es sich vermutlich um eine Überlagerung des scharfen Peaks und der breiten Verteilung handelt. Ob es sich bei dem Doppelpeak um einen physikalischen oder apparativen Effekt handelt, zeigen nähere Untersuchungen im folgenden Abschnitt.



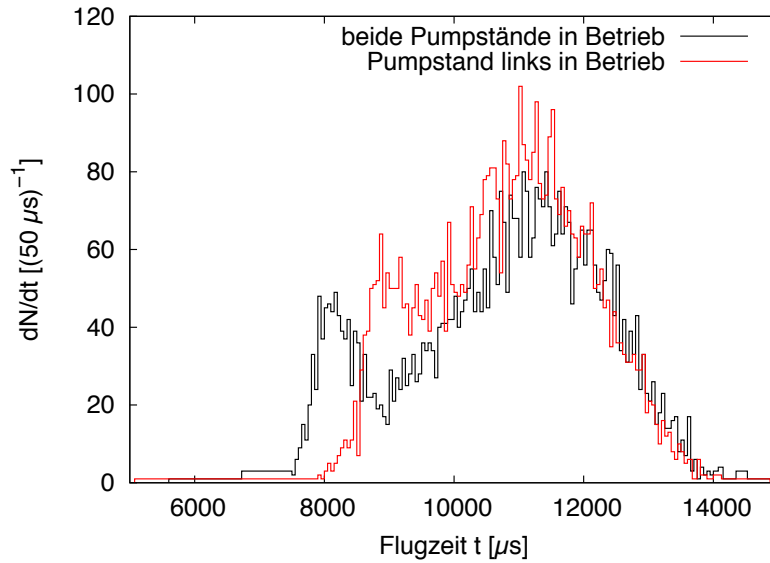
**Abbildung 5.14:** Aufnahme der Flugzeit der Cluster bei unterschiedlichen Clusterbedingungen. In der mittleren Abbildung ist die Dampfdruckkurve von Wasserstoff in Abhängigkeit von Druck und Temperatur dargestellt. Die eingezeichneten Punkte kennzeichnen die Clusterbedingungen bei der die fünf abgebildeten Flugzeitspektren gemessen wurden. Es zeigt sich eine Abhängigkeit der Flugzeitverteilung vom Zustand des Wasserstoffs bei der Clusterbildung.

#### 5.4.1 Die Untersuchung des Doppelpeaks im Flugzeitspektrum

Die Messungen der Flugzeitverteilung der Cluster zeigen eine Abhängigkeit vom Aggregatzustand des Wasserstoffs bei der Clusterproduktion in der Lavaldüse (vgl. Abb. 5.14). Entstehen die Cluster aus gasförmigem Wasserstoff oder bereits verflüssigtem Wasserstoffgas, macht sich dies durch die Länge der mittleren Flugzeit und die Breite der Verteilung bemerkbar. In der mittleren Darstellung von Abb. 5.14 ist die Dampfdruckkurve als schwarze Linie gekennzeichnet, wobei der oberste Punkt der Dampfdruckkurve dem kritischen Punkt entspricht. Oberhalb des kritischen Punkts ( $T_c = 33,18 \text{ K}$ ,  $p_c = 13,0 \text{ bar}$ ) existiert Wasserstoff als Flüssigkeit ( $T < T_c$ ,  $p > p_c$ ) und überkritisches Fluid ( $T > T_c$ ,  $p > p_c$ ). Als überkritisches Fluid bezeichnet man ein Gas, das durch eine Druckerhöhung nicht verflüssigt werden kann. Zudem existiert oberhalb des kritischen Punkts kein Phasenübergang, bei dem Flüssigkeit und überkritisches Fluid getrennt werden können. Die Messung der Flugzeit der Cluster bietet jedoch die Möglichkeit zu unterscheiden, ob sich Cluster aus Wasserstoffgas oder flüssigem Wasserstoff ausgebildet haben. Es gibt im Bereich oberhalb des kritischen Punkts Temperaturbereiche, bei denen die Eigenschaften eines Gases bzw. die einer Flüssigkeit dominieren und die sich bei der Messung der Clusterflugzeit bemerkbar machen. Cluster aus gasförmigem Wasserstoff besitzen bei der Geometrie des MCT2 eine mittlere Flugzeit im Bereich 5 bis 5,5 ms und die Flugzeitverteilung besitzt eine Breite zwischen 0,2 und 0,5 ms. Cluster aus bereits verflüssigtem Wasserstoffgas weisen eine mittlere Flugzeit im Bereich 15 bis 18 ms und eine Breite zwischen 6 und 10 ms auf. Im überkritischen Bereich zeigte sich bei der Flugzeitmessung zudem ein Doppelpeak, der sich aus einem scharfen und einem breiten Peak zusammensetzt, die je eine typische Breite von 1,5 und 5 ms aufweisen. Der Doppelpeak tritt bei Drücken und Temperaturen auf, die zwischen dem flüssigen Bereich und dem Bereich des überkritischen Fluids liegen. Die Ausbildung des Doppelpeaks könnte durch einen apparativen Effekt hervorgerufen werden. Als mögliche Ursachen wurden eine Abhängigkeit des Skimmerkammerdrucks, die Detektion reflektierter Cluster oder die Schwankungen von Druck bzw. Temperatur in Betracht gezogen.

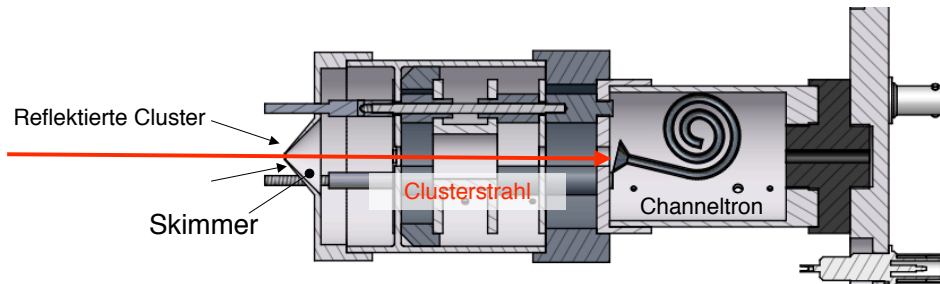
Um auszuschließen, dass es sich bei der Messung des Doppelpeaks um einen apparativen Effekt handelt, wurden die im Folgenden diskutierten Untersuchungen durchgeführt. Bei einer Erhöhung des Skimmerkammerdrucks könnte es zu einer Abbremsung der Cluster kommen, so dass dadurch die Cluster vermehrt mit dem Restgas in der Kammer wechselwirken. Solch eine Druckerhöhung tritt auf, wenn bereits verflüssigtes Gas durch die Düse strömt und dadurch der Fluss in die Skimmerkammer steigt. Bei dem Doppelpeak würde es sich zum einen um Cluster handeln, die ungehindert die Skimmerkammer durchqueren (scharfe Verteilung) und zum anderen um Cluster, die mit dem Restgas in der Skimmerkammer wechselwirken (breite Verteilung). Bei der Beobachtung der Flugzeitspektren mit einem scharfen Peak oder einer breiten Verteilung würden sämtliche Cluster ungehindert die Skimmerkammer durchqueren oder abgebremst werden.

Zur Untersuchung dieses Effekts wurde die Flugzeit bei Clusterbedingungen von 30 K und 14 bar bei unterschiedlichen Drücken in der Skimmerkammer gemessen. Der Skimmerkammerdruck wurde künstlich erhöht, indem nur ein einzelner Pumpstand betrieben wurde. Besteht ein Zusammenhang zwischen der breiten Verteilung und der Druckerhöhung in der Skimmerkammer, werden dadurch mehr Cluster abgebremst und somit die breite Verteilung vergrößert und der schmale Teil verkleinert. Die Messung, dargestellt in Abb. 5.15, zeigt jedoch, dass der breite Teil des Doppelpeaks unverändert bleibt und nicht von einer Änderung des Skimmerkammerdrucks beeinflusst werden kann. Lediglich der scharfe Peak verschiebt sich zu längeren Flugzeiten. Dies lässt sich vermutlich dadurch erklären, dass es sich um Cluster mit verschiedenen Massen handelt, von denen lediglich die leichteren durch die Wechselwirkung mit dem Restgas in der Skimmerkammer abgebremst werden. Der Skimmerkammerdruck übt einen Einfluss auf einen Teil des Doppelpeaks aus, ist aber nicht für Ausbildung des Doppelpeaks verantwortlich.

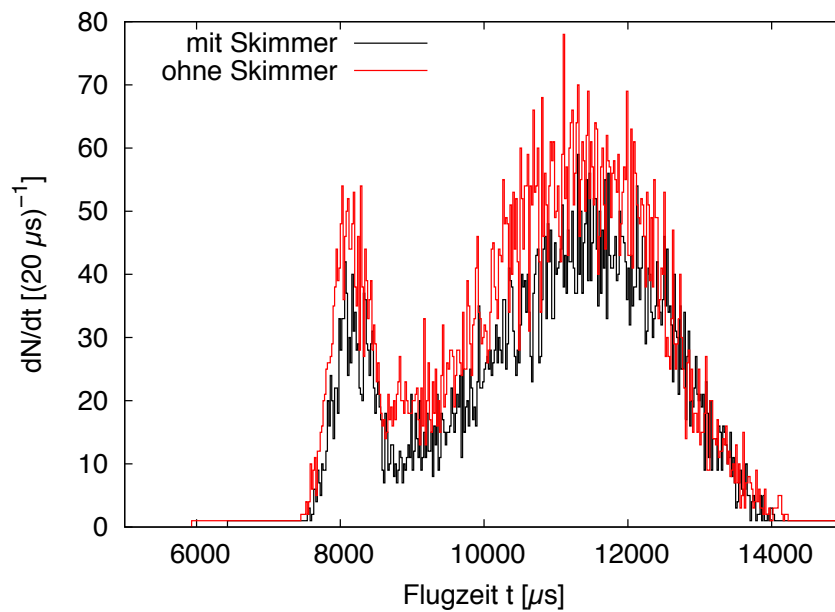


**Abbildung 5.15:** Flugzeitverteilung bei 30 K, 14 bar und unterschiedlichen Drücken in der Skimmerkammer. Bei Betrieb mit einem einzelnen Pumpstand verschlechtert sich der Druck in der Skimmerkammer, es zeigt sich aber kein Einfluss auf die breite Verteilung des Doppelpeaks. Lediglich der schmale Peak zeigt eine Verschiebung zu längeren Flugzeiten. Vermutlich handelt es sich bei der breiten Verteilung um Cluster mit hoher Masse und bei der schmalen Verteilung um Cluster mit niedriger Masse. Möglicherweise werden Cluster mit niedriger Masse aufgrund der Wechselwirkung mit dem Restgas in der Skimmerkammer abgebremst.

Ein zweiter möglicher apparativer Effekt, der für die Ausbildung des Doppelpeaks verantwortlich sein könnte, ist die Detektion reflektierter Cluster. Stabile Cluster mit hoher Masse könnten an den Strahlrohren und Kammerwänden des Auffängers reflektieren und zu einem späteren Zeitpunkt auf das Channeltron treffen und detektiert werden. Um dies auszuschließen, wurde am Eingang des Detektors ein Skimmer angebracht (s. Abb. 5.16), um die Detektion schräg einfallender Cluster bzw. reflektierter Cluster zu minimieren. Die Flugzeitspektren mit und ohne Skimmer am Channeltron wurden gemessen und sind in Abb. 5.17 dargestellt. Die Breite und Höhe des Doppelpeaks bleibt nahezu unverändert. Die Ausbildung des Doppelpeaks wird daher nicht durch die Detektion reflektierter Cluster ausgelöst.



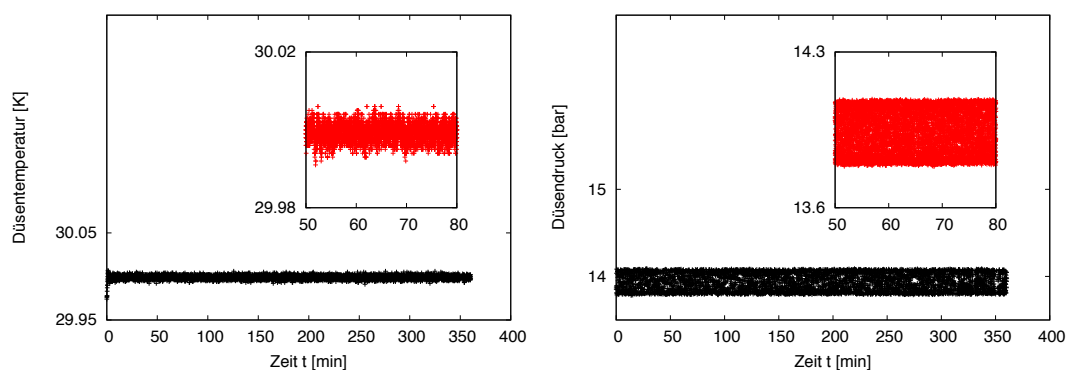
**Abbildung 5.16:** Einsatz des Skimmers am Eingang des Channeltrons. Der eingesetzte Skimmer vermeidet die Detektion reflektierter Cluster.



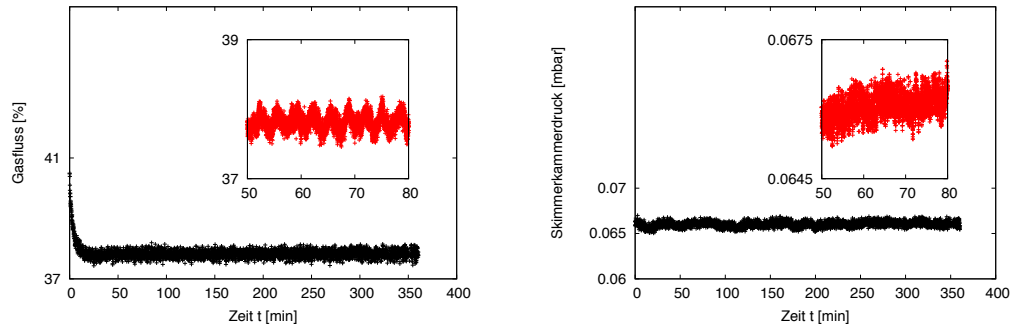
**Abbildung 5.17:** Flugzeitverteilung mit und ohne Einsatz eines Skimmers am Eingang des Detektors bei 30 K und 14 bar. Der eingesetzte Skimmer vermeidet die Detektion reflektierter Cluster. Da beide Flugzeitmessungen (abgesehen von der Skalierung) keine Unterschiede aufweisen, sind vom Auffänger reflektierte Cluster nicht für die Ausbildung des Doppelpeaks verantwortlich.



Eine weitere mögliche Ursache für die Messung des Doppelpeaks könnten Druck- bzw. Temperaturschwankungen an der Lavaldüse sein, die einen direkten Einfluss auf den Gasfluss in die Skimmerkammer haben. Um dies zu überprüfen wurde der Düsendruck, die Düsentemperatur und der Gasfluss in die Skimmerkammer bei der Messung des Doppelpeaks bei 30 K und 14 bar über einen längeren Zeitraum beobachtet. Dabei sind keine wesentlichen Schwankungen zu beobachten, die für die Ausbildung des Doppelpeaks verantwortlich sein könnten. Die Genauigkeit des gesamten Messsystems zeigt sich bei der Untersuchung eines kleinen Zeitausschnitts der aufgenommenen Messergebnisse (s. Abb. 5.18). Die deutlich sichtbaren Schwingungen, die bei der Messung des Gasflusses auftreten (vgl. Abb. 5.19 links), werden durch kleine Temperaturschwankungen von  $\pm 1^\circ\text{C}$  des Wasserstoffreinigers hervorgerufen. Temperatur (vgl. Abb. 5.18 links) und Druck (vgl. Abb. 5.18 rechts) des Wasserstoffs scheinen davon unbeeinflusst zu sein, da Druck- und Temperaturregler die Schwankungen kompensieren. Diese Schwankungen haben keinen Einfluss auf den Clusterstrahl und sind bereits bei der Druckmessung in der Skimmerkammer nicht mehr sichtbar (vgl. Abb. 5.19 rechts).



**Abbildung 5.18:** Messung von Gasdruck und -temperatur bei 30 K und 14 bar. Nach wenigen Minuten sind Druck und Temperatur soweit stabil, dass keine wesentlichen Schwankungen auftauchen. Druck- oder Temperaturschwankungen können für die Ausbildung des Doppelpeaks ausgeschlossen werden.

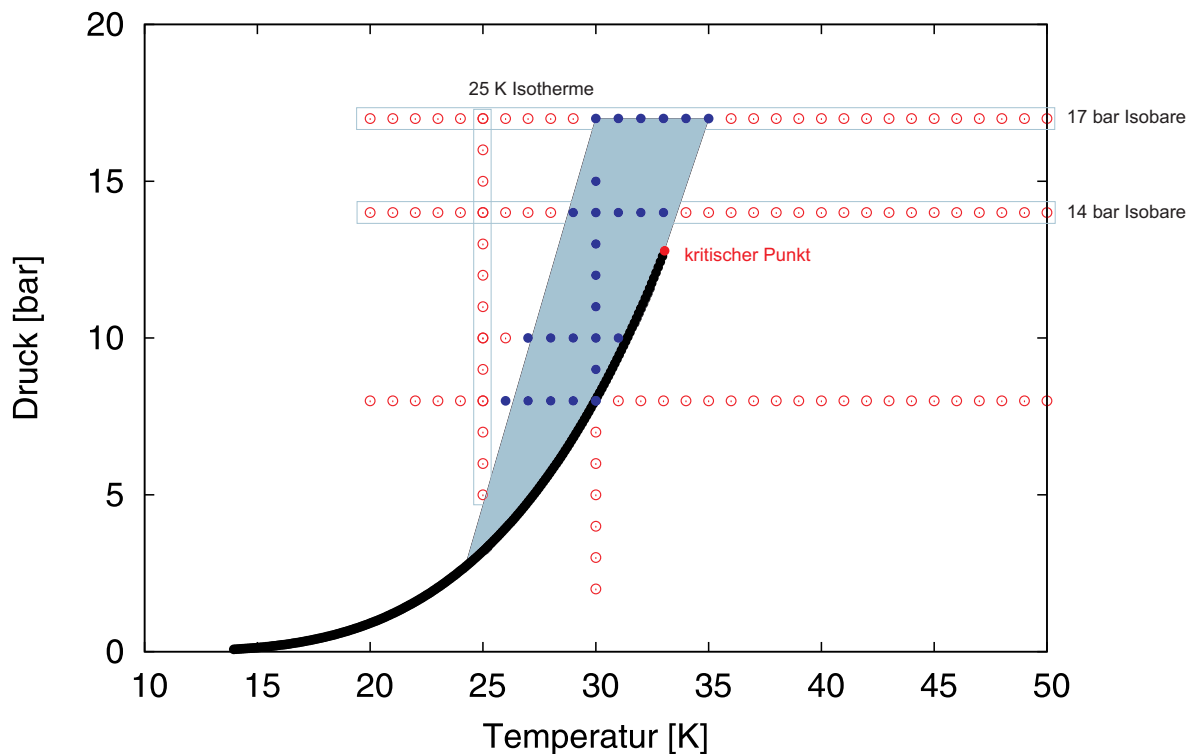


**Abbildung 5.19:** Gemessener Gasfluss in die Skimmerkammer und Skimmerkammerdruck bei 30 K und 14 bar. Die sichtbare Schwingung des Gasflusses wird durch Temperaturschwankungen des Wasserstoffreinigers hervorgerufen. Der Skimmerkammerdruck bleibt davon unbeeinflusst.

Wenn es sich beim beobachteten Doppelpeak um einen physikalischen Effekt handelt, der bei einer Art Phasenübergang im überkritischen Bereich auftritt, muss dieser immer bei Flugzeitmessungen mit Clusterbedingungen nahe der Dampfdruckkurve auftreten. Zur Überprüfung dieser Vermutung wurde die Flugzeit der Cluster bei über 100 verschiedenen Clusterbedingungen gemessen. Dabei wurde untersucht, unter welchen Druck- bzw. Temperaturbedingungen eine Doppelpeak im Flugzeitspektrum auftritt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.20 dargestellt. Die roten Punkte markieren Flugzeitmessungen mit einem Peak bzw. einer breiten Verteilung, die blauen Punkte kennzeichnen Flugzeitmessungen mit einem Doppelpeak. Der Doppelpeak taucht immer unter Temperatur- und Druckbedingungen des Wasserstoffs in der Lavaldüse auf, die sich nahe der Dampfdruckkurve befinden. Es bilden sich demnach immer Doppelpeaks bei einem Phasenübergang und zum Teil im flüssigen Bereich nahe der Dampfdruckkurve. Oberhalb des kritischen Punkts wurden ebenfalls Flugzeitspektren mit einem Doppelpeak gemessen, obwohl dort kein Phasenübergang existiert.

Alle vermuteten apparativen Effekte, die für die Ausbildung des Doppelpeaks verantwortlich sein könnten, konnten ausgeschlossen werden. Der Doppelpeak ist reproduzierbar und es konnte ein Bereich definiert werden, in dem ein Doppelpeak in der Flugzeitverteilung erwartet wird.

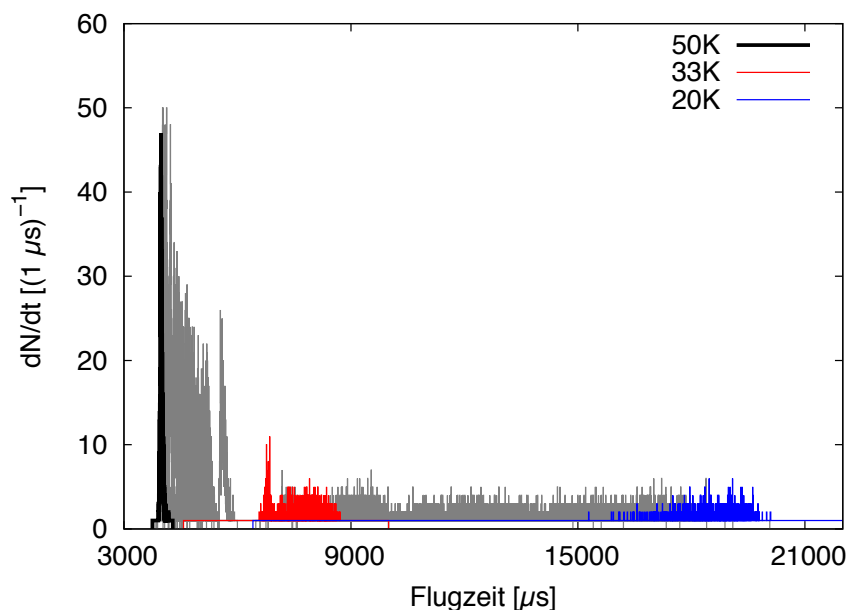
Dieser Bereich ist in Abb. 5.14 durch eine blau gefärbte Fläche gekennzeichnet. Die Flugzeitmessung von Wasserstoffclustern im überkritischen Bereich von Knuth et. al zeigten bei einem Druck von 20 bar und im Temperaturbereich von 32 bis 38 K ebenfalls Flugzeitspektren mit einem Doppelpeak [K<sup>+</sup>94]. Die Messung des Doppelpeaks ist ein physikalischer Effekt und bedarf weiterer Untersuchungen.



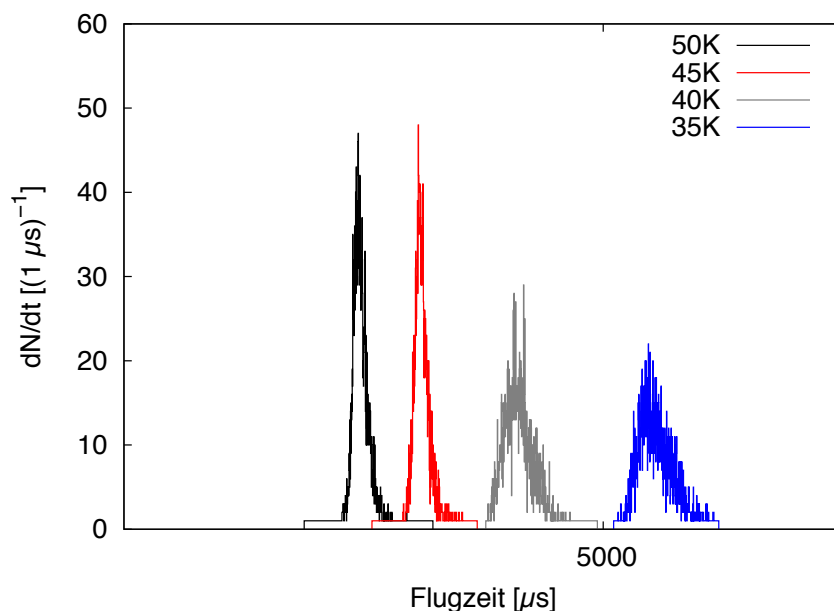
**Abbildung 5.20:** Vermuteter Doppelpeakbereich in Abhängigkeit von Druck und Temperatur des Wasserstoffs (blauer Bereich). Oberhalb und unterhalb der eingezeichneten Dampfdruckkurve von Wasserstoff (schwarz) wurden bei verschiedenen Temperaturen und Drücken die Clusterflugzeit gemessen. Die roten Punkte kennzeichnen gemessene Flugzeiten, bei denen ein Peak oder eine breite Verteilung aufgetreten ist und die blauen Punkte markieren gemessene Flugzeitspektren mit einem Doppelpeak.

Eine Messung, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde, ist die genaue Bestimmung der Temperatur bei einem konstanten Druck, bei der ein Doppelpeak auftritt und wieder verschwindet. Um die genaue Ausbildung des Doppelpeaks zu untersuchen, wurden Flugzeitspektren bei einem konstanten Druck von 14 bar im Temperaturbereich von 20 bis 50 K aufgenommen. Die Entwicklung der Flugzeitspektren ist in Abb. 5.21 dargestellt. Es zeigen sich scharfe Peaks, die sich bei Druck- und Temperatureinstellungen, die einem Phasenübergang entsprechen, zu einem Doppelpeak ausbilden und in eine breite Verteilung übergehen. Mit steigender Temperatur verlängert sich die Flugzeit und die Breite der Verteilung nimmt zu. In der Abbildung 5.22 wird die Veränderung der scharfen Peaks anhand der Flugzeitmessung bei Temperaturen von 50, 45, 40 und 35 K genauer aufgezeigt. Der scharfe Peak verbreitert sich mit abfallender Temperatur und die Flugzeit erhöht sich. In Abb. 5.21 zeigt sich eine auffallend große Lücke zwischen den Flugzeitspektren bei 33 und 34 K. Dort findet der Übergang eines scharfen Peaks zu einem Doppelpeak statt. Die genaue Ausbildung des Doppelpeaks muss sich demnach bei Temperaturveränderungen abspielen, die kleiner sind als 1 K. Tatsächlich findet der Übergang zwischen 33,7 und 33,8 K statt, wie in Abb. 5.23 dargestellt wird. Die Entwicklung vom Doppelpeak zu einer breiten Verteilung erfolgt zwischen 28,6 und 28,7 K und ist in Abb. 5.24 gezeigt. Mit dieser großen Anzahl von Messungen konnte das Verhalten der Flugzeit unter verschiedenen Bedingungen bei der Clusterproduktion untersucht werden. Bei einem konstanten Druck von 14 bar tritt ein Doppelpeak im Bereich zwischen 33,8 und 28,6 K auf.

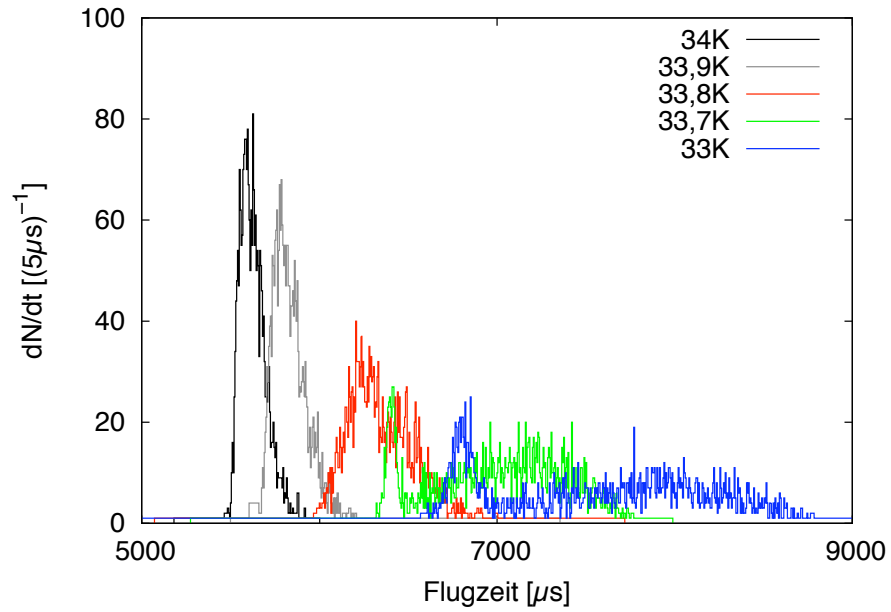
Der Doppelpeak hat keinen Einfluss auf die Homogenität des Clusterstrahls bzw. auf die Stabilität der Dichte beim  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment. Für das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment wird das Cluster-Jet Target bei Temperaturen zwischen 20 und 25 K und Drücken um 18 bar betrieben, die sich aus Untersuchungen der Dichte beim MCT1 ergeben haben (vgl. Abb. 3.13). Dieser Bereich liegt weit außerhalb des vermuteten Doppelpeakbereichs.



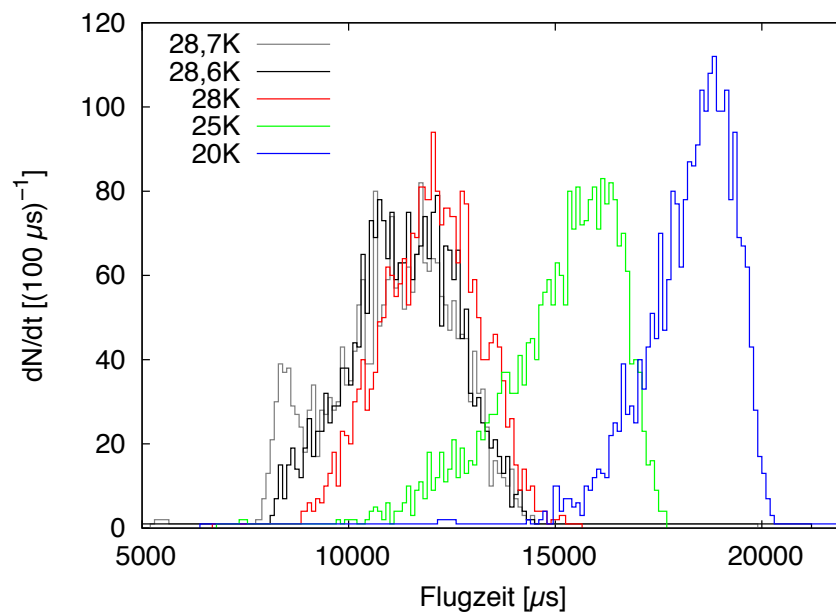
**Abbildung 5.21:** Entwicklung der Flugzeitspektren bei konstantem Druck von 14 bar und Temperaturen zwischen 20 und 50 K. Da sich die gemessenen Spektren z.T. sehr stark überlagern, wurden lediglich drei der dreißig Flugzeitspektren farbig unterlegt. Die übrigen Flugzeitspektren sind grau gekennzeichnet.



**Abbildung 5.22:** Flugzeitspektren bei 14 bar und 50, 45, 40 und 35 K. Die Verteilung der Peaks wird mit abfallender Temperatur breiter und die mittlere Flugzeit vergrößert sich.



**Abbildung 5.23:** Ausbildung des Doppelpeaks zwischen 33,7 und 33,8 K bei einem Druck von 14 bar.



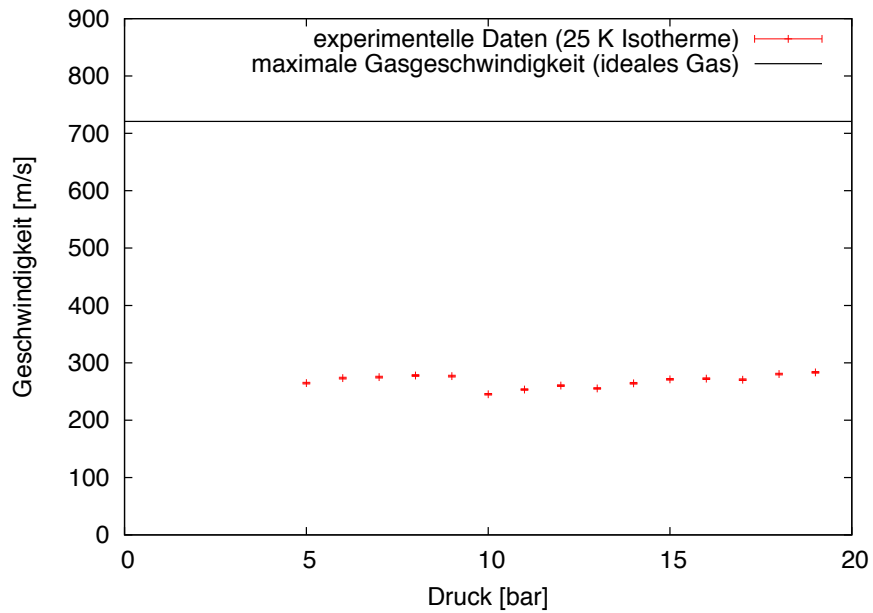
**Abbildung 5.24:** Übergang des Doppelpeaks zu einer breiten Verteilung zwischen 28,6 und 28,7 K bei einem Druck von 14 bar.

### 5.4.2 Die Bestimmung der Clustergeschwindigkeiten

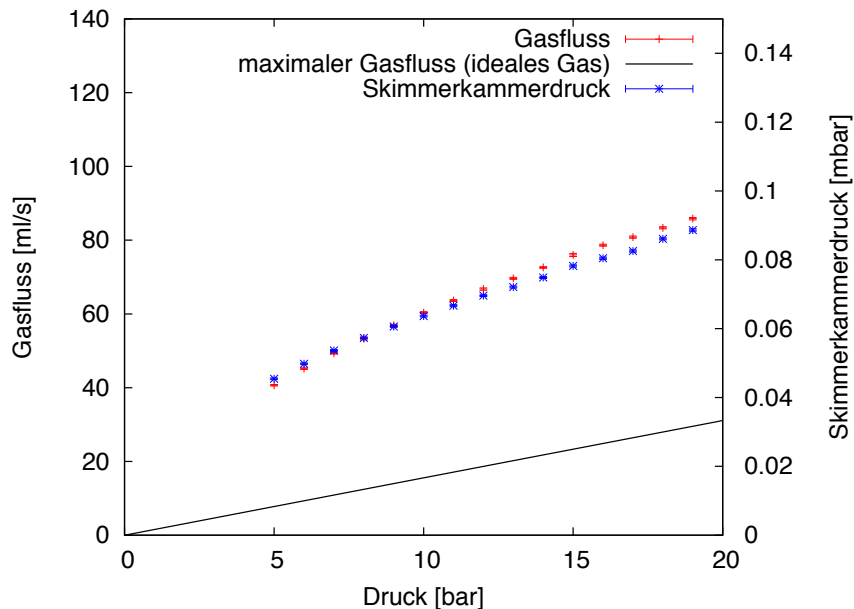
Die Geschwindigkeit  $v$  der Cluster ist eine wichtige Größe zur Bestimmung der Dichte und ergibt sich aus dem Quotienten der Flugstrecke  $s = 4,07 \pm 0,02 \text{ m}$  und der Differenz zwischen der mittleren Flugzeit der Cluster  $\langle t \rangle$  und dem mittleren Zeitoffset  $\langle t_0 \rangle = 14 \text{ } \mu\text{s}$ .

$$v_{Cluster} = \frac{s}{\langle t \rangle - \langle t_0 \rangle} \quad (5.4)$$

Zur Bestimmung der Clustergeschwindigkeiten wurde unter anderem bei einer konstanten Temperatur von 25 K und Drücken zwischen 5 und 19 bar die Flugzeit der Cluster in 1 bar-Schritten gemessen. Aus den mittleren Flugzeiten der gemessenen Flugzeitspektren wurden die Clustergeschwindigkeiten nach Gleichung 5.4 berechnet, die in Abb. 5.25 in Abhängigkeit vom Druck dargestellt werden. Die eingezeichnete schwarze Kurve beschreibt die maximale Geschwindigkeit eines idealen Gases unter diesen Bedingungen. Die Clustergeschwindigkeit bleibt wie die Geschwindigkeit des idealen Gases nahe zu konstant, zeigt aber eine starke Abweichung zu der maximalen Geschwindigkeit des idealen Gases. Sämtliche Flugzeiten wurden in einem Bereich aufgenommen, bei der sich Cluster aus flüssigem Wasserstoff bilden und eine breite Verteilung im Flugzeitspektrum aufzeigen. In diesem Bereich beträgt die mittlere Clustergeschwindigkeit etwa 270 m/s, dies ist ca. ein Drittel der maximalen Geschwindigkeit des idealen Gases. Offenbar genügt die einfache Gleichung des idealen Gases nicht aus, um die Bewegung der Cluster zu beschreiben. Für die Beschreibung der Cluster müssen komplexere Rechnungen eingesetzt werden, die ein reales Gas beschreiben. Diese Rechnungen werden zur Zeit im Rahmen der Doktorarbeit von A. Täschner durchgeführt. In Abb. 5.26 sind der Gasfluss und der Skimmerkammerdruck in Abhängigkeit des Gasdrucks vor der Düse aufgetragen. Erwartungsgemäß steigt der Druck in der Skimmerkammer, sobald sich der Gasfluss durch die Düse erhöht. Die schwarze Kurve kennzeichnet den maximalen Gasfluss des idealen Gases. Auch hier zeigen die Messungen eine deutliche Abweichung vom idealen Gas.



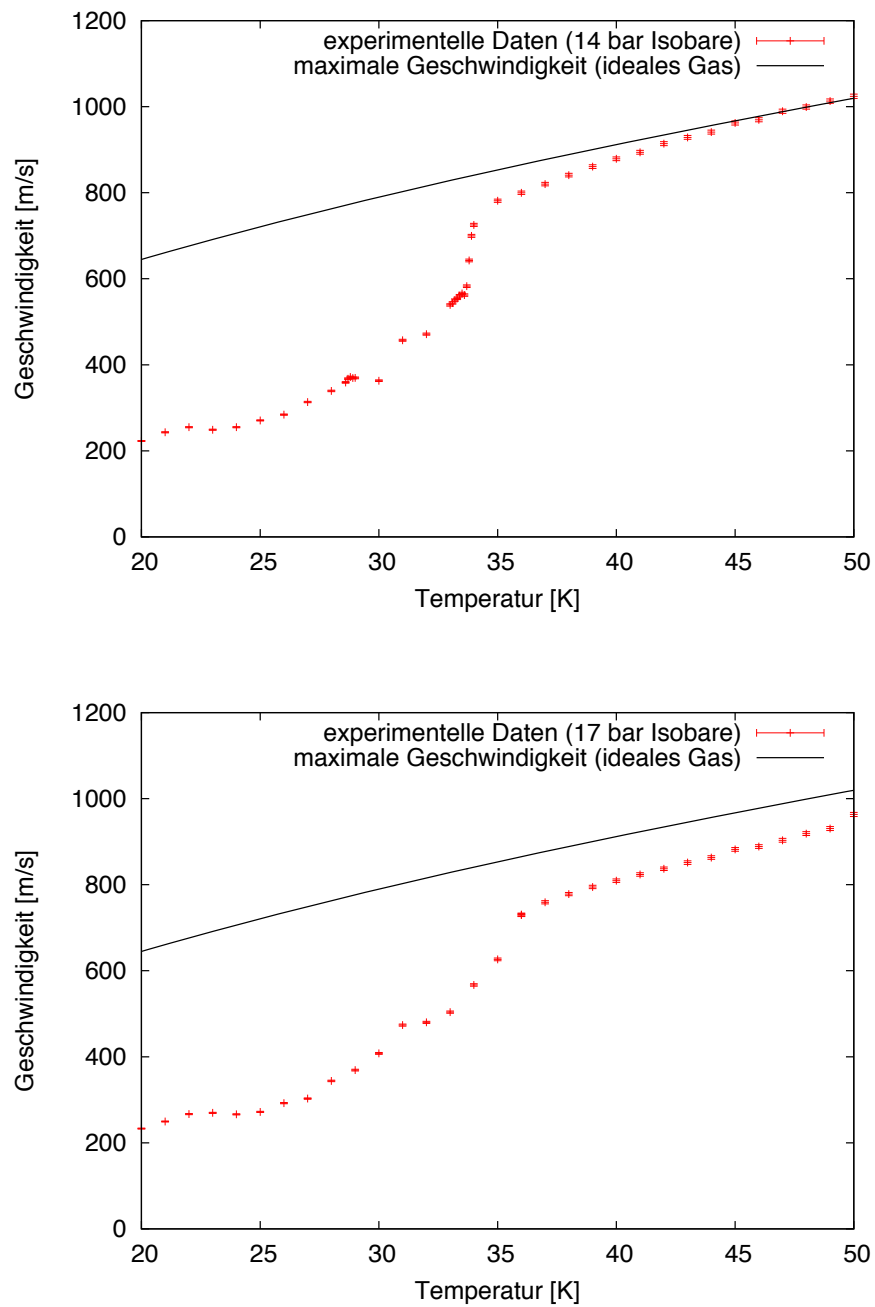
**Abbildung 5.25:** Gemessene Clustergeschwindigkeiten bei konstanter Temperatur von 25 K in Abhängigkeit vom Gasdruck. Die schwarze Linie kennzeichnet die maximalen Geschwindigkeiten des idealen Gases. Die Geschwindigkeiten der Cluster sind in etwa ein Drittel kleiner, bleiben aber wie die Geschwindigkeiten des idealen Gases nahezu konstant.



**Abbildung 5.26:** Gemessener Gasfluss und Skimmerkammerdruck in Abhängigkeit vom Gasdruck. Gasfluss und Skimmerkammerdruck steigen mit zunehmendem Druck an. Im Vergleich zum maximalen Durchfluss des idealen Gases (schwarze Kurve) zeigt sich eine starke Abweichung.



Neben der Bestimmung der Clustergeschwindigkeiten innerhalb einer Phase wurde das Verhalten der Clustergeschwindigkeiten bei einem Phasenübergang untersucht. Bei einem konstanten Druck von 14 bzw. 17 bar wurden die Flugzeiten der Cluster bei Temperaturen zwischen 20 und 50 K gemessen und die Geschwindigkeit bestimmt (vgl. Abb. 5.20). Die Ergebnisse der 14 bzw. 17 bar Isobaren sind in Abhängigkeit von der Temperatur in Abb. 5.27 dargestellt. Die maximale Geschwindigkeit des idealen Gases bei diesen Druck- und Temperatureinstellungen wird auch hier durch eine schwarze Kurve beschrieben. Die Clustergeschwindigkeiten zeigen eine deutliche Abweichung im Vergleich zur maximalen Geschwindigkeit des idealen Gases. Im Temperaturbereich zwischen 20 und 29 K bei 14 bar wurden Flugzeiten mit einer breiten Verteilung gemessen, d.h. die Cluster haben sich aus Wasserstoff gebildet, bei dem im überkritischen Bereich die Eigenschaften einer Flüssigkeit dominieren. In diesem Bereich zeigen die Clustergeschwindigkeiten die größte Abweichung vom idealen Gas und besitzen ebenfalls ein Drittel der maximalen Geschwindigkeit des idealen Gases, wie bereits die Geschwindigkeitsuntersuchungen der 25 K Isothermen gezeigt haben. Zwischen 30 und 35 K wurden Flugzeitspektren mit einem Doppelpeak aufgenommen. Dort verkleinert sich zunehmend die Abweichung der Geschwindigkeiten. Im Bereich 36 bis 50 K zeigen die Flugzeitspektren einen scharfen Peak. Die Cluster bilden sich dort aus Wasserstoff im überkritischen Bereich, bei dem die Eigenschaften eines Gases dominieren. Ab einer Temperatur von 36 K passen sich die Clustergeschwindigkeiten immer mehr den Geschwindigkeiten des idealen Gases an und stimmen ab 45 K in etwa mit ihnen überein. Die Geschwindigkeitsverteilung der 17 bar Isobaren zeigt ein ähnliches Verhalten. Lediglich die Geschwindigkeiten, bei denen Flugzeiten mit einer scharfen Verteilung gemessen wurden, zeigen bis 50 K noch immer Abweichungen vom idealen Gas auf. Die Kurve weist aber die Tendenz auf, sich bei höheren Temperaturen der Geschwindigkeit des idealen Gases anzupassen. Die Clustergeschwindigkeiten liegen bei der 14 bar Isobaren zwischen 220 und 1020 m/s bzw. bei der 17 bar Isobaren zwischen 230 und 960 m/s.



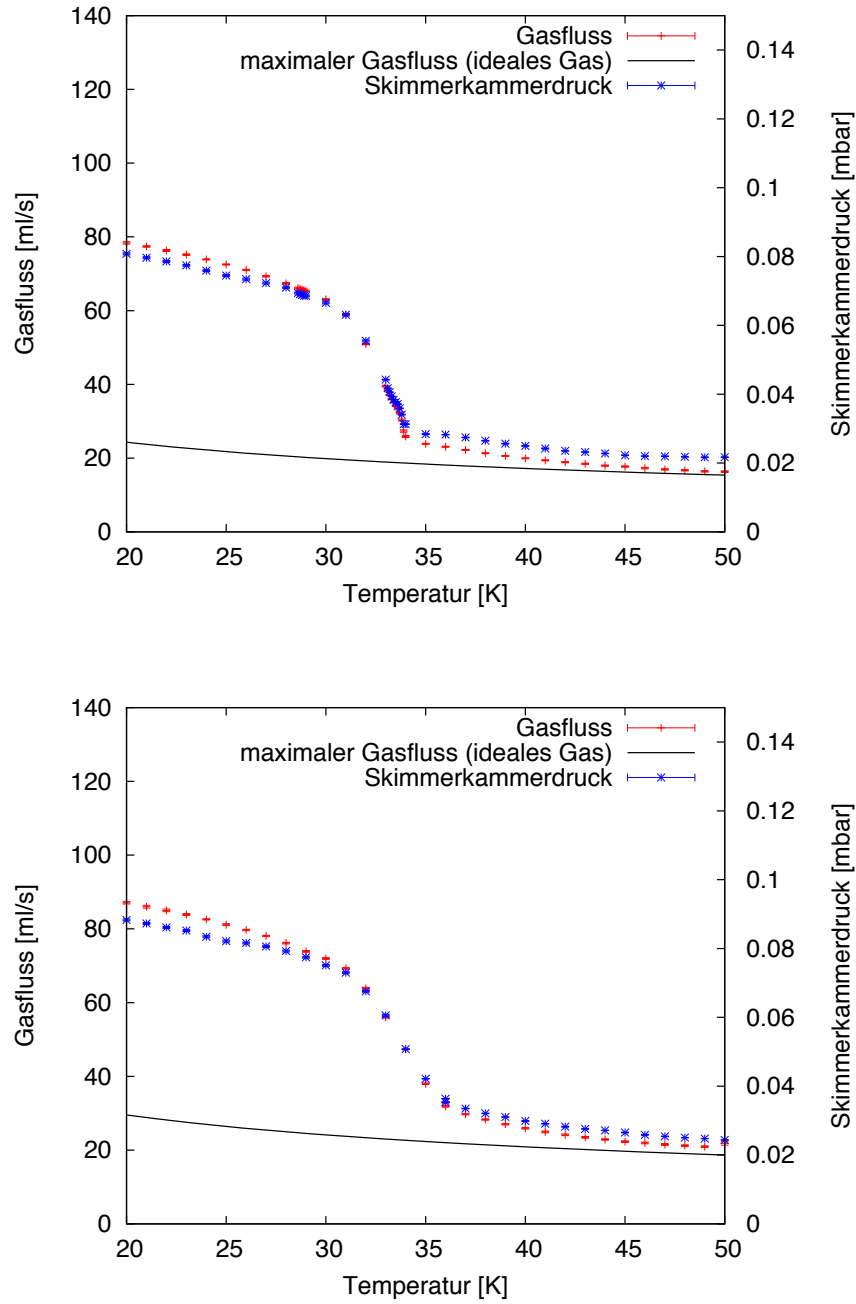
**Abbildung 5.27:** Gemessene Clustergeschwindigkeiten bei konstantem Druck von 14 (oben) bzw. 17 bar (unten) und Temperaturen zwischen 20 und 50 K. Die schwarze Linie kennzeichnet die maximalen Geschwindigkeiten des idealen Gases. Die Clustergeschwindigkeiten zeigen starke Abweichungen zu den Geschwindigkeiten des idealen Gases. Der Phasenübergang zeigt sich bei einer Temperatur von 33 bzw. 36 K durch die zunehmende Abweichung zum idealen Gas.

In Abb. 5.28 sind Gasfluss und der Skimmerkammerdruck in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Der gemessene Gasfluss zeigt zum maximalen Gasfluss des idealen Gases (schwarze Kurve) eine große Abweichung. Der Druck in der Skimmerkammer und der Gasfluss fallen mit steigender Temperatur ab. Der Phasenübergang macht sich durch den Sprung bei einer Temperatur von 33 bzw. 36 K bemerkbar.

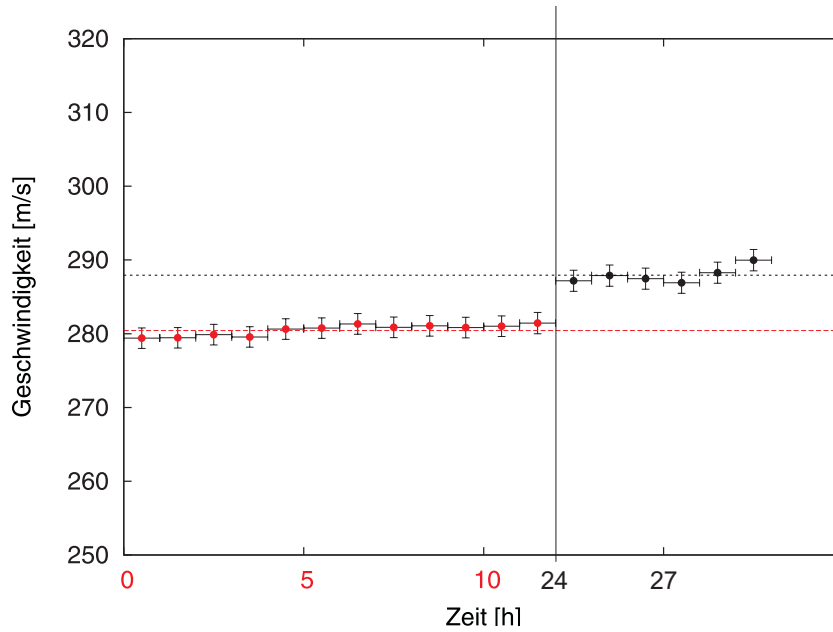
Die starken Abweichungen der Geschwindigkeiten und des Gasflusses im Vergleich zum idealen Gas zeigen nochmals, dass eine Beschreibung durch das ideale Gas nicht möglich ist und dass Cluster als reale Gase behandelt werden müssen. Die theoretische Beschreibung der experimentell beobachteten Geschwindigkeitsverläufe und vor allem die Beschreibung des Druck- und Temperaturbereichs des Phasenübergangs wird unter Annahme eines realen Gases zur Zeit von A. Täschner durchgeführt.

Die starke Abweichung vom idealen Gas ist unerheblich für das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment. Dort steht die Messung der Geschwindigkeit der Cluster zur Bestimmung Dichte im Vordergrund (vgl. Kapitel 5.5). Eine mathematische Beschreibung bietet jedoch die Möglichkeit, die Dichte zukünftig ohne zeitaufwändige Messungen direkt zu bestimmen.

Für das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment soll eine zeitlich konstante Luminosität durch eine konstante Dichte des Clusterstrahls gewährleistet werden. Da die Clusterstrahldichte von der Geschwindigkeit der Cluster abhängig ist, wurde die Geschwindigkeit über einen längeren Zeitraum bei typischen Clusterbedingungen von 25 K und 18 bar gemessen, um die Stabilität des Clusterstrahls zu überprüfen. Am ersten Messtag blieb die Clustergeschwindigkeit nach einer 11-stündigen Messzeit im Rahmen der Messunsicherheiten konstant (vgl. Abb. 5.29). Die Messung der Clustergeschwindigkeit am zweiten Messtag lieferten nach einer 6-stündigen Messzeit ebenfalls im Rahmen der Messunsicherheit konstante Werte. Bei einem Vergleich der beiden Geschwindigkeitsmessungen zeigte sich jedoch eine Abweichung von 3%. Als Ursache für diese Abweichung werden Druck- bzw. Temperaturänderungen an der Lavalldüse vermutet.

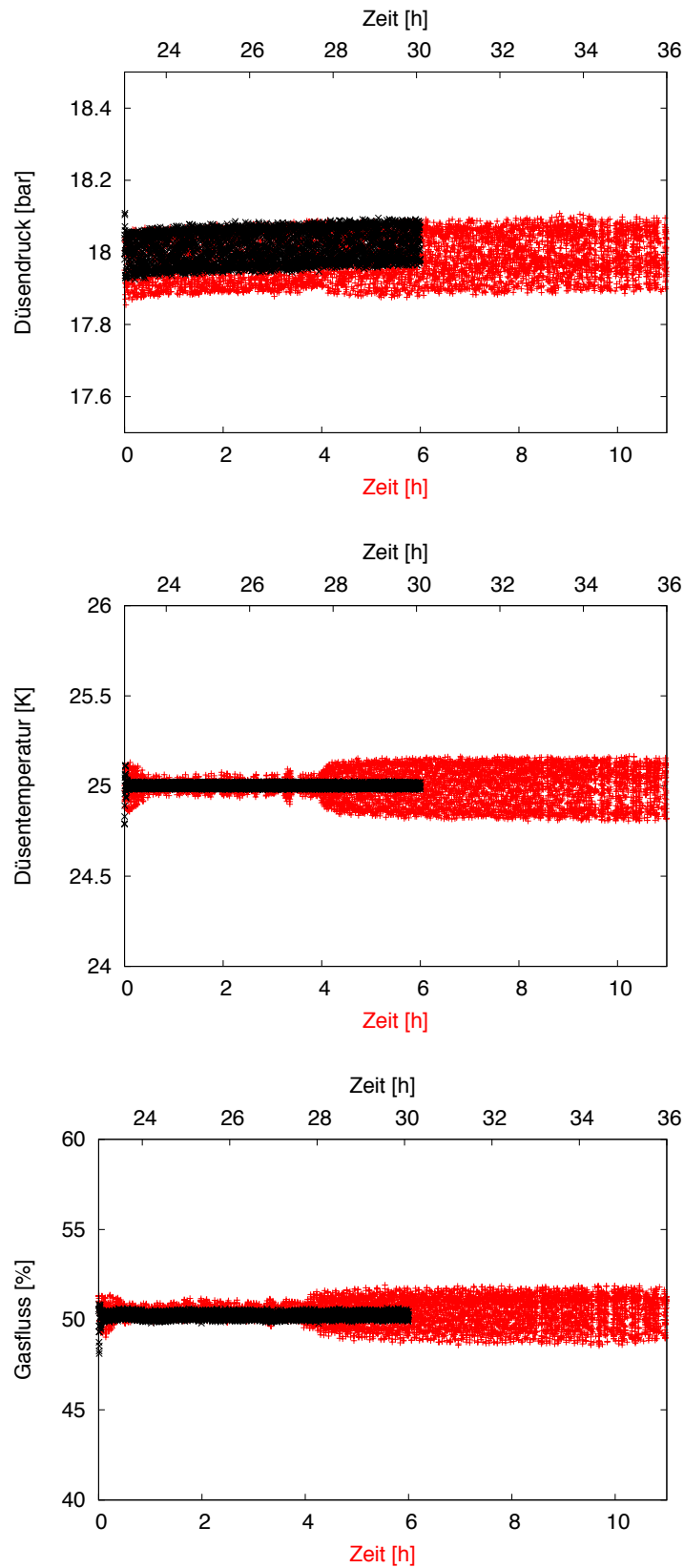


**Abbildung 5.28:** Gemessene Gasflüsse und Skimmerkammerdrücke in Abhängigkeit von der Temperatur bei konstantem Druck von 14 (oben) bzw. 17 bar (unten). Fällt der Gasfluss in der Skimmerkammer mit zunehmender Temperatur, verringert sich erwartungsgemäß der Skimmerkammerdruck. Der Phasenübergang zeigt sich bei einer Temperatur von 33 bzw. 36 K durch die zunehmende Abweichung zum idealen Gas.



**Abbildung 5.29:** Berechnete Clustergeschwindigkeiten bei 25 K und 18 bar. Die Clustergeschwindigkeit bleibt während der 11-stündigen Messung stabil (rote Messpunkte). Nach etwa 13 h wurde erneut über einen Zeitraum von 6 h die Flugzeit gemessen und die Geschwindigkeit bestimmt (schwarze Messpunkte). Die Clusterbedingungen wurden während der gesamten Messzeit und Messpause nicht verändert. Die Clustergeschwindigkeiten blieben bei der 6-stündigen Messung ebenfalls konstant, zeigten aber zur 1. Messung eine Abweichung von etwa 3%.

In Abb. 5.30 sind der Druck, die Temperatur und der Gasfluss in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die einzelnen Datenpunkte der beiden Messtage sind rot (1. Messtag) und schwarz (2. Messtag) gekennzeichnet. Dabei zeigt sich deutlich, dass die Amplitude, in der Temperatur- und Druckschwankungen auftraten, nach 24 Std. reduziert wurde. Zudem ist der Druck am 2. Messtag leicht erhöht, so dass die Geschwindigkeiten der beiden Messtage daher eine Abweichung von 3% aufweisen. Die Geschwindigkeit des Clusterstrahls ist stabil und zeigt lediglich aufgrund der eingesetzten Geräte, die für die Druck- und Temperaturregelung zuständig sind, kleine Abweichungen. Das Target ist somit nicht nur für kurze Zeiten stabil, sondern auch langzeitstabil und garantiert eine zeitlich konstante Dichte für den Einsatz am  $\overline{\text{P}}$ ANDA-Experiment.



**Abbildung 5.30:** Gemessene Flugzeiten, Drücke, Temperaturen und Gasflüsse in Abhängigkeit der Zeit. Messung 1 (rot) und Messung 2 (schwarz) zeigen, dass sich der Schwankungsbereich von Druck und Temperatur nach etwa 24 h vermindert hat.

## 5.5 Die Bestimmung der Dichte des Clusterstrahls

Für das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment wird ein Target benötigt, das am Wechselwirkungspunkt mit dem Antiprotonenstrahl, das bedeutet in einem Abstand von 2,1 m von der Targetquelle, eine Flächendichte im Bereich von  $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$  besitzt. Die Flächendichte von Cluster-Jet Targets, die bisher in Beschleunigerexperimenten eingesetzt wurden, z.B. bei COSY-11 und ANKE, lag bisher im Bereich von  $5 \cdot 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$  bei einem Abstand von  $r = 0,65 \text{ m}$  vom Wechselwirkungspunkt [Kho05]. Die Dichte des Cluster-Jet Targets MCT2 muss somit bei einem dreifachen Abstand zur Düse um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden, da die Flächendichte mit  $1/r^2$  abfällt.

Anhand der im vorherigen Kapitel ermittelten Geschwindigkeiten lässt sich die Dichte des Clusterstrahls bestimmen. In folgenden theoretischen Überlegungen wird gezeigt, welche Größen neben der Clustergeschwindigkeit, der Breite des Clusterstrahls und des Druckanstiegs in der Streukammer für die Berechnung der Dichte notwendig sind.

Die Dichte  $\rho$  ist definiert als Masse  $m$  pro Volumen  $V$ :

$$\rho = \frac{m}{V}. \quad (5.5)$$

Für die Dichte des Clusterstrahls muss die Massenstromdichte  $dm/dt$  des Clusterstrahls und die zeitliche Änderung des Volumens  $dV/dt$  berücksichtigt werden:

$$\rho = \frac{dm/dt}{dV/dt}. \quad (5.6)$$

Für die Definition des Volumens  $dV$  wird ein Stab des Monitorsystems der Streukammer in das Zentrum des Clusterstrahls positioniert. Der Teil des Clusterstrahls, der durch den Stab aufgestaut wird, bildet das für die Berechnung der Dichte notwendige Volumen  $dV$  und ist definiert als Produkt der Aufstauungsfläche  $A$  und der Aufstauungsstrecke  $dx$ :

$$dV = A \cdot dx. \quad (5.7)$$

Mit  $v = \frac{dx}{dt}$  kann die Strecke  $dx$  durch das Produkt der Clustergeschwindigkeit  $v$  und der Zeit  $dt$  ausgedrückt werden. Die Fläche  $A$  ergibt sich in guter Näherung aus dem Stabdurchmesser  $d_S$  und der Breite des Clusterstrahls  $d_{CS}$ , so dass sich folgende Gleichung für die Dichte des Clusterstrahls ergibt:

$$\rho = \frac{dm/dt}{A \cdot v} = \frac{dm/dt}{d_S \cdot d_{CS} \cdot v}. \quad (5.8)$$

Mit der Annahme, dass sich die Wasserstoffmoleküle der Cluster bei dem Aufprall mit dem Stab ablösen und Wasserstoffgas entsteht, kann näherungsweise die ideale Gasgleichung verwendet werden, die definiert ist als

$$p \cdot V' = \frac{m}{M} \cdot R \cdot T, \quad (5.9)$$

wobei  $p$  der Druck,  $V'$  das Volumen,  $M$  die molare Masse,  $T$  die Temperatur und  $R$  die universelle Gaskonstante mit  $R = 8,31451 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$  ist. Formt man die Gleichung 5.9 nach der Masse  $m$  um und bildet die zeitliche Ableitung, folgt

$$\frac{dm}{dt} = \frac{dV'}{dt} \cdot p \cdot \frac{M}{RT}. \quad (5.10)$$

Mit  $\frac{dV'}{dt} = q_{V'} = S$  (vgl. Gl. 4.3) in Gl. 5.10 eingesetzt, erhält man

$$\frac{dm}{dt} = S \cdot p \cdot \frac{M}{RT} \quad (5.11)$$

und für die Dichte des Clusterstrahls folgt durch einsetzen in Gl. 5.8

$$\rho_{Masse} = \frac{p \cdot S \cdot \frac{M}{RT}}{d_S \cdot d_{CS} \cdot v}. \quad (5.12)$$

Die Atom bzw. Molekülmasse  $m_{A/M}$  ist gegeben durch den Quotienten der molaren Masse  $M$  und der Avogadro-Konstanten  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$

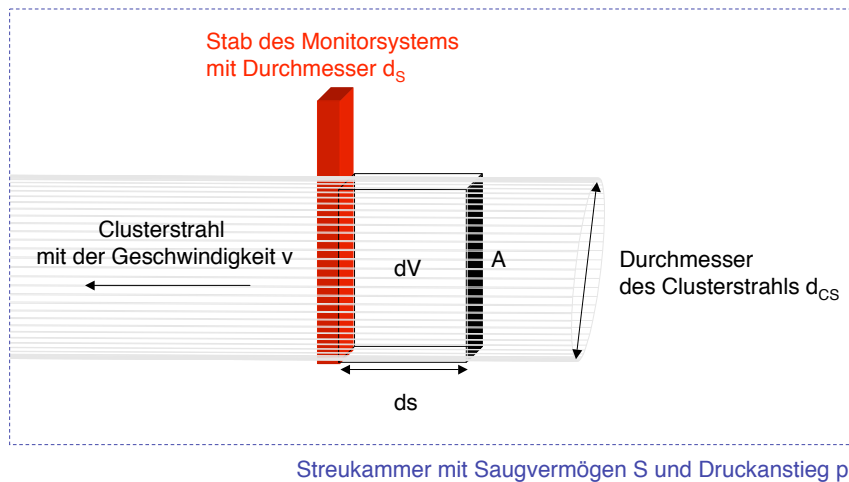
$$m_{A/M} = \frac{M}{N_A}. \quad (5.13)$$



Dividiert man die Dichte  $\rho_{Masse}$  aus Gleichung 5.12 durch die Atom bzw. Molekülmasse, ergibt sich die Anzahl der Atome bzw. Moleküle pro  $m^3$ . Da Wasserstoff in der Natur lediglich als molekularer Wasserstoff  $H_2$  vorkommt, erhält man die Anzahl der Wasserstoffatome pro  $m^3$ , durch Multiplikation des Faktors 2:

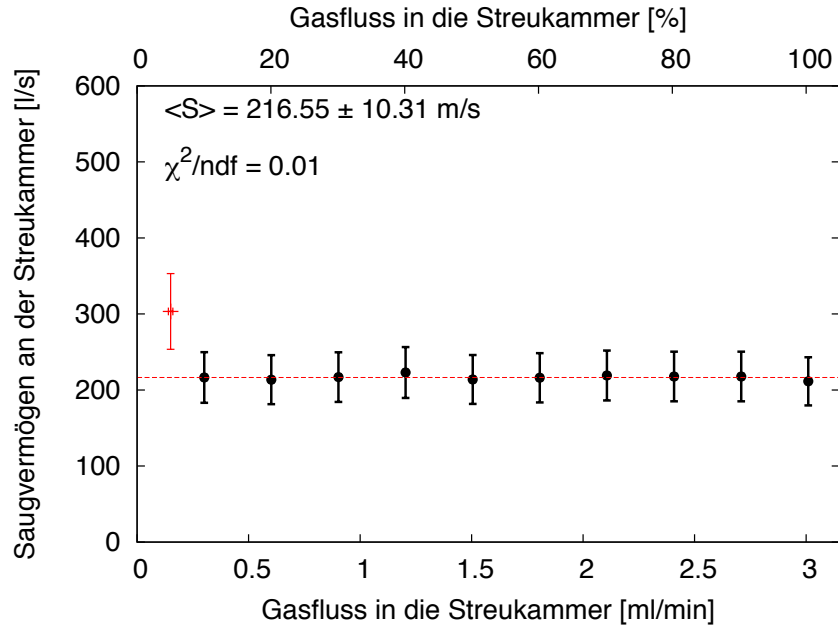
$$\rho_{Atom} = 2 \cdot \frac{p \cdot S \cdot \frac{N_A}{RT}}{d_S \cdot d_{CS} \cdot v}. \quad (5.14)$$

Aus dem Druckanstieg  $p$  und dem Saugvermögen  $S$  an der Streukammer, dem Durchmesser des Stabs  $d_S$  und des Clusterstrahls  $d_{CS}$ , der Clustergeschwindigkeit  $v$  und der Temperatur  $T$  lässt sich die Clusterstrahldichte in der Streukammer bestimmen. Die Temperatur  $T$  beträgt unter Normalbedingungen 293,15 K und entspricht den Messbedingungen in der Streukammer. Der Stab des Monitorsystems weist eine Breite von  $d_S = 1 \text{ mm}$  auf. Zur Bestimmung des Saugvermögens in der Streukammer  $S$  wurde Wasserstoffgas über einen Durchflussregler mit einem maximalen Durchfluss von 3 mln/min in die Streukammer eingeleitet. Misst man den Druck in Abhängigkeit vom Durchfluss, lässt sich das Saugvermögen mit Gl. 4.4 bestimmen. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.32 in Abhängigkeit vom Gasfluss dargestellt.



**Abbildung 5.31:** Vereinfachte Darstellung des Clusterstrahls, der auf den Stab des Monitorsystems trifft. Auf kurze Distanzen kann der Clusterstrahl annähernd als zylinderförmig angesehen werden.

Bis auf das Saugvermögen bei einem Durchfluss von 5% bleiben die ermittelten Werte für das Saugvermögen konstant. Bei der Bestimmung des Mittelwerts durch den Fit mit einer Konstanten wurde die Saugvermögensmessung bei einem Gasfluss von 5% nicht berücksichtigt, da der Durchflussregler bei dieser Einstellung laut Herstellerangaben eine zu große systematische Unsicherheit aufweist und somit der konstante Fluss in die Kammer nicht gewährleistet war. Das mittlere Saugvermögen in der Streukammer beträgt somit  $S = (216,6 \pm 3,3) \text{ l/s}$ .

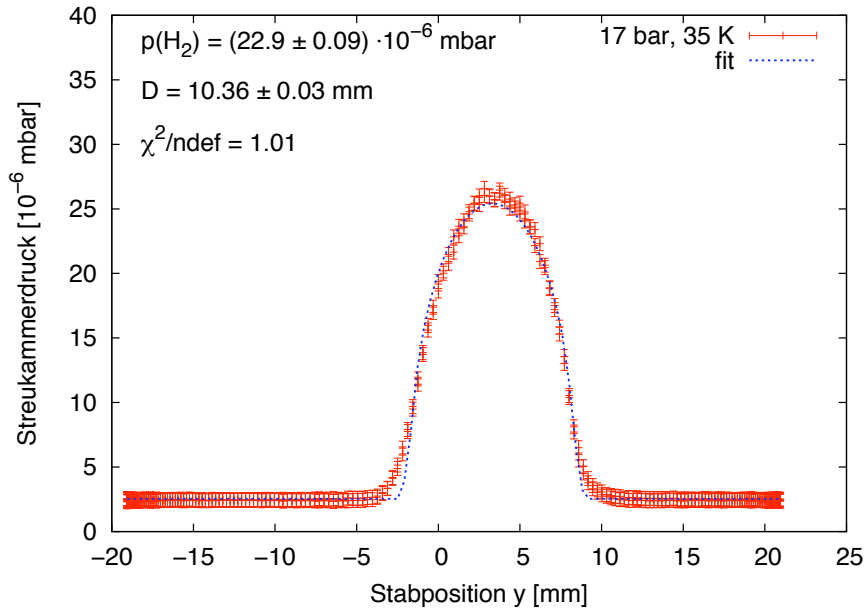


**Abbildung 5.32:** Saugvermögensmessung in der Streukammer. Die Saugvermögensmessung bei einem Gasfluss von 5% wird nicht für die Bestimmung des mittleren Saugvermögens berücksichtigt, da das Gerät bei dieser Einstellung eine zu hohe systematische Unsicherheit aufweist.

Über die gemessenen Flugzeiten der 25 K Isothermen und der 17 bar Isobaren aus Kapitel 5.4 wurden bereits die Geschwindigkeiten bestimmt, die zur Berechnung der Dichte eingesetzt werden können. Die mittlere Clustergeschwindigkeit lag bei der 25 K Isothermen bei etwa 270 m/s und bei der 17 bar Isobaren lagen die Geschwindigkeiten zwischen 230 und 960 m/s.

Für jede Geschwindigkeitsmessung der 25 K Isothermen und der 17 bar Isobaren aus Kapitel 5.4 wurde ein Clusterstrahlprofil in der Streukammer gemessen um die Strahlbreite  $d_{CS}$  und den Druckanstieg  $p$  in der Streukammer zu bestimmen. Die Strahlbreite beträgt etwa  $d_{CS} = 10 \text{ mm}$  und wird durch den Durchmesser des eingesetzten Kollimators definiert ( $\varnothing = 0,7 \text{ mm}$ ). Der Druckanstieg in der Streukammer lag zwischen  $1,6 \cdot 10^{-6}$  und  $1,8 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ .

In Abbildung 5.33 ist ein gemessenes Profil aus der Streukammer dargestellt. Die Fitfunktion, die bei der Bestimmung der beiden Parameter verwendet wurde, wird im Anhang näher beschrieben.



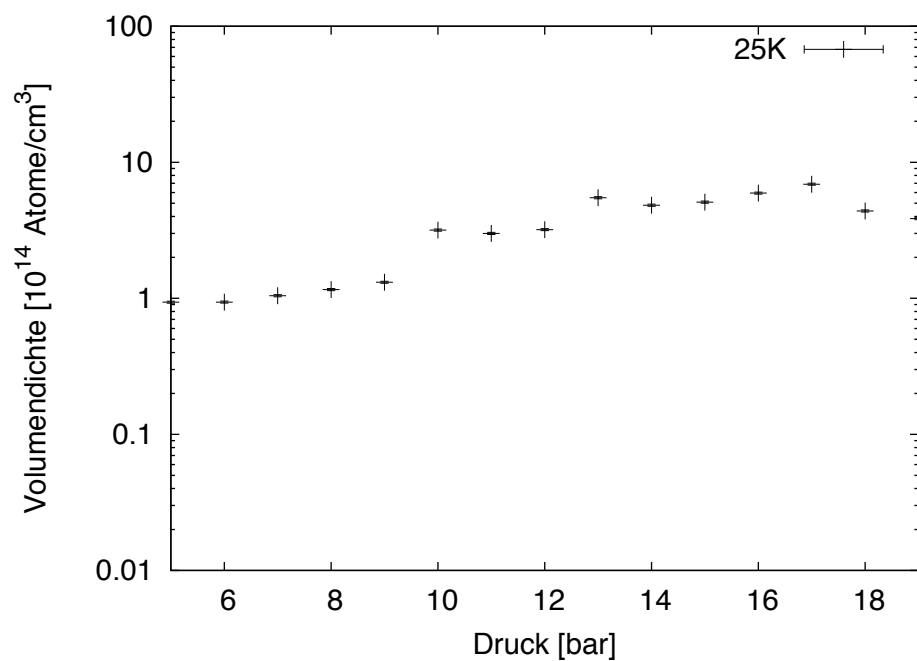
**Abbildung 5.33:** Gemessenes Strahlprofil aus der Streukammer. Mit der eingesetzten Fitfunktion werden der Druckanstieg in der Streukammer und der Clusterstrahldurchmesser bestimmt.

Mit den berechneten Geschwindigkeiten aus Kapitel 5.4 und den ermittelten Parametern aus den Strahlprofilen wurde die Volumendichte des Clusterstrahls in Abhängigkeit von Druck und Temperatur bestimmt, die Ergebnisse sind in Abb. 5.34 und 5.35 dargestellt.

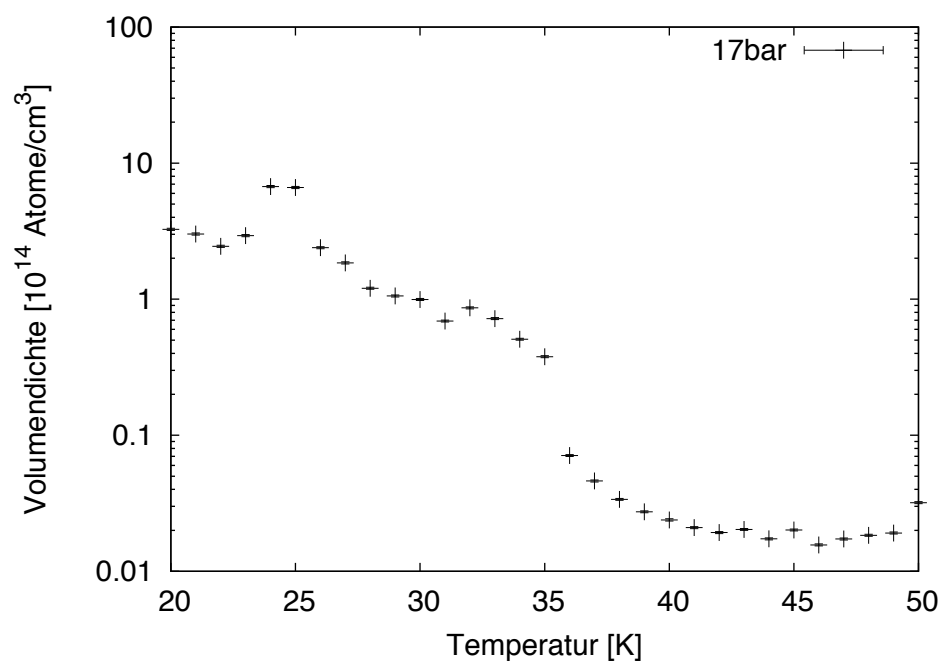
Die obere Abbildung beschreibt die Volumendichte bei einer konstanten Temperatur von 25 K in Abhängigkeit des Drucks. Die Dichte steigt dabei bis zu einem Maximum bei 25 K und 17 bar an und liegt dort bei  $(6,9 \pm 0,1) \cdot 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$  und fällt für höhere Drücke wieder ab.

In der unteren Abbildung wird die Volumendichte bei einem konstanten Druck von 17 bar in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Das Maximum bei 24 K hat einen Wert von  $(6,7 \pm 0,1) \cdot 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$ . Die Volumendichte fällt mit steigender Temperatur bis 42 K und diese schwankt bis 50 K zwischen  $1,6 \cdot 10^{12}$  und  $3,2 \cdot 10^{12} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$ . Der starke Abfall der Dichte zwischen 35 K und 36 K geht einher mit dem Übergang des Doppelpeaks zum scharfen Peak bei der Messung der Flugzeit. Diese Messung zeigt deutlich, dass sich die Dichte über mehrere Größenordnungen variieren lässt.

Bei einem Druck von 17 bar und einer Temperatur von 24 bzw. 25 K zeigen sich die höchsten Dichten, da vermutlich bei diesen Einstellungen der Skimmer den hellsten Bereich des Clusterstrahls extrahiert (s. Abb. 5.4). Sinkt die Temperatur, verschiebt sich der Clusterstrahl und der hellste Bereich trifft nicht mehr auf die Spitze des Skimmers, wie in Abb. 5.36 zu sehen ist. In Kapitel 5.2 wurde bereits vermutet, dass durch die unterschiedliche Helligkeit des Clusterstrahls Rückschlüsse auf die Dichte des Clusterstrahls gezogen werden können. Diese Vermutung wird durch die Ergebnisse der Dichtemessungen weiterhin bestätigt. Die genaue Bestimmung der Dichte der einzelnen Bereiche des Clusterstrahls kann erst durch den bereits geplanten Einsatz einer beweglichen Kaltkopfkammer und somit einer beweglichen Lavalldüse ermöglicht werden.



**Abbildung 5.34:** Gemessene Clusterdichten bei einer konstanten Temperatur von 25 K in Abhängigkeit vom Druck.



**Abbildung 5.35:** Gemessene Clusterdichten bei einem konstanten Druck von 17 bar in Abhängigkeit der Temperatur.



**Abbildung 5.36:** Aufnahme des Clusterstrahls in der Skimmerkammer bei 22 K und 17,5 bar. Der hellste Bereich des Clusterstrahls wird nicht vom Skimmer extrahiert.

In der Messung der Isothermen und Isobaren wurde die Dichte bei 25 K und 17 bar gemessen. Die Dichtemessung der 25 K Isothermen ergab eine Volumendichte von  $(6,9 \pm 0,1) \cdot 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$  und die der 17 bar Isobaren eine Volumendichte von  $(6,6 \pm 0,1) \cdot 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$ . Die Faktoren, die für die Differenz der beiden Dichten verantwortlich sein könnten, sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Während die Stabbreite  $d_S$  und das Saugvermögen  $S$  in der Streukammer keine variablen Größen sind, variierten für beide Messungen der Durchmesser des Clusterstrahls  $d_{CS}$ , die Geschwindigkeit der Cluster  $v$  und der Druckanstieg  $p$  in der Streukammer.

Messung	Durchmesser des Clusterstrahls $d_{CS}$	Geschwindigkeit $v$	Druckanstieg in der Streukammer $p$
25K Isotherme	$(10,2 \pm 0,04) \text{ mm}$	$(270,59 \pm 1,38) \text{ ms}$	$(178 \pm 1) \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$
17bar Isobare	$(9,99 \pm 0,04) \text{ mm}$	$(271,91 \pm 1,38) \text{ ms}$	$(168 \pm 1) \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$

**Tabelle 5.3:** Gemessene Clusterstrahleigenschaften bei 25 K und 17 bar.

Ein Vergleich der ermittelten Werte zeigt, dass der Durchmesser des Clusterstrahls in beiden Profilmessungen geringfügig voneinander abweicht. Die gemessene Geschwindigkeit ist im Rahmen der Messunsicherheit für beide Messungen gleich. Für den Druckanstieg in der Streukammer ergibt sich eine etwa 10%ige Abweichung, so dass durch den unterschiedlichen Druckanstieg in der Streukammer eine Differenz der ermittelten Volumendichte hervorgerufen wird. Verantwortlich für diesen Druckunterschied könnten Druck- bzw. Temperaturschwankungen sein. Für beide Messungen wurden jeweils zwei Strahlprofile gemessen, die in Abb. 5.38 dargestellt sind.

Die zu diesem Zeitpunkt gemessenen Drücke und Temperaturen an der Lavaldüse sind in Tabelle 5.4 aufgelistet.

Messung	Strahlprofil	Temperatur	Druck
25K Isotherme	1	24,99	17,02
	2	25,00	17,09
17bar Isobare	1	25,02	17,00
	2	24,99	17,03

**Tabelle 5.4:** Temperaturen und Drücke der Messung der Clusterstrahlprofile.

Es zeigt sich, dass der Anstieg des Düsendrucks bei der Messung des zweiten Profils für die Druckunterschiede in der Streukammer verantwortlich ist. Eine minimale Druckerhöhung von etwa 0,07 bar hat somit zu einer Abweichung der Volumendichte von etwa 5% geführt. Da die Abweichung ein Effekt der endlichen Genauigkeit und Stabilität der eingesetzten Geräte ist, wird für die Dichte bei 25 K und 17 bar der Mittelwert angegeben, dieser beträgt  $(6,75 \pm 0,15) \cdot 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$ .

Die aktuell höchste Volumendichte wurde somit bei 25 K und 17 bar gemessen und beträgt im Mittel  $(6,75 \pm 0,15) \cdot 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$  für einen Clusterstrahl mit einem Durchmesser von 10 mm. Bei einem Clusterstrahl mit einem Durchmesser von mindestens 15 mm ergibt sich die für das PANDA-Experiment eine benötigte Flächendichte im Bereich von  $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ . Das Cluster-Jet Target MCT2 erreicht somit bei einer Entfernung von 2,1 m zum Wechselwirkungspunkt eine Flächendichte im Bereich  $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ , wenn der Strahl eine Breite von 1,5 cm aufweist. Aufgrund der zeitlichen Homogenität des Clusterstrahls kann durch die Wahl des Skimmers und Kollimators ein Clusterstrahl mit der gewünschten Breite realisiert werden. Durch die Beobachtung der inneren Strukturen des Clusterstrahls (vgl. Abb. 5.4) besteht die Möglichkeit, dass bei Temperaturen unter 25 K Bereiche mit höheren Dichten, die sich durch ihre Helligkeit abzeichnen, vorliegen. Der Einsatz einer beweglichen Kaltkopfkammer schafft die Voraussetzung zur Untersuchung dieser Bereiche, so dass eine Steigerung der Flächendichte ermöglicht wird.

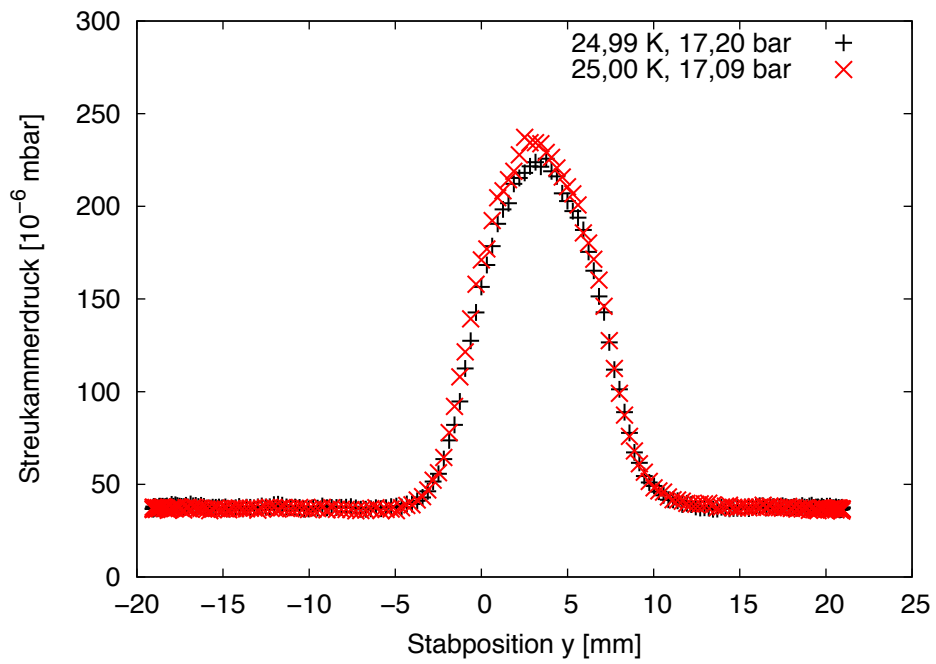


Abbildung 5.37: Gemessene Profile bei 25 K und 17 bar der Isotherme.

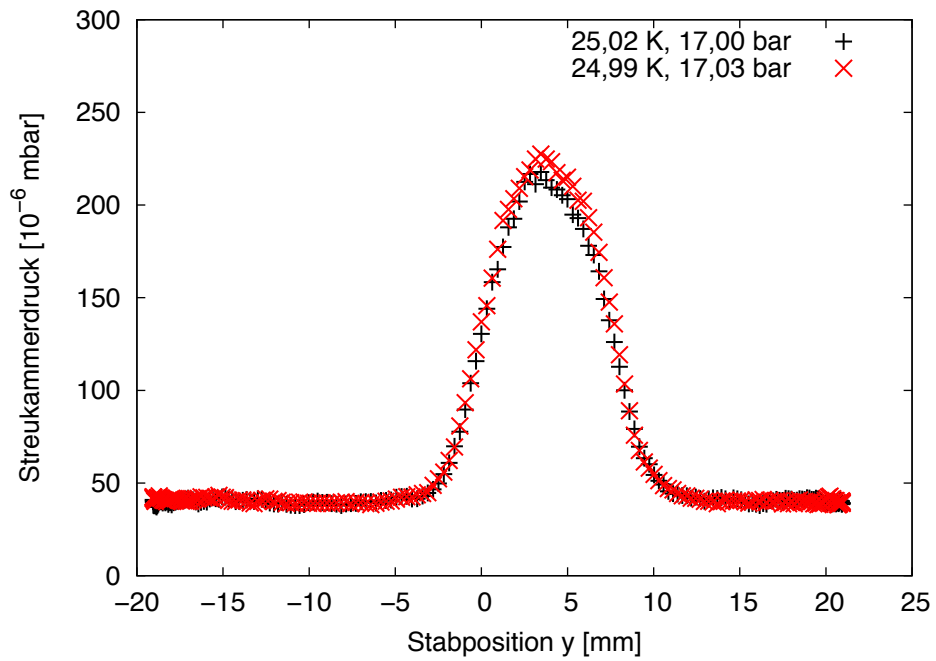


Abbildung 5.38: Gemessene Profile bei 25 K und 17 bar der Isobare. Durch den leicht variierenden Düsendruck zeigt sich ein Einfluss auf den Druckanstieg in der Streukammer bei der Messung von Strahlprofilen.





## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Für das  $\bar{P}$ ANDA-Experiment am neuen Beschleunigerzentrum FAIR wurde an der Westfälischen-Wilhelms-Universität Münster ein Cluster-Jet Target Prototyp aufgebaut. Im Jahr 2008 wurde mit dem Aufbau des Cluster-Jet Targets MCT2 begonnen und bereits Ende des Jahres wurde dieses erfolgreich in Betrieb genommen. Neben dem Targetaufbau und der Inbetriebnahme des MCT2 wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit systematische Untersuchungen der Clusterstrahlen durchgeführt. Der Schwerpunkt dieser Untersuchungen lag in der Analyse der Clustereigenschaften zur Bestimmung und Optimierung der Targetdichte.

Bei der Justage der Clusterquelle und der Verschiebung von Skimmer und Kollimator zeigten sich durch die Messungen der Strahlprofile in der Streukammer erste Hinweise auf einen nicht homogenen Clusterstrahl. Der Druckanstieg in der Streukammer weist darauf hin, dass es möglicherweise Bereiche mit unterschiedlich hohen Dichten im Clusterstrahl gibt. Zudem wurde eine Verschiebung des Clusterstrahls durch einen unsymmetrischen Betrieb der Vakuumpumpen der Skimmerkammer gezeigt, bei der die Saugleistung des Pumpsystems entscheidend für die Stärke der Verschiebung ist. Aufgrund dieser Beobachtungen ist der symmetrische Einsatz der Vakuumpumpen in der Skimmerkammer mit gleicher Saugleistung wichtig, um die Strömung des Clusterstrahls nicht zu beeinträchtigen.

Zur Untersuchung der Homogenität des Clusterstrahls wurde dieser Clusterstrahl in der Skimmerkammer beleuchtet, des Weiteren wurden bei konstantem Druck und unterschiedlichen Temperaturen Bilder aufgenommen. Die Aufnahmen zeigen

deutlich, dass der Clusterstrahl eine innere Struktur besitzt, die sich durch helle und dunkle Bereiche abzeichnet und die von der Temperatur abhängig ist. Verschiebungen des Skimmers und damit zusammenhängende Druckänderungen in der Kollimator-kammer weisen darauf hin, dass helle und dunkle Bereiche unterschiedliche Dichten aufweisen. Zur genauen Bestimmung der Dichte dieser Bereiche wird eine bewegliche Kaltkopf-kammer entworfen, die eine Änderung der Düsenposition ermöglicht um jeden beliebigen Teil des Clusterstrahls extrahieren zu können. Der aktuelle Aufbau erlaubt bisher lediglich die Bestimmung der Dichte des mittleren Teils des Clusterstrahls. Die entdeckten Strukturen des Clusterstrahls haben keinen negativen Einfluss auf den Einsatz am  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment, da der Skimmer nur einen kleinen Teil des gesamten Strahls extrahiert. Die hellen bzw. dunklen Bereiche besitzen eine ausreichende Größe, so dass es sich beim extrahierten Clusterstrahl um einen homogenen Strahl handelt.

Für die Bestimmung der Targetdichte muss die Geschwindigkeit der Cluster gemessen werden. In diesem Zusammenhang wurde bereits im Rahmen der Diplomarbeit von J. Otte ein Aufbau zur Flugzeitmessung entworfen. Die beiden wichtigsten Komponenten bilden dabei eine gepulste Elektronenkanone, die für Ionisation der Cluster verantwortlich ist, und ein Channeltron zur Detektion der Cluster. Bei der Detektion der Cluster und der Variation der am Channeltron anliegenden Spannung bzw. der daran gekoppelten Beschleunigungsspannung zeigten Messungen dieser Arbeit, dass das Channeltron eine Massen- bzw. Energieabhängigkeit aufweist. Wahrscheinlich werden Cluster mit hoher Masse aufgrund ihrer niedrigen kinetischen Energie kaum oder garnicht vom Channeltron detektiert. Da die Channeltronspannung und die Beschleunigungsspannung miteinander gekoppelt sind, ist die Beschleunigungsspannung zur Zeit auf  $-3000\text{ V}$  beschränkt. Daher ist ein Umbau der Detektoreinheit geplant, um die Channeltron- und Beschleunigungsspannung unabhängig voneinander wählen zu können. Dies geschieht zur Steigerung der kinetischen Energie der ionisierten Cluster, damit auch Cluster mit hoher Masse detektiert werden können. Zudem konnte ein Einfluss der am Motor des Kaltkopfes anliegenden Frequenz auf die Zählrate der Cluster ausgeschlossen werden. Der Clusterstrahl weist somit keine zeitliche Struktur auf und ist zeitlich homogen.

---

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die gekoppelte Spannungsversorgung der Spiegelelektrode und Extraktionsblende der Elektronenkanone getrennt. Der Betrieb der Elektronenkanone mit unterschiedlichen Spannungen an der Spiegelelektrode und Extraktionsblende führt zu einer starken Verminderung des Untergrunds und ermöglicht die Messung deutlicher Flugzeitspektren. Bei der Flugzeitmessung der Cluster zeigten sich drei unterschiedliche Typen von Flugzeitspektren, die eine Abhängigkeit vom Aggregatzustand des Wasserstoffs bei der Clusterproduktion aufweisen. Bilden sich Cluster aus Wasserstoffgas oder überkritischen Wasserstoff, taucht ein scharfer Peak bei der Messung der Clusterflugzeit auf. Die Flugzeitmessung von Clustern, die sich aus bereits verflüssigtem Wasserstoff ausbilden, zeigt eine breite Flugzeitverteilung. Bei Phasenübergängen und im Bereich über dem kritischen Punkt taucht ein Doppelpeak auf. Eingehende Untersuchungen dieser Arbeit zeigen, dass die Ausbildung des Doppelpeaks kein apparativer Effekt ist. Der Doppelpeak stellt lediglich eine Überlagerung von Clustern dar, die sich aus gasförmigem und flüssigem Wasserstoff bilden. Selbst im Bereich über den kritischen Punkt hinaus besteht die Möglichkeit Flugzeitspektren der Cluster, die sich aus flüssigem Wasserstoff oder aus einem überkritischem Fluid gebildet haben, deutlich voneinander zu trennen. Obwohl es an dieser Stelle keinen Phasenübergang gibt, kann eine Aussage darüber getroffen werden, ob sich Cluster aus Wasserstoff gebildet haben, bei dem die Eigenschaften einer Flüssigkeit oder die eines Gases dominierten. Durch die Messung von mehr als 100 Flugzeitspektren bei unterschiedlichen Drücken und Temperaturen konnte ein Druck- und Temperaturbereich eingegrenzt werden, in dem Flugzeitspektren mit einem Doppelpeak erwartet werden. Der Doppelpeak hat keinen Einfluss auf die Homogenität des Clusterstrahls für das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment, da bei Clusterbedingungen gearbeitet werden wird, die weit außerhalb des erwarteten Doppelpeakbereichs liegen.

Die Bestimmung der mittleren Clusterflugzeiten und die Messung der Flugstrecke ermöglichen die Berechnung der Geschwindigkeit der Cluster in Abhängigkeit von Druck und Temperatur an der Lavalldüse. Besonders interessant ist die Untersuchung der Clustergeschwindigkeit bei einem Phasenübergang. Dabei zeigten sich große Abweichun-

gen im Vergleich zum idealen Gas. Das bedeutet, dass die Cluster nicht als ideales Gas behandelt, sondern als reales Gas betrachtet werden müssen. Die mathematische Beschreibung der Clustergeschwindigkeiten zur Erklärung der starken Abweichungen wird zur Zeit im Rahmen der Doktorarbeit von A. Täschner durchgeführt.

Da die Geschwindigkeit eine wichtige Größe zur Bestimmung der Clusterdichte darstellt, wurde die Stabilität der Clustergeschwindigkeiten über einen längeren Zeitraum in dieser Arbeit überprüft. Der Clusterstrahl blieb am ersten Tag der Messung nach 11-stündiger Messzeit im Rahmen der Messunsicherheiten stabil. Am zweiten Messtag zeigte sich eine 3%ige Abweichung der Clustergeschwindigkeit. Diese Abweichung wird durch Schwankungen der eingesetzten Druck- und Temperaturregler hervorgerufen, deren Schwankungsbereich sich nach etwa 24 h Laufzeit verringerte und sich ein leichter Druckanstieg bemerkbar machte, so dass dies zu einer Geschwindigkeitsabweichung führte. Die Geschwindigkeit der Cluster ist somit im Rahmen der Messgenauigkeit der eingesetzten Geräte stabil und hat keinen Einfluss auf die Stabilität der Clusterdichte.

Im letzten Teil dieser Arbeit wurde die Volumendichte des Clusterstrahls in Abhängigkeit von Druck und Temperatur bestimmt. Die höchste Dichte wurde bei 25 K und 17 bar gemessen und beträgt im Mittel  $(6,75 \pm 0,15) \cdot 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$  bei einem Strahldurchmesser von 10 mm. Für einen Clusterstrahl mit einem Durchmesser von mindestens 15 mm bedeutet dies eine Flächendichte im Bereich von  $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ .

Es wurde gezeigt, dass der Clusterstrahl des MCT2 die für das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment benötigte Flächendichte im Bereich von  $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$  bei einer Entfernung von 2,1 m von der Targetquelle zum Wechselwirkungspunkt erreicht. Der Clusterstrahl ist zeitlich homogen, stabil und die Dichte lässt sich über mehrere Größenordnungen variieren. Die Flächendichte des Targets kann durch die geplante Optimierung der Targetquelle weiter gesteigert werden.

Neben dem Einsatz einer beweglichen Kaltkopfkommer und dem Umbau des Detektors wird zur Zeit der Umbau des Auffängers vorgenommen, um den Einfluss der vom Auffänger reflektierter Cluster in der Streukammer zu untersuchen. Der Einsatz

---

eines Schlitzkollimators, von dem eine erhebliche Reduzierung des Untergrunds in der Streukammer erwartet wird, wird ebenfalls zukünftig durchgeführt. Zudem ist eine Verbesserung des gesamten Vakuumsystems durch den Einsatz von Vakuumpumpen mit höherer Saugleistung geplant. Des Weiteren soll die Stabilität der Cluster untersucht werden, indem diese an einer glatten Metallfläche im Winkel von  $45^\circ$  zum Channeltron reflektiert werden und die Zählrate gemessen wird. Ein Vergleich der Zählraten vor und nach dem Einbau der Metallplatte wird zeigen, ob die Cluster aufbrechen oder zum Channeltron reflektiert werden. Durch die Variation von Druck und Temperatur können möglicherweise Bereiche eingegrenzt werden, in denen Cluster erzeugt werden, die eine hohe Stabilität aufweisen. Insbesondere die unterschiedlichen Flugzeitspektren, die im Zusammenhang mit der Clusterproduktion stehen, werfen noch viele offene Fragen auf, die durch eingehende Untersuchungen verstanden und beantwortet werden müssen.



# A Anhang

## A.1 Berechnung der Schwellenenergie für die Produktion von Antiprotonen

Die Reaktionsgleichung zur Produktion von Protonen und Antiprotonen [Hin08] lautet:

$$p+p \longrightarrow p+p+p+\bar{p}.$$

Für eine Zweiteilchenreaktion mit einem ruhenden Targetteilchen ergibt sich die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem [Hin08] zu

$$E_{ges}^{cm} = \sqrt{(2E_1m_2 + m_1^2 + m_2^2)}, \quad (\text{A.1})$$

wobei  $m_1$  und  $E_1$  die Masse und Energie des Projektils und  $m_2$  die Masse des ruhenden Targetteilchen sind. Da sowohl Protonen als auch Antiprotonen die gleiche Masse besitzen, muss die Schwerpunktenergie  $E_{ges}^{cm}$  mindestens  $4m_p$  betragen, da bei der Reaktion vier Teilchen entstehen. Das Proton tritt als Projektil und ruhendes Targetteilchen auf, so dass  $m_1 = m_2 = m_p$  ist und sich Gleichung A.1 vereinfacht zu

$$4m_p = \sqrt{(2E_1m_p + 2m_p^2)}. \quad (\text{A.2})$$

Formt man Gleichung A.2 zur Gesamtenergie des Projektils  $E_1$  um, ergibt sich

$$E_1 = 7m_p. \quad (\text{A.3})$$

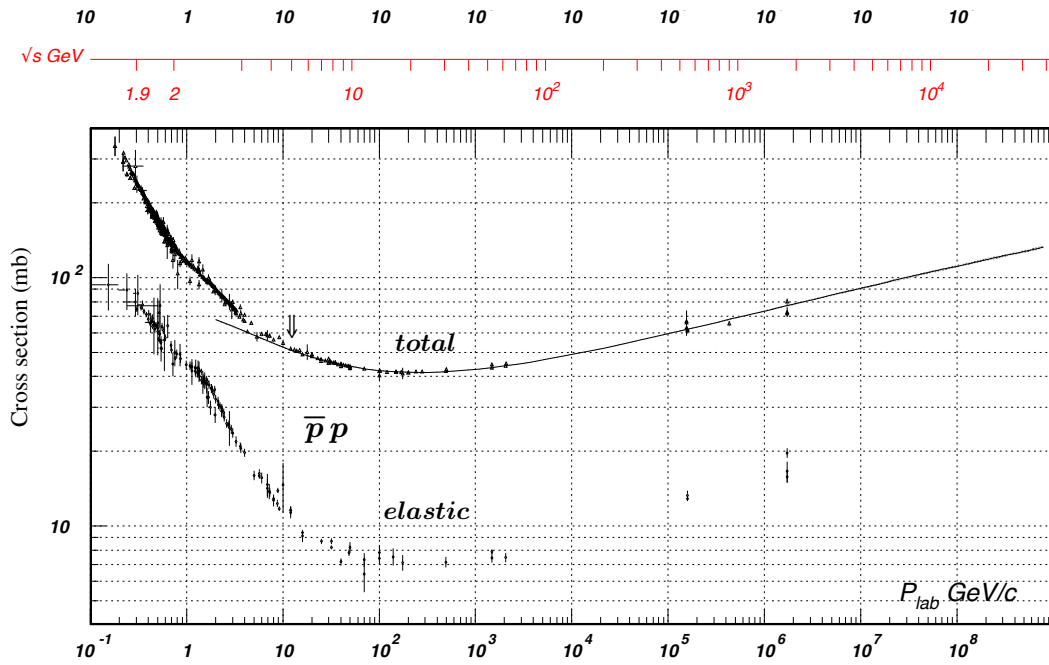


Abzüglich der Ruheenergie des Projektils erhält man für die kinetische Energie  $T_1$

$$T_1 = E_1 - m_p = 6m_p. \quad (\text{A.4})$$

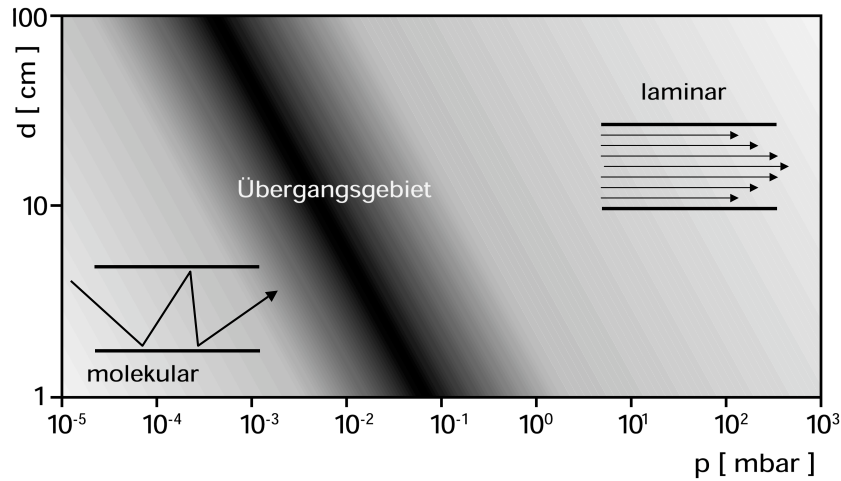
Die Masse des Protons beträgt  $m_p = 938,27 \text{ MeV}$ , so dass sich eine kinetische Energie von  $5629,62 \text{ MeV}$  ergibt.

## A.2 Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt für die Antiproton-Proton-Annihilation



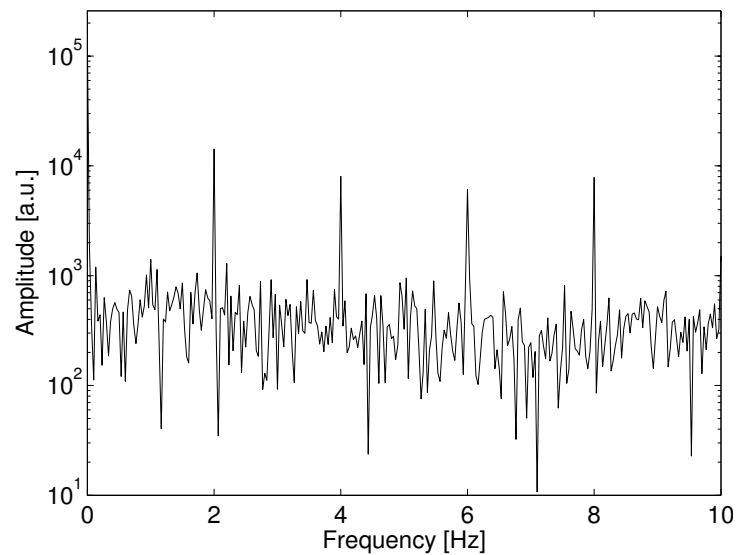
**Abbildung A.1:** Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt für die  $\bar{p}p$ -Annihilation als Funktion der Gesamtschwerpunktenergie im Schwerpunktsystem (obere Abszisse) und des Strahlimpulses im Laborsystem (untere Abszisse) [A<sup>+</sup>08].

### A.3 Übersicht über die Strömungsarten



**Abbildung A.2:** Darstellung der Strömungsbereiche in Abhängigkeit von Druck  $p$  und Leitungsdurchmesser  $d$  [VAC].

### A.4 Einfluss des Kaltkopfes auf die Pelletzählrate



**Abbildung A.3:** Einfluss der am Motor des Kaltkopfes anliegenden Frequenz auf die Rate der Pellets [Nor06].

## A.5 Fitfunktion der Streukammerstrahlprofile

Die Fitfunktion der Strahlprofile in der Streukammer, die zur Bestimmung des Clusterstrahldurchmessers und des Druckanstiegs in der Streukammer verwendet wird, lautet:

$$p(x) = \begin{cases} 0, & \text{für } x < -R - (1/2 \cdot d) \text{ und } x < R + (1/2 \cdot d) \\ 2 \cdot p_0 \cdot \frac{\int_{\max\{-R; x-(1/2 \cdot d)\}}^{\min\{R; x+(1/2 \cdot d)\}} \sqrt{R^2 - x'^2} \cdot dx'}{\int_{-1/2 \cdot d}^{1/2 \cdot d} \sqrt{R^2 - x^2} \cdot dx} + U_0. & \end{cases}$$

$p(x)$  ist der Streukammerdruck in Abhängigkeit von der Stabposition  $x$ ,  $R$  der Radius des Clusterstrahls,  $d$  der Durchmesser des Stabs,  $U_0$  der Streukammeruntergrund und  $p_0$  der Druckanstieg in der Streukammer. Der Streukammerdruck  $p(x)$  ergibt sich aus dem Integral des Überlappbereichs vom Stab des Monitorsystems und dem Clusterstrahl. Insgesamt werden drei verschiedene Fälle betrachtet.

Im Fall  $x < -R - (1/2 \cdot d)$  und für  $x < R + (1/2 \cdot d)$  liegt keine Überlappung von Stab und Clusterstrahl vor und das Integral ergibt sich zu 0. Anschaulich wird dies in Abb. A.4 durch den lila schraffierten Bereich gekennzeichnet.

Befindet sich der Stab vollständig im Clusterstrahl, dann wird die Fläche des Strahldurchmessers mit  $2 \cdot \int_{(x-(1/2 \cdot d))}^{(x+(1/2 \cdot d))} \sqrt{R^2 - x'^2} \cdot dx'$  bestimmt (vgl. A.5).

In den Abbildungen A.6 und A.7 ist der Fall dargestellt, wenn nur ein Teil des Stabs mit dem Clusterstrahl überlappt. Das Integral  $p(x)$  ergibt sich dann zu  $2 \cdot p_0 \cdot \int_{-R}^{(x+(1/2 \cdot d))} \sqrt{R^2 - x'^2} \cdot dx'$  (vgl. Abb. A.6) bzw.  $2 \cdot p_0 \cdot \int_{-R}^R \sqrt{R^2 - x'^2} \cdot dx'$  (vgl. Abb. A.7).

Normiert werden die Integrale durch  $\int_{-1/2 \cdot d}^{1/2 \cdot d} \sqrt{R^2 - x^2} \cdot dx$ .

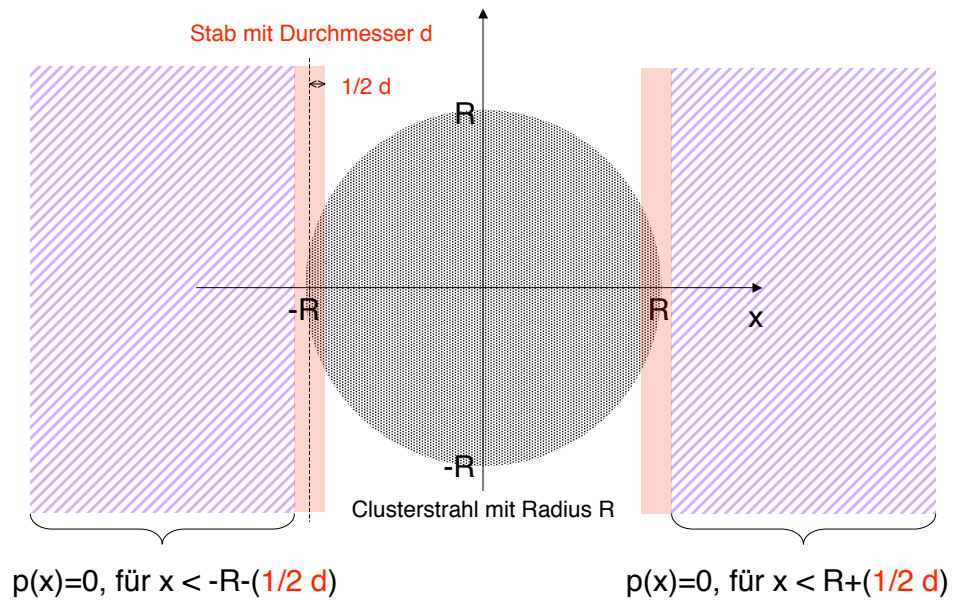


Abbildung A.4

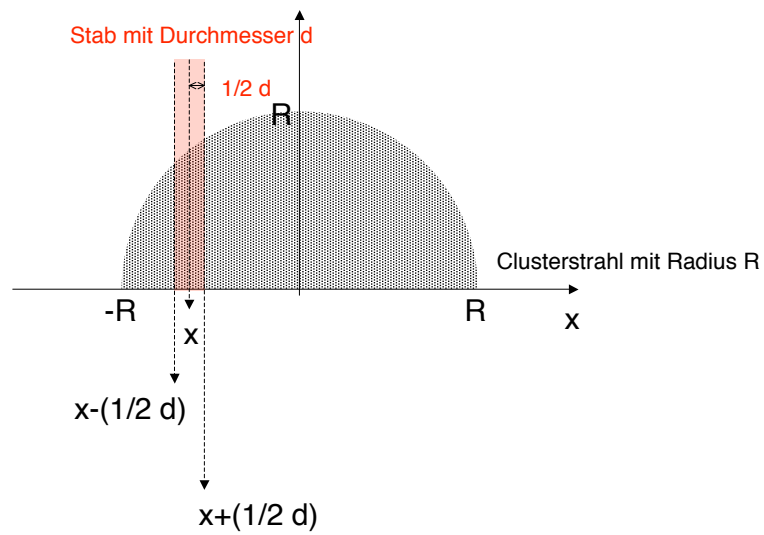


Abbildung A.5

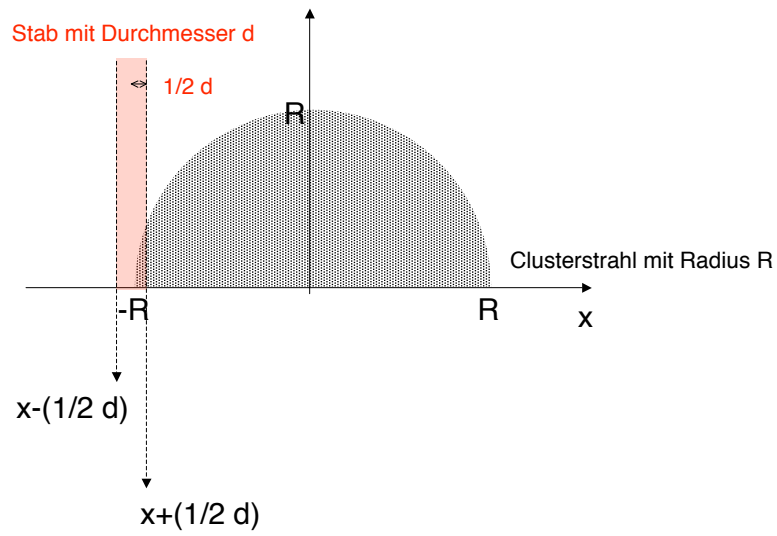


Abbildung A.6

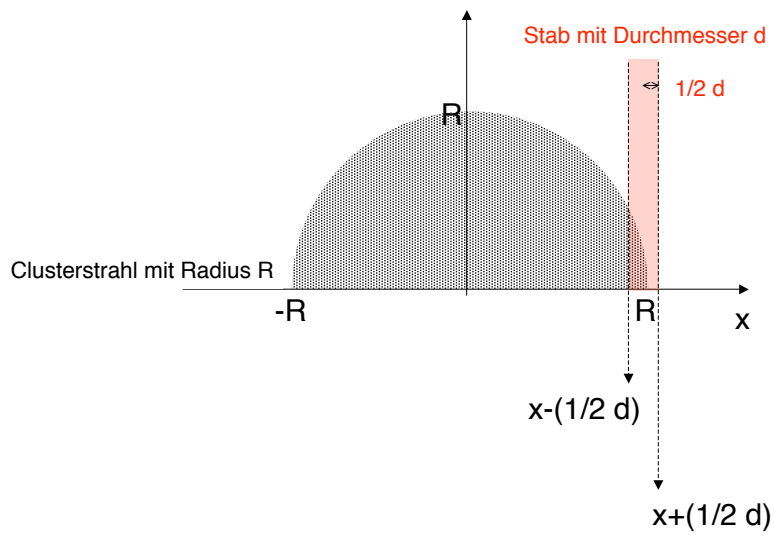


Abbildung A.7

# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>04] ADAM, H.-H. et al.: *Proposal for the Wide Angle Shower Apparatus (WASA) at COSY-Jülich*, 2004.
- [A<sup>+</sup>08] AMSLER, C. et al.: *Physics Letters B667,1*. Particle Data Group, 2008.
- [Ber09] BERGMANN, F.: *Studien zum seltsamen Zerfall des  $\eta$ -Mesons am Experiment Aufbau Wasa-at-COSY*, 2009.
- [Bet09] BETTONI, DIEGO: *The E835 experiment at Fermilab*. Springer Science, 2009.
- [BP08] B. POVH, K. RITH, C. SCHOLZ F. ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne*. Springer, 8. Auflage Auflage, 2008.
- [Dem04a] DEMTRÖDER, WOLFGANG: *Experimentalphysik 3*. Springer, 2004.
- [Dem04b] DEMTRÖDER, WOLFGANG: *Experimentalphysik 4*. Springer, 2. Auflage, 2004.
- [FAI05] FAIR: *Statusbericht*, 2005.
- [FAI06] FAIR: *Baseline Technical Report*, 2006.
- [Gen08] GENERAL, S.: *Massenspektroskopische Untersuchung von Wasserstoffclustern am Münsteraner Cluster-Jet Target*, 2008.
- [Hin08] HINTERBERGER, FRANK: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, 2. Auflage Auflage, 2008.
- [K<sup>+</sup>94] KNUTH, E. L. et al.: *Supercooling of  $H_2$  clusters produced in free-jet expansions from supercritical states*. American Institute of Physics, 1994.

- [K<sup>+</sup>99] KHOUKAZ, A. et al.: *Systematic studies on hydrogen cluster beam production*. The European Physikal Journal D; 5:275-281, 1999.
- [Kho05] KHOUKAZ, A.: *Internal Targets for Storage Rings*, 2005.
- [KTB05] K.-T. BRINKMANN, P. GIANOTTI, I. LEHMANN: *Exploring the Mysteries of Strong Interactions- The  $\bar{P}$ ANDA-Experiment*. Nuclear Phys. News, 2005.
- [Kuc04] KUCHLING, H.: *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 2004.
- [Küh05] KÜHN, W.: *Hadrons in dense matter: From Hades to  $\bar{P}$ ANDA*. Acta Physica Polonica B, November 2005.
- [Ley09] *Gesamtkatalog Vakuumkomponenten und -technik*, 2009.
- [MA08] M. AGNELLO, F. FERRO, F. IAZZI: *Production of double hypernuclei with high energy antiprotons at  $\bar{P}$ ANDA*. arXiv, 2008.
- [Mes07] MESSCHENDORP, J.G.: *Hadron physics with anti-protons: The  $\bar{P}$ ANDA-experiment at FAIR*. MENU 2007, 11th International Conference on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon, 2007.
- [MK02] MAYER-KUCKUK, THEO: *Kernphysik - Eine Einführung*. Teubner, 7. Auflage Auflage, 2002.
- [Nor06] NORDHAGE, Ö.: *On a Hydrogen Pellet Target for Antiproton Physics with  $\bar{P}$ ANDA*, 2006.
- [NT06] N.A. TAHIR, B. FRANZKE, A. SHUTOV I.V. LOMONOSOV R. SCHMIDT Y. KADI: *Design of a Target for Antiproton Production at the Future FAIR Facility*, 2006.
- [oC05] COLLABORATION  $\bar{P}$ ANDA: *Technical Progress Report*, 2005.
- [oC09] COLLABORATION  $\bar{P}$ ANDA: *Physics Performance Report for:  $\bar{P}$ ANDA*, März 2009.

- [Ott07] OTTE, J.: *Messung der Clustergeschwindigkeit und der Teilchendichte am Münsteraner Cluster-Jet Target*, 2007.
- [pC09] COLLABORATION  $\overline{\text{PANDA}}$ : *Technical Design Report for the  $\overline{\text{PANDA}}$  Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets*, Februar 2009.
- [Pha02] *Die verschiedenen Phasen hadronischer Materie*. Welt der Physik, 2002.
- [Rau04] RAUSMANN, T.: *Arbeiten zum Aufbau eines Clustertargets für  $4\pi$ -Experimente an Speicherringen und Untersuchungen zur Clusterproduktion*, 2004.
- [Täs05] TÄSCHNER, A.: *Development of High Density Cluster-Jet Targets for Storage Ring Experiments*. DGP Spring Meeting, Berlin, March 2005.
- [VAC] VACUUM, PFEIFFER: *Einführung in die Grob- und Feinvakuum-Erzeugung*.
- [Val85] *Fotovervielfacher, Elektronenvervielfacher-Einzelkanäle-Vielkanalplatten, Datenbuch*. Valvo, 1985.
- [Wut06] WUTZ, MAX: *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. Vieweg, 2006.





# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und die mich während der Studienzeit besonders unterstützt haben.

Als erstes danke ich Prof. Dr. Khoukaz für die Aufnahme in diese wundervolle Arbeitsgruppe, die spannende Aufgabenstellung und für die intensive und freundliche Betreuung.

Herrn Prof. Dr. J. P. Wessels danke ich für Übernahme des Koreferats.

Ich danke Alexander Täschner für die intensive Betreuung, die Hilfe bei Fragestellungen jeder Art und für die Korrektur dieser Arbeit.

Florian Bergmann, Ingo Burmeister, Paul Goslawski, Malte Mielke, Andrea Nustede, Michael Papenbrock, Annika Passfeld, Tobias Rausmann, Alexander Täschner, Alexander Winnemöller und den ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, Stephan General, Timo Mersmann, Natalie Milke, Jennyfer Otte, danke ich für die wunderbare Atmosphäre innerhalb dieser Arbeitsgruppe. Besonders Stephan danke ich für die lustige Zeit im Labor.

Ich danke meinem Physiklehrer B. Stratmann, der mir die Welt der Physik näher gebracht hat.

Ich danke meinen Freuden Friedemann Call, Nina Gausmann, Paul Goslwaski, Jonas Mader, Anna Moros und Tim Schäfer für diese wunderbare Studienzeit, die bisher schönste Zeit in meinem Leben. Danke, dass ihr mich aufgefangen habt, wenn ich fiel und euch mit mir gefreut habt, wenn es dazu einen Anlass gab. Ich danke Jonas für

die Hilfe beim Wechsel der furchtbar schweren Wasserstoffflaschen. Paul danke ich für die besondere Unterstützung im Labor und während der Diplomarbeitszeit und die zahlreichen Vorschläge, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonders möchte ich mich bei meinen Mädels Anna und Nina bedanken, mit denen ich nicht nur das Studium teile sondern auch ein zuhause. Wer hätte gedacht, dass ich unter all den Physikern zwei Freundinnen finde, die so bezaubernd sind wie ihr.

Ich danke Janine Hütig und Nina für die Korrektur dieser Arbeit und entschuldige mich für die zahlreichen Kommafehler.

Nina, danke einfach für alles.

Ich danke meiner wundervollen Familie: Mama, Papa, Angelina, Alessa, Mae Alma, Karima und Philipp für die Liebe, das wunderschöne zuhause, das leckere Essen und die Unterstützung während der gesamten Studienzeit. Besonders danke ich meinen Eltern für die finanzielle Unterstützung und die Ermöglichung dieses Studiums. Ich danke der Familie Nguyen-Quang und besonders Diane für die Unterstützung in den letzten und schweren Wochen dieser Arbeit.

Als letztes möchte ich meinem besten Freund Steffen danken. Danke, dass du mit mir nach Münster gegangen bist und so viele Jahre an meiner Seite verbracht hast. Danke, dass du immer an mich geglaubt hast, auch wenn ich schon längst aufgegeben habe. Ohne dich hätte ich niemals den Mut und die Kraft besessen, diesen Weg zu gehen.

## Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Alle Textstellen, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, wurden unter der Angabe der Quelle deutlich gekennzeichnet.

Münster,     Februar 2010

.....

(Esperanza Köhler)