

Masterarbeit

*Präparation von Clusterstrahlen und
der Aufbau der finalen Clusterquelle für das
 \overline{PANDA} -Experiment*

*Preparation of Cluster Beams and
the Construction of the final Cluster Source for the
 \overline{PANDA} Experiment*

vorgelegt von

Ann-Katrin Hergemöller

~ März 2013 ~

*Phantasie ist wichtiger als Wissen,
denn Wissen ist begrenzt.*

Albert Einstein

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das $\overline{\text{PANDA}}$-Experiment am Beschleunigerzentrum FAIR	5
2.1	Das Beschleunigerzentrum FAIR	5
2.2	Wissenschaftliche Ziele des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments	9
2.3	Der $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor	15
2.4	Anforderungen an ein internes Target für $\overline{\text{PANDA}}$	17
3	Das Münsteraner Cluster-Jet Target – Prototyp für das $\overline{\text{PANDA}}$-Experiment	23
3.1	Aufbau des Münsteraner Cluster-Jet Targets	23
3.1.1	Die Clusterquelle	24
3.1.2	Die Streukammer	33
3.1.3	Der Auffänger	39
3.2	Vakuumsystem des Münsteraner Cluster-Jet Targets	41
3.3	Stabilität des Clusterstrahls	46
4	Der MCP-Detektor zur Visualisierung des Clusterstrahls	49
4.1	Funktionsweise und Eigenschaften von MCP-Detektoren	50
4.2	Aufbau des MCP-Detektors für das Cluster-Jet Target	53
4.3	Aufnahmen des Clusterstrahls mit dem MCP-Detektor	58
4.4	Indirekte Beobachtung des Übergangs von gasförmigen zu flüssigem Wasserstoff	60
4.5	Installation des MCP-Detektors am ANKE-Experiment	65

5	Präparation von Clusterstrahlen	69
5.1	Verwendung von Schlitzkollimatoren	70
5.2	Unterschiedliche Kollimatorrohlinge	73
5.3	Bestimmung der Dichte des Clusterstrahls	76
5.4	Bestimmung der Dichte von schlitzförmigen Clusterstrahlen	82
5.5	Kanteneffekte	91
5.6	Räumliche Ausdehnung des Clusterstrahls in der Streukammer	95
5.7	Maximal erzielte Dichte des Clusterstrahls	98
5.8	Signal-zu-Untergrund-Verhältnis	100
6	Aufbau und erste Tests wesentlicher Komponenten der finalen $\overline{\text{PANDA}}$-Clusterquelle	105
6.1	Überblick über die finale $\overline{\text{PANDA}}$ -Clusterquelle	106
6.2	Aufbau und Test des Kaltkopfsystems zur Gaskühlung	106
6.2.1	Überdruck- und Lecktests der Gasleitungen mit Helium	111
6.2.2	Lecktests und Abkühlen des Kaltkopfes unter Vakuumbedingungen	112
6.3	Das Vakuumsystem	116
6.3.1	Integration und Test des Kaltkopfaufbaus mit dem Vakuumsystem	119
7	Zusammenfassung und Ausblick	123
A	Anhang	129
A.1	Eigenschaften der Quarks	129
A.2	Abmessungen der Schlitzkollimatoren	130
A.3	Ausschmierung bei hohen Dichten	131
A.4	Strahlprofile des Clusterstrahls für die untersuchten Schlitzkollimatoren .	134
A.5	Druck- und Temperaturmessungen beim Abkühlen des Kaltkopfaufbaus .	137
	Literatur	141

1 Einleitung

Die Frage, woraus Materie besteht und was ihre Grundbausteine sind, ist auch heute noch in der modernen Teilchenphysik aktuell. Quarks gelten neben den Leptonen bisher als die fundamentalen Teilchen. Die Beschreibung dieser Teilchen und ihrer Austauschteilchen erfolgt über das Standardmodell der Elementarteilchenphysik. Darin werden fundamentale Kräfte, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung mit Hilfe von Quantenfeldtheorien beschrieben. Die starke Wechselwirkung ist vor allem für die Bindung der Quarks verantwortlich und beschreibt eine Restwechselwirkung, die für den Zusammenhalt der Nukleonen im Atomkern verantwortlich ist (Kernkraft). Theoretisch beschrieben wird die starke Wechselwirkung über die Quantenchromodynamik (QCD). Diese ordnet den Quarks und ihren Austauschteilchen, den Gluonen, eine zusätzliche Quantenzahl, die sogenannte Farbladung zu. In der Natur wurden bisher nur farbneutrale Teilchen entdeckt, die Hadronen, die sich in zwei Kategorien einteilen lassen: Baryonen und Mesonen. Baryonen bestehen aus drei Quarks (qqq), wohingegen Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$) aufgebaut sind.

Neben diesen Teilchen erlaubt die QCD aber auch exotische farbneutrale Zustände, wie beispielsweise Glueballs, die ausschließlich aus Gluonen bestehen (ggg), oder Hybride, die aus einem Quark-Antiquark-Paar mit einem zusätzlichen gluonischen Freiheitsgrad zusammengesetzt sind ($q\bar{q}g$). Die Untersuchung dieser exotischen Zustände würde tiefere Einblicke in die Prozesse der starken Wechselwirkung gewähren.

Einen experimentellen Zugang zu diesen exotischen Zuständen wird das $\overline{\text{PANDA}}^1$ -

¹ AntiProton ANnihilation at DArmstadt.

Experiment am zukünftigen Forschungs- und Beschleunigerzentrum FAIR² bieten. Um exotische Zustände zu erzeugen, wird ein beschleunigter Antiprotonenstrahl mit einem Protonentarget wechselwirken beziehungsweise annihilieren. Dies bietet gegenüber der inelastischen Streuung zweier Materieteilchen den Vorteil, dass neben der kinetischen Energie auch die Ruheenergie zur Teilchenproduktion zur Verfügung steht. Beim $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment handelt es sich um ein sogenanntes Fixed Target-Experiment, bei dem der Beschleunigerstrahl mit einem internen Target wechselwirkt. Interne Targets befinden sich direkt im Speicherring und bei jedem Umlauf wechselwirkt nur ein kleiner Teil des Beschleunigerstrahls mit dem Target. Dadurch steht der Teil, der nicht interagiert, für weitere Umläufe zur Verfügung. Desweiteren ist die $p\bar{p}$ -Annihilation im Gegensatz zu e^+e^- -Stößen ein gluonenreicher Prozess, der beispielsweise die Produktion von Zuständen mit zusätzlichem gluonischen Freiheitsgraden erlaubt.

Für den Experimentierbetrieb mit einem internen Target sollte ein Kompromiss zwischen einer hohen Ereignisrate und einer möglichst geringen Beeinflussung des Beschleunigerstrahls, abhängig von der eingesetzten Targetdichte, gefunden werden. Die dafür zu betrachtende Größe ist die Luminosität, die den Zusammenhang zwischen der Ereignisrate, der Strahlintensität und der Targetdichte beschreibt. Wie später gezeigt wird, ergab die Abschätzung der maximalen Luminosität für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment eine Targetdichte im Bereich von $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ in einem Abstand von 2,1 m zur Targetquelle. Für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment ist der Einsatz eines Cluster³-Jet Targets sowie eines Pellet⁴-Targets geplant.

An der Westfälischen Wilhelms-Universität in Münster wurde im Jahr 2008 der Prototyp eines Cluster-Jet Targets für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Das Münsteraner Cluster-Jet Target wurde bereits in vollständiger $\bar{\text{PANDA}}$ -Geometrie errichtet, sodass der Abstand zwischen Targetquelle und Wechselwirkungspunkt 2,1 m beträgt. Mit diesem Prototypen ist es gelungen

² Facility for Antiproton and Ion Research.

³ Cluster bestehen aus bis zu 10^6 Teilchen, die im Fall von Wasserstoff durch die Van-der-Vaals Kraft gebunden werden [Dor⁺06].

⁴ Pellets sind gefrorene Flüssigkeitstropfen.

Targetdichten von über $2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ bei einem Targetstrahldurchmesser von etwa 10 mm am Wechselwirkungspunkt zu erzielen. Damit ist es das weltweit einzige Cluster-Jet Target, das in einer solchen Entfernung eine so hohe Targetdichte vorweisen kann.

Für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment ist ein niedriger Restgasuntergrund wichtig, um eine gute Impuls- und Vertexrekonstruktion zu erzielen. Dazu ist eine möglichst geringe räumliche Ausdehnung des Clusterstrahls am Wechselwirkungspunkt wichtig. Dennoch sollte eine Targetdichte im Bereich von $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ erzielt werden.

Eine Möglichkeit die räumliche Ausdehnung des Clusterstrahls ohne Einfluss auf den effektiven Überlappbereich zwischen Target und Antiprotonen zu verringern, besteht im Einsatz eines sogenannten Schlitzkollimators. Im Rahmen einer Bachelorarbeit wurden erste systematische Untersuchungen durchgeführt, den Clusterstrahl mit einem Schlitzkollimator zu definieren [Her10]. Für die vorliegende Arbeit wurden Kollimatorrohlinge mit unterschiedlicher Form untersucht, um den Einfluss auf die Separation des Clusterstrahls zu ermitteln. Ein Nachweis der Formbarkeit des Clusterstrahls kann über Strahlprofile in der Streukammer und über einen MCP⁵-Detektor erfolgen.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Eigenschaften eines mit einem Schlitzkollimator definierten Clusterstrahls zu untersuchen, um einen geeigneten Kollimatorrohling mit der kleinst möglichen Schlitzbreite, in Abhängigkeit von der Clusterdichte, zu ermitteln. Dazu muss eine geeignete mathematische Funktion zur Beschreibung der aufgenommenen Strahlprofile gefunden werden. Aus der Anpassung können dann beispielsweise die räumliche Ausdehnung des Clusterstrahls und die Targetdichte bestimmt werden. Insgesamt wurden fünf Schlitzkollimatoren mit verschiedenen Breiten zwischen 116 μm und 221 μm in das Cluster-Jet Target eingesetzt.

Parallel zum Betrieb des Targetprototypen erfolgt der Aufbau des finalen Cluster-Jet Targets für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Kühlsystem, das Herzstück der Clusterquelle, aufgebaut und Tests im Hinblick auf die Dichtigkeit der verwendeten Gasleitungen durchgeführt. Außerdem wurden das Kühlsystem und der Pumpstand des finalen Targets in einem Testaufbau erfolgreich in Betrieb genommen. Dabei konnten bereits erste Cluster erzeugt werden.

⁵ MicroChannel Plate.

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

Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment (Anti**P**roton **AN**ihilation at **DA**rmstadt) ist eines der zentralen Experimente zur Untersuchung der Struktur der Materie und des Universums am zukünftigen Forschungs- und Beschleunigerzentrums FAIR (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch). Das Beschleunigerzentrum FAIR stellt eine Erweiterung der bestehenden Beschleunigeranlage des GSI¹ Helmholtzzentrums für Schwerionenphysik in Darmstadt dar und bis 2016 sollen erste Teilmodule in Betrieb genommen werden [GSI09]. Neben dem Aufbau des Beschleunigerkomplexes von FAIR werden in diesem Kapitel der Aufbau und die Ziele des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experimentes näher beschrieben.

2.1 Das Beschleunigerzentrum FAIR

Der Beschleunigerkomplex FAIR stellt eine Erweiterung der bestehenden Anlage des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenphysik in Darmstadt dar und ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

In blau dargestellt sind darin die bestehenden Elemente der GSI und in rot die Erweiterungen für FAIR. Der bereits vorhandene Teil des Beschleunigerkomplexes wird zusammen mit einem neuen Protonen-Linearbeschleuniger als Injektor für die neue Beschleunigeranlage genutzt. Diese kann dichte Sekundärstrahlen aus Antiprotonen

¹ Gesellschaft für **S**chwer**I**onenforschung

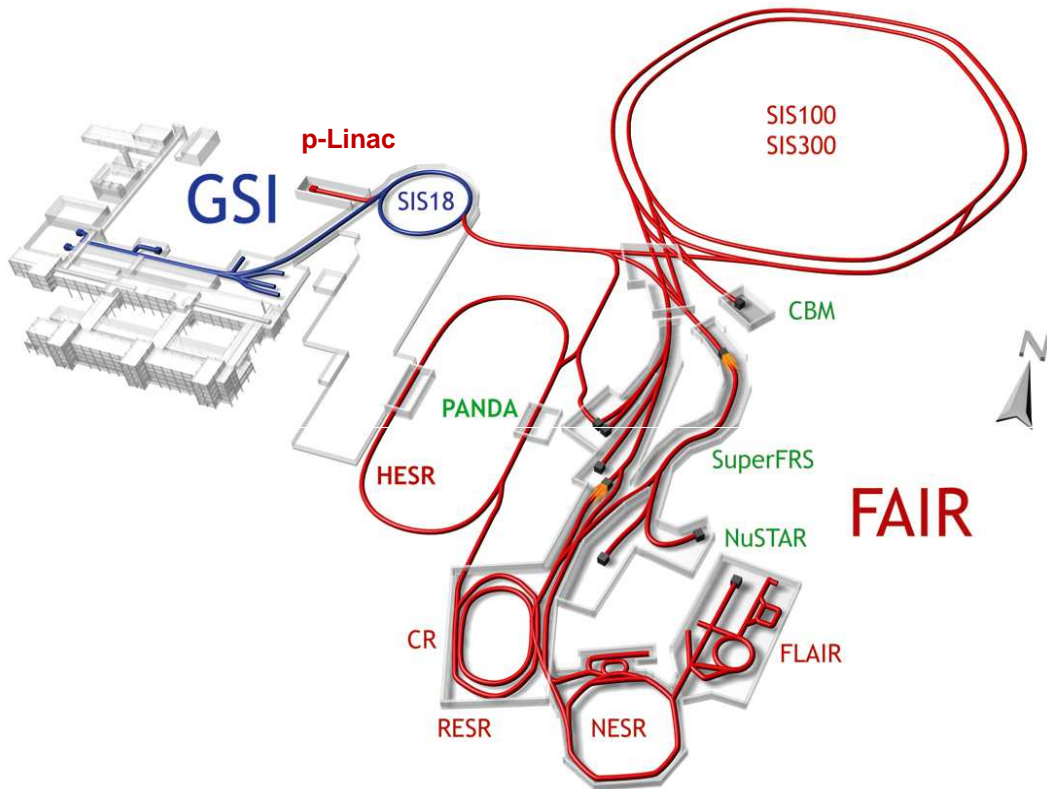


Abbildung 2.1: Der Beschleunigerkomplex FAIR [PAN13]. In blau dargestellt ist die bestehende Anlage des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung und in rot die Erweiterungen für FAIR. In einer ersten Phase werden der Protonen-Linearbeschleuniger p-Linac, das Synchrotron SIS100 und die Speicherringe CR und HESR gebaut. Darüber hinaus ist die Erweiterung durch das Synchrotron SIS300 und die Speicherringe RESR und NESR geplant.

oder seltenen Isotopen für die einzelnen Experimente (s. u.) bereitstellen [PAN13]. Für die erste Inbetriebnahme ab 2016 ist der Bau des Linearbeschleunigers p-Linac, des Synchrotrons SIS100 und der Speicherringe CR (**C**ollector **R**ing) und HESR (**H**igh **E**nergy **S**torage **R**ing) geplant. In einer zweiten Erweiterung sollen das Synchrotron SIS300 und die Speicherringe RESR (**R**ecycled **E**xperimental **S**torage **R**ing) und NESR (**N**ew **E**xperimental **S**torage **R**ing) errichtet werden [GSI09]. Der Vorteil der Beschleunigeranlage FAIR mit einem Doppelring-Konzept besteht darin, dass Teilchenenergien von bis zu 30 GeV pro Nukleon erreicht werden können und zudem Ionenstrahlen von Protonen bis hin

zum Uran möglich sein werden. Außerdem ermöglicht die Anlage den gleichzeitigen Betrieb mehrerer Experimente mit unterschiedlichen Ionenarten. Die Experimentierstationen, in Abbildung 2.1 in grün dargestellt, befinden sich im Anschluss an das Synchrotron SIS100. Dabei sind vor allem vier Forschungsschwerpunkte zu nennen [GSI09]:

- **APPA** (**A**tomic, **P**lasma **P**hysics and **A**pplications): Atom- und Plasmaphysik und angewandte Bio-, Medizin- und Materialwissenschaften (u. a. FLAIR – **F**acility for **L**ow-Energy and **A**ntiproton and **H**heavy **I**on **R**esearch)
- **CBM** (**C**ompressed **B**aryonic **M**atter): Hadron- und Quarkphysik in dichter Kern- oder Hyperkernmaterie
- **NuSTAR** (**N**uclear **S**Ttructure, **A**strophysics and **R**eactions) am Super FRS (Supraleitender Fragmentspeicher): Kernstruktur und -reaktionen, nukleare Astrophysik und radioaktive Ionenstrahlen
- **PANDA** (**A**nti**P**roton **A**Nnihilation at **D**Armstadt): Hadronenphysik und deren Spektroskopie, Charm- und Strangephysik sowie Hyperkernphysik mit Antiprotonenstrahlen.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Untersuchung von Clusterstrahlen des internen Cluster-Jet Targets für das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment, sodass auf eine genauere Betrachtung der anderen Experimente verzichtet wird. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment wird die Überschussenergie aus Antiproton-Proton-Annihilationen nutzen, um neue Teilchen zu erzeugen (vgl. Abbildung 2.2) und die Prozesse der starken Wechselwirkung genauer zu untersuchen. Zur Antiprotonenproduktion werden im p-LINAC Protonen vorbeschleunigt und im SIS18 gespeichert, wo sie mit einer Wiederholfrequenz von 5 Hz auf eine Energie von 2 GeV vorbeschleunigt werden [PAN13]. Nach dieser Vorbeschleunigung werden sie in das Synchrotron SIS100 injiziert, wo sie mit einer Rampenrate von 4 Ts auf eine Energie von 29 GeV beschleunigt werden. In Teilchenpaketen von 2×10^{13} Teilchen und einer Länge von weniger als 50 ns werden die Protonen extrahiert und zu einem Nickel-Target

mit einer Dicke von 60 mm geleitet [PAN13]. Streuen die beschleunigten Protonen an denen des Targets (Schwellenenergie $5,6 \frac{\text{GeV}}{c^2}$), entstehen gemäß [Hin08]

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

Antiprotonen. In einem sich wiederholenden Zyklus von je 10 s werden Protonen so beschleunigt, dass Antiprotonenpakete von rund 10^8 Teilchen entstehen [PAN13]. Diese werden durch ein magnetisches Horn separiert und im Collector Ring vorgekühlt. Nach dieser Kühlung und der Zusammenführung der Teilchenpakete werden die Antiprotonen in den RESR geleitet². Dort wird über stochastische Kühlmechanismen eine Reduzierung der Impulsverschmierung erreicht. Der Antiprotonenimpuls beträgt dann $3,8 \frac{\text{GeV}}{c}$. Anschließend werden die Antiprotonen in den HESR injiziert, wo sie dem $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment zur Verfügung stehen werden [PAN13]. Der HESR kann Strahlimpulse zwischen $1,5 \frac{\text{GeV}}{c}$ und $15 \frac{\text{GeV}}{c}$ zur Verfügung stellen. Zur Reduzierung der Impulsverschmierung stehen zwei Kühlmechanismen zur Verfügung: die Elektronenkühlung und die stochastische Kühlung. Für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment werden vornehmlich Antiprotonen beschleunigt, die mit einem internen Protonentarget zur Kollision gebracht werden [PAN05]. Durch die freiwerdende Energie können neue Teilchen entstehen, die mit dem $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor (s. Kapitel 2.3) nachgewiesen werden können. Der Vorteil einer Annihilation im Gegensatz zu Teilchen-Teilchen-Stößen besteht darin, dass zusätzlich zur kinetische Energie auch die Ruheenergie zur Erzeugung von Teilchen zur Verfügung steht. Für die Annihilationsenergie von Proton und Antiproton ergibt sich demnach aus der Ruhemasse des Protons von etwa $0,9 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ eine zusätzliche Energie von 1,8 GeV [Ber⁺12].

² Der Bau des RESR ist erst für die Erweiterung der Beschleunigeranlage FAIR geplant, sodass für die Inbetriebnahme der Anlage nur der CR für die Zusammenführung und Kühlung der Antiprotonenpakete zur Verfügung steht [GSI09].

2.2 Wissenschaftliche Ziele des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments

Die Zielsetzung des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments besteht darin, tiefere Einblicke in die Prozesse der starken Wechselwirkung zu erhalten und diese genauer zu verstehen. Zunächst werden einige Erkenntnisse der starken Wechselwirkung und ihrer zu Grunde liegenden Theorie, die QCD (**Q**uanten**C**hromo**D**ynamik), vorgestellt, bevor die einzelnen wissenschaftlichen Schwerpunkte genauer erläutert werden.

Die starke Wechselwirkung ist eine der vier fundamentalen Kräfte in der Natur. Sie wirkt auf alle farbladungstragenden Teilchen, wie beispielsweise Quarks, auf farbneutrale Quarksysteme, wie zum Beispiel Hadronen, und auf Gluonen. Quarks sind Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$, die jeweils die Farbladung rot, grün oder blau tragen können. Insgesamt existieren sechs verschiedene Quarks, die sich in ihren Quantenzahlen unterscheiden. Eine Übersicht über die Eigenschaften der Quarks befindet sich im Anhang (s. Tabelle A.1). Quarks können nicht einzeln, sondern nur in farbneutralen Systemen beobachtet werden. Diese Beobachtung wird als *confinement* (to confine: einsperren) bezeichnet. Beim Versuch zwei Quarks voneinander zu separieren, wird so viel Energie aufgewendet, dass ein neues Quark-Antiquark-Paar erzeugt wird.

Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen und tragen den Spin 1. Gluonen koppeln an die Farbladung der Quarks und besitzen selbst eine Farbladung, die sich aus je einer Farbe (rot, grün, blau) und einer Antifarbe (antirot, antigrün oder antiblau) zusammensetzt. Nach den Regeln der Gruppentheorie erhält man aus den drei Farben und Antifarben $3 \otimes 3 = 8 \oplus 1$ mögliche Kombinationen der Farbladung der Gluonen. Die Kombinationen des Oktetts sind: $r\bar{g}$, $b\bar{g}$, $r\bar{b}$, $g\bar{b}$, $g\bar{r}$, $b\bar{r}$ und die farbneutralen Zustände aus $\sqrt{\frac{1}{2}}(r\bar{r} - g\bar{g})$ und $\sqrt{\frac{1}{6}}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})$. Das Farbsingulett $\sqrt{\frac{1}{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$ ist symmetrisch aus den drei Farben und Antifarben zusammengesetzt. Es ist jedoch invariant gegenüber Rotation im Farbraum (Umdefinition der Farbnamen) und kann daher nicht als Austauschteilchen der starken Wechselwirkung dienen [Pov⁺08]. Die Wechselwirkung

zweier Quarks miteinander bewirkt einen Farbwechsel, der durch die Emission eines Gluons und die anschließende Absorption des Wechselwirkungspartners hervorgerufen wird. Die Netto-Farbladung ändert sich bei diesem Prozess nicht.

Die starke Wechselwirkung wirkt darüber hinaus als eine Restwechselwirkung zwischen den einzelnen Nukleonen in einem Atomkern (Kernkraft). Das Modell von Yukawa zur Kernkraft besagt, dass Nukleonen miteinander wechselwirken, indem sie beispielsweise ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar, ein virtuelles π -Meson, austauschen [Dem04]. Das Meson ist ein farbneutrales Teilchen und kann ein Nukleon verlassen und von einem anderen absorbiert werden. Dies ist ein erstes, aber erfolgreiches Modell zur Beschreibung der Kernkraft, für das heute einige Erweiterungen bestehen.

Die Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik, erlaubt neben Hadronen weitere farbneutrale Teilchen, wie Zustände aus Quarks und einem gebundenen Gluon oder farbneutrale Zustände, die nur aus Gluonen bestehen. Um die Aussagen der QCD experimentell zu überprüfen, konzentriert sich das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment unter anderem auf folgende Schwerpunkte: Die Charmoniumspektroskopie, die Suche nach exotischen Zuständen mit gluonischen Freiheitsgraden, die Spektroskopie doppelter Hyperkerne und die Untersuchung von Charm-Zuständen in Kernen. Eine Übersicht darüber gibt Abbildung 2.2. Darin sind die bei $\overline{\text{PANDA}}$ möglichen erzeugbaren Teilchen bei ihren jeweiligen Massen eingezeichnet. Die obere Abszisse gibt die Antiprotonenimpulse an. Im HESR werden Impulse zwischen $1,5 \frac{\text{GeV}}{c}$ und $15 \frac{\text{GeV}}{c}$ möglich sein.

Charmoniumspektroskopie

Quarks und die zugehörigen Antiquarks können gebundene Zustände eingehen, die sogenannten Quarkonia. Den drei leichtesten Quarks (up, down, strange) können im Falle der pseudoskalaren Mesonen mit $J^P = 0^-$ den Mesonen π^0 , η und η' keine eindeutigen gebundenen, sondern nur gemischte Zustände nachgewiesen werden. Für die schweren Quarks existieren diese Zustände jedoch eindeutig. Diese werden als Charmonium ($c\bar{c}$),

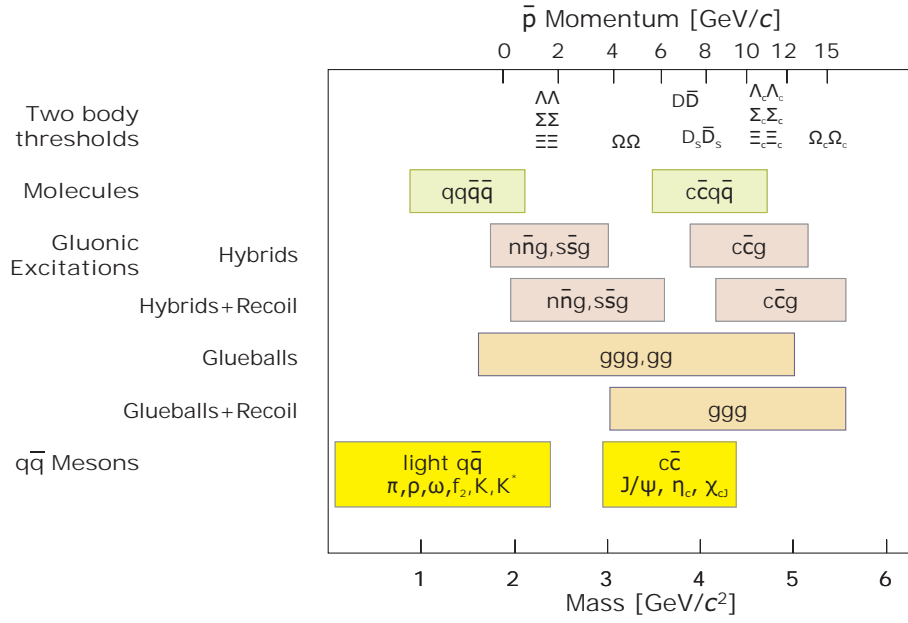


Abbildung 2.2: Massenbereich der bei $\overline{\text{PANDA}}$ erzeugbaren Teilchen [PAN13]. Auf der oberen Abszisse ist der Antiprotonenimpuls aufgetragen, der zu den entsprechenden Massen, gemäß der Annihilation, gehört. Der Impulsbereich von $1,5 \frac{\text{GeV}}{c} - 15 \frac{\text{GeV}}{c}$, den der HESR bereitstellen kann, wird die Charmoniumspektroskopie, die Suche nach Zuständen mit gluonischen Freiheitsgraden, Spektroskopie doppelter Hyperkerne und die Untersuchung von Charmzuständen in Kernen ermöglichen.

Bottomonium ($b\bar{b}$) und Toponium ($t\bar{t}$) bezeichnet. Ein direkter Nachweis des Toponiums ist nicht möglich, da es auf Grund der extrem hohen Masse äußerst kurzlebig ist. Die Erzeugung des Bottomoniums konnte bereits gemessen werden.

Eine Möglichkeit zur Erzeugung des Charmoniums ist die e^+e^- -Kollision. Die Produktion des Charmoniums erfolgt in niedrigster Ordnung über ein virtuelles Photon bei Schwerpunktsenergien zwischen $3 \text{ GeV} - 4,5 \text{ GeV}$ gemäß

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

Betrachtet man die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Strahlenergien, zeigen sich Resonanzen. Diese Resonanzen lassen sich verschiedenen Charmoniumzuständen zuordnen. Das Energieniveauschema, das in Abbildung 2.3 gezeigt ist, ist vergleichbar mit dem des Positroniums, einem gebundenen Zustand aus Elektron und Positron. Unterschiedlich

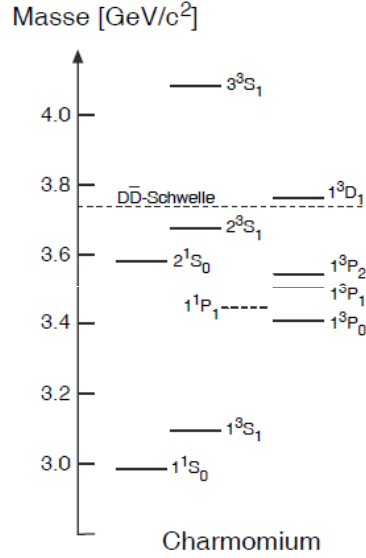


Abbildung 2.3: Ausschnitt des Energieniveauschemas des Charmoniums [Pov⁺08]. Den Grundzustand η_C mit $J^{PC} = 0^{-+}$ des Charmoniums stellt der Zustand mit 1^1S_0 dar. Der erste angeregte Zustand J/Ψ mit $J^{PC} = 1^{--}$ entspricht dem Zustand mit 1^3S_1 .

ist jedoch die zu Grunde liegende Kraft: Beim Positronium ist es die elektromagnetische Wechselwirkung, beim Charmonium ist die starke Wechselwirkung die verantwortliche Kraft.

Bei e^+e^- -Kollisionen entsteht das Charmonium über ein virtuelles Photon, sodass nur Zustände des Charmoniums mit den Quantenzahlen des Photons $J^{PC} = 1^{--}$ erzeugt werden können. Der erste Charmoniumzustand mit diesen Quantenzahlen trägt den Namen J/Ψ und wurde 1974 von zwei unabhängigen Forschungsgruppen entdeckt. Die Erzeugung des Grundzustandes des Charmoniums η_C mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{-+}$ kann bei diesen Kollisionen erst über Prozesse höherer Ordnung erfolgen.

Beim $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment wird es möglich sein das Charmonium direkt zu erzeugen:

$$p\overline{p} \longrightarrow c\overline{c}.$$

Bei der direkten Produktion liegen keine Einschränkungen der Quantenzahlen vor, sodass alle Charmoniumzustände erzeugt werden können [Bet09]. $\overline{\text{PANDA}}$ wird die Eigenschaften und Zerfälle der Charmoniumzustände unterhalb der doppelten D-Mesonenmasse mit einer Präzision von 10^{-5} relativ zu ihrer Masse studieren [PAN13]. Darüber hinaus wird es möglich sein, bisher nur theoretisch vorhergesagte Zustände oberhalb der doppelten D-Mesonenmasse (vgl. Abbildung 2.3) zu erzeugen und diese mit hoher Präzision zu untersuchen [PAN13]. Außerdem ermöglicht die Charmoniumspektroskopie die Untersuchung des effektiven Wechselwirkungspotentials und der Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung.

Suche nach Zuständen mit gluonischen Freiheitsgraden

Die Quantenchromodynamik erlaubt allgemein farbneutrale Zustände. Dies können neben den bekannten farbneutralen hadronischen Zuständen auch exotische Zustände sein. Beispiele hierfür sind Glueballs oder Hybride. Ein Merkmal dieser sogenannten exotischen Hadronen sind exotische Quantenzahlen, die nicht durch qqq - oder $q\bar{q}$ -Zustände erreicht werden können, wie beispielsweise $J^{PC} = 1^{-+}$. Als Hybride bezeichnet man Quark-Antiquark-Paare, die mindestens einen zusätzlichen gluonischen Freiheitsgrad aufweisen und damit eine höhere Masse besitzen. Glueballs sind farbneutrale Zustände, die nur aus Gluonen bestehen und ebenfalls laut QCD erlaubt sind. Einen ersten Hinweis auf die Existenz des Grundzustandes eines Glueballs ($f_0(1500)$) lieferte das Crystal-Barrel-Experiment am Antiprotonenbeschleuniger LEAR am CERN [PAN09]. Die Annihilation von $p\bar{p}$ ist ein gluonenreicher Prozess und eignet sich daher besonders gut für die Suche nach Zuständen mit gluonischen Freiheitsgraden [GSI05]. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment wird die bisherigen Untersuchungen erweitern, indem auch Zustände in höheren Massenbereichen erzeugt und untersucht werden können [PAN13].

Spektroskopie doppelter Hyperkerne

Als Hyperon wird ein Baryon bezeichnet, das mindestens ein s-Quark enthält. Hyperkerne sind dementsprechend Kerne, bei denen mindestens ein Nukleon durch ein Hyperon ersetzt wurde. Hyperonen mit je einem s-Quark werden als Λ und Σ , Hyperonen mit zwei s-Quarks als Ξ und ein Hyperon mit drei s-Quarks als Ω bezeichnet. Durch die hochenergetischen $\overline{\text{p}}$ -Strahlen bei FAIR wird es möglich sein doppelte Hyperkerne zu erzeugen. Dies erlaubt dem $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment eine neue Perspektive für die Spektroskopie der nuklearen Struktur und darüber hinaus die Hyperon-Kern- sowie die Hyperon-Hyperon-Wechselwirkung zu untersuchen [PAN13]. Zur Erzeugung doppelter Hyperkerne werden Antiprotonen (Impuls $3 \frac{\text{GeV}}{c}$ [Mes07]) an einem ^{12}C -Target gestreut, wodurch zunächst Hyperonenpaare entstehen: $\overline{\text{p}}\text{p} \rightarrow \Xi^- \Xi^+$ beziehungsweise $\overline{\text{p}}\text{n} \rightarrow \Xi^- \Xi^0$. Bei der Wechselwirkung mit einem zweiten Target, welches beispielsweise aus ^{10}B , ^{11}B oder ^{12}C bestehen kann, wird das Ξ^- gestoppt. Durch Konversion im Kern erzeugt es dort zwei Λ -Teilchen: $\Xi^- \text{p} \rightarrow \Lambda\Lambda$. Der Nachweis der Hyperkernproduktion erfolgt über die Zerfallsprodukte des assoziierten Ξ^+ beziehungsweise Ξ^0 . Zur Untersuchung der Hyperkerne wird hochauflösende γ -Spektroskopie angewendet [PAN09].

Untersuchung von Charmzuständen in Materie

Eine der zentralen Symmetrien in der Quantenchromodynamik ist die chirale Symmetrie. Diese ist jedoch in hadronischer Materie spontan gebrochen, wodurch rechtshändige und linkshändige Hadronen existieren. Ihre Masse liegt um mehrere Größenordnungen über der Masse der Konstituentenquarks. Eine teilweise Wiederherstellung dieser Symmetrie wird beobachtet, wenn sich die Hadronen in Kernmaterie befinden. Untersucht man freie Hadronen und solche, die im Kernmedium gebunden sind, sind Massenverschiebungen festzustellen [GSI05].

Dieser Effekt wurde bereits für die drei leichtesten Quarks (u, d, s) untersucht. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment wird es ermöglichen, diese Untersuchungen auf den Charm-Sektor zu erweitern [PAN13]. Vor allem die Produktion von Charmonium oberhalb der doppelten

D-Mesonenmasse lässt auf einen großen Massenunterschied schließen sowie bei den D-Mesonen selbst, die aus einem u-, d- oder s-Quark und einem c-Quark bestehen.

2.3 Der $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor

Die Teilchen, die bei der Annihilation von Antiprotonen und Protonen entstehen, können mit dem $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor nachgewiesen werden [PAN09]. Ein Querschnitt durch den Detektor ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Das Design des Detektors ermöglicht eine Raumwinkelakzeptanz von nahezu 4π und bietet eine hohe Auflösung für Teilchentracking, Teilchenidentifikation, Kalorimetrie und der Event-Selektion [PAN13]. Die wesentlichen Bestandteile des Detektors bilden das Target- und das Vorwärtsspektrometer. Das Targetspektrometer befindet sich direkt um den Wechselwirkungspunkt zwischen Antiprotonenstrahl und Target. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment ist ein sogenanntes Fixed Target-Experiment. Da die Impulserhaltung gilt, wird ein großer Teil der Teilchen in Vorwärtsrichtung gestreut. Daher ist das Vorwärtsspektrometer so konstruiert, dass gestreute Teilchen, die unter einem vertikalen Winkel von $\pm 5^\circ$ und einem horizontalen Winkel von $\pm 10^\circ$ emittiert werden, detektiert werden können [PAN13]. Beide Spektrometer sind zwiebelartig aufgebaut und bestehen aus mehreren Detektorlagen, die verschiedenste Teilchen nachweisen können und eine Spurrekonstruktion erlauben. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment ist ein internes Experiment. Das bedeutet, dass sich Detektor und Target direkt im Speicherring befinden. Um dennoch eine fast vollständige geometrische Akzeptanz des Detektors zu gewährleisten, muss sich die Targetquelle in 2,1 m Abstand zum Interaktionspunkt zwischen Beschleunigerstrahl und Target befinden. In Abbildung 2.4 ist die Position des Targets ebenfalls eingezeichnet. Es handelt sich in diesem Fall um ein Cluster-Jet Target. Neben dem Cluster-Jet Target ist ein Pellet-Target für das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment geplant.

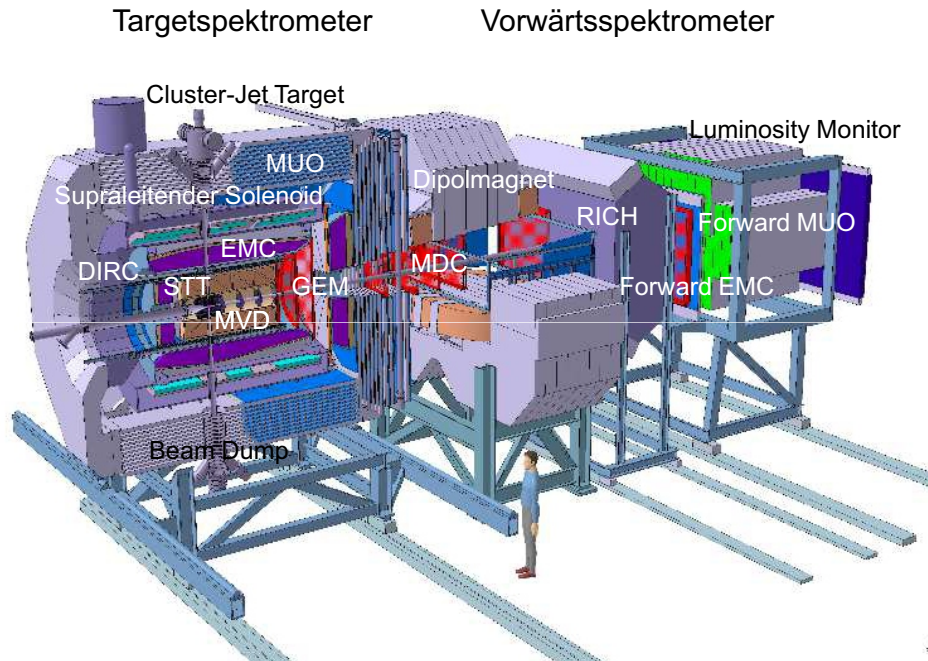


Abbildung 2.4: Querschnitt durch den $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor [PAN13]. Er besitzt eine Länge von etwa 13 m und eine Höhe von 6,5 m und lässt sich in Target- und Vorwärtsspektrometer unterteilen. Das Targetspektrometer (links) besitzt mehrere Detektorlagen: **MVD** (**M**icro **V**ertex **D**etector) zur Vertexrekonstruktion und Detektion extrem kurzlebiger Teilchen, **STT** (**S**traw **T**ube **T**rackers) und **DIRC** (**D**etector for **I**nternally **R**eflected **C**herenkov **L**ight) zum Nachweis geladener Teilchen, **EMC** (**E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter) zur Photonendetektion aus Zerfällen neutraler Teilchen und Elektronen, **Supraleitender Solenoid** mit einer Magnetfeldstärke von 2 T zur Separation geladener Teilchen und Impulsrekonstruktion, **MUO** (**MUO**n Detector) zum Nachweis von Myonen, **GEM** (**G**as **E**lectron **M**ultiplier) zur Spurrekonstruktion. Das Vorwärtsspektrometer (rechts) besitzt folgende Detektorlagen: **Dipolmagnet** mit einer magnetischen Steifigkeit von 2 Tm zur Separation geladener Teilchen, **MDC** (**M**ini **D**rift **C**hamber) zur Spurrekonstruktion, **RICH** (**R**ing **I**maging **C**herenkov) zum Nachweis geladener Teilchen, **Forward EMC** Kalorimeter zur Detektion hochenergetischer Photonen und Elektronen, **Forward MUO** zur Detektion von Myonen, **Luminosity Monitor** zu Rekonstruktion der Luminosität [Col09]. Außerdem zu erkennen ist das interne Target, in diesem Fall ein Cluster-Jet Target.

2.4 Anforderungen an ein internes Target für $\overline{\text{PANDA}}$

Beim $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment handelt es sich um ein Fixed Target Experiment mit internem Target. Das bedeutet, dass sich ein Target direkt im Speicherring befindet, wo es mit den Teilchen des Beschleunigerstrahls wechselwirken kann. Das hat den Vorteil, dass nur ein kleiner Teil des Beschleunigerstrahls mit dem Target wechselwirkt und der Rest für einen nächsten Umlauf zur Verfügung steht. Dadurch kann die Zeit, die der Beschleunigerstrahl im Speicherring umläuft, bis zu 30 min betragen. Bei jeder Interaktion mit dem Target tritt jedoch eine Impulsverschmierung des Beschleunigerstrahls auf. Diese kann bei $\overline{\text{PANDA}}$ durch zwei Kühlmechanismen im HESR kompensiert werden: durch stochastische und Elektronenkühlung [PAN13]. Die Wahl der geeigneten Targetdichte spielt bei internen Targets eine große Rolle. Sie unterliegt einem Kompromiss zwischen einer hohen Ereignisrate und einer möglichst geringen Beeinflussung des Beschleunigerstrahls. Ist die Targetdichte zu hoch gewählt, kann die auftretende Impulsverschmierung nicht mehr durch die Kühlmechanismen ausgeglichen werden. Die Größe, die den Zusammenhang zwischen der Ereignisrate und der zugehörigen Targetdichte beschreibt, ist die Luminosität \mathcal{L} . Bei Experimenten mit internen Targets ergibt sich die Luminosität aus der Rate der Beschleunigerteilchen $\dot{N}_{interact}$, die mit dem Target wechselwirken, und der Flächendichte (Teilchen pro Quadratmeter) des Targets ρ_T [Pov⁺08]:

$$\mathcal{L}_{intern} = \dot{N}_{interact} \cdot \rho_T. \quad (2.1)$$

Die Ereignisrate $\dot{N}_{interact}$ ist gegeben durch die Anzahl der Teilchen N_{beam} , die den Speicherring durchlaufen, und ihrer Umlauffrequenz f_{beam} :

$$\dot{N}_{interact} = N_{beam} \cdot f_{beam}. \quad (2.2)$$

Durch einsetzen von Gleichung 2.2 in Gleichung 2.1 ergibt sich eine Luminosität interner Experimente zu:

$$\mathcal{L}_{intern} = N_{beam} \cdot f_{beam} \cdot \rho_T. \quad (2.3)$$

Die Gesamtereignisrate \dot{N}_{Exp} eines Experiments ist gegeben durch das Produkt aus der Luminosität \mathcal{L} und des totalen Wirkungsquerschnittes σ_{tot} der zu Grunde liegenden Reaktion. Daraus lassen sich durch Umformen und mit bekanntem Wirkungsquerschnitt Aussagen über die Luminosität für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment treffen:

$$\dot{N}_{Exp} = \sigma_{tot} \cdot \mathcal{L} \quad (2.4)$$

$$\Leftrightarrow \mathcal{L} = \frac{\dot{N}_{Exp}}{\sigma_{tot}}. \quad (2.5)$$

Die Gesamtereignisrate ist beim $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment durch die maximale Antiprotonenproduktionsrate von $2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ gegeben [GSI06]. Der Wirkungsquerschnitt der Antiproton-Proton-Annihilation beträgt etwa 100 mb [Ams⁺08]. Daraus ergibt sich eine maximale Luminosität im Bereich von $\mathcal{L}_{max} = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Flächendichte ρ_T des Targets kann damit aus Gleichung 2.3 durch Umformen bestimmt werden. Mit einer maximalen Anzahl an gespeicherten Antiprotonen im HESR von $N_{beam} = 1 \times 10^{11}$ und einer Umlauffrequenz von $f_{beam} = 443 \text{ kHz}$ ergibt sich die benötigte Dichte des Targets zu etwa $\rho_T = 4 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$. Die Targetdichte sollte zudem eine homogene Zeitstruktur aufweisen, um eine stabile Luminosität zu gewährleisten. Neben der Dichte besteht die Herausforderung an das Target darin, dass sich die Targetquelle außerhalb des Detektors im Abstand von 2,1 m zum Wechselwirkungspunkt befinden muss, um eine nahezu volle 4π -Akzeptanz des Detektors zu sichern. Desweiteren muss die räumliche Ausdehnung des Targets möglichst klein gehalten werden, um eine präzise Spurrekonstruktion zu gewährleisten und eine Beeinflussung des Vakuums im Beschleunigerring zu vermeiden. Dies würde zu Reaktionen außerhalb des gewünschten Wechselwirkungsbereiches und somit einen Beitrag zum Untergrund leisten. Außerdem könnte dies zu hohen Verlusten der Antiprotonen des Beschleunigerstrahls führen. Um unterschiedliche Experimentierprogramme zu ermöglichen, ist es zudem nötig, die Dichte des Targets variieren zu können.

Um den vielfältigen Ansprüchen der unterschiedlichen Experimentierprogramme gerecht zu werden, sind für $\bar{\text{PANDA}}$ zwei interne Targets geplant: das Cluster-Jet und das Pellet-

Target. Der Prototyp für das Cluster-Jet Target wurde im Jahr 2008 an der Westfälischen Wilhelms-Universität aufgebaut und ist seitdem erfolgreich in Betrieb [Köh10; Täs13]. Eine genaue Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise wird im nächsten Abschnitt gegeben. Die wesentlichen Bestandteile des Targets sind die Clusterquelle, die Streukammer und der Auffänger. Die Clusterquelle und der Auffänger verfügen über ein differentielles Pumpsystem. In der Clusterquelle wird auf bis zu 19 K gekühltes Wasserstoffgas mit einem Druck zwischen 7 bar und 18 bar durch eine Lavalldüse gepresst. Temperatur, Druck und die Bauform der Düse sind für den Clusterbildungsprozess verantwortlich. Es wandelt sich jedoch nur ein kleiner Teil des Wasserstoffgases zu Clustern um, sodass der Clusterstrahl vom Restgas getrennt werden muss. Dies wird durch die Extraktion des Strahls mit einer kegelförmigen Blende, den Skimmer, gewährleistet. Eine zweite, ähnliche Blende, der Kollimator, bestimmt die endgültige Größe und Form des Strahlquerschnitts in der Streukammer. Typische Targetstrahldurchmesser am Wechselwirkungspunkt liegen bei etwa 10 mm. Die Streukammer entspricht dem späteren Wechselwirkungspunkt mit dem Beschleunigerstrahl. Cluster, die nicht mit dem Beschleunigerstrahl wechselwirken, gelangen in den Auffänger. Dort brechen sie auf und werden von Vakuumpumpen abgesaugt. Dies verhindert eine Rückstreuung der Cluster zum Interaktionspunkt und somit eine Beeinflussung des Vakuums. Cluster-Jet Targets wurden bereits in einigen Experimenten erfolgreich eingesetzt oder sind noch in Betrieb, wie zum Beispiel bei COSY-11 und dem ANKE³-Experiment am COSY⁴-Beschleuniger am Forschungszentrum Jülich. Die Dichte des Cluster-Jet Targets beim ANKE-Experiment liegt bei $5 \times 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ in einem Abstand r zwischen Cluster-Quelle und Interaktionspunkt von 0,65 m [Täs⁺11]. Für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment liegt der Abstand zwischen Cluster-Quelle und Interaktionspunkt bei 2,1 m. Die Targetdichte fällt jedoch mit $1/r^2$ ab. Daher muss die Flächendichte um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden, um die Anforderungen des $\bar{\text{PANDA}}$ -Experimentes zu erfüllen. Mit dem Prototypen des Cluster-Jet Targets an der Universität in Münster ist es bereits gelungen die Flächendichte auf $> 2,2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ zu steigern (gemeinsam mit E. Köhler, siehe auch [Köh13]).

³ Apparatus for Studies of Nucleon and Kaon Ejectiles.

⁴ COoler SYnchrotron.

Das weltweit einzige Pellet-Target, das derzeit bei einem Experiment in Betrieb ist, ist das schwedische Pellet-Target am WASA⁵-at-COSY Experiment in Jülich. Es wird seit der Installation am COSY-Beschleuniger von der Arbeitsgruppe Khoukaz der Universität Münster betrieben. Die wesentlichen Komponenten des Pellet-Targets sind der Pellet-Generator, die Streukammer und der Auffänger. In Abbildung 2.5 ist der Aufbau des Pellet-Generators schematisch dargestellt. Zur Pelleterzeugung wird zunächst Wasserstoffgas durch einen Kaltkopf auf etwa 17 K abgekühlt und verflüssigt [Win11]. Der flüssige Wasserstoff wird durch eine Glasdüse in die Droplettkammer eingeleitet. Die Droplettkammer ist mit Helium bei einem Druck von etwa 20 mbar gefüllt, um ein Zufrieren der Düse zu verhindern.

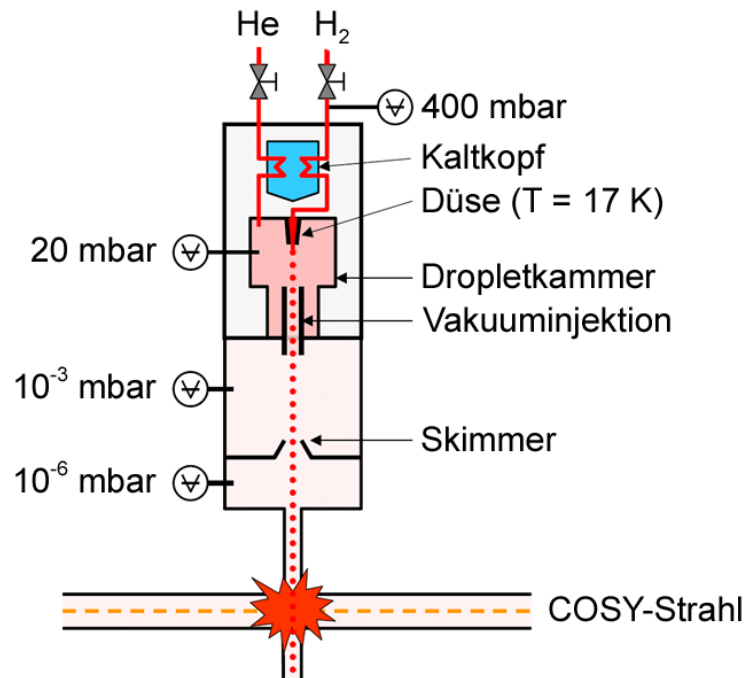


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des WASA-Pellettargetsystems [Win11]. Verflüssigter Wasserstoff wird durch eine Glasdüse in die Droplettkammer geleitet. Durch Schwingungen der Düse, die durch einen Piezokristall angeregt werden, lösen sich Mikrotröpfchen, sogenannte Droplets, die durch eine Kapillare in die Streukammer geleitet werden. Auf Grund des Druckunterschiedes zwischen Droplet- und Streukammer frieren die Droplets zu Pellets aus und werden durch einen Skimmer zum Wechselwirkungspunkt mit dem Beschleunigerstrahl geleitet.

⁵ Wide Angle Shower Apparatus

Die Düse wird von einem Piezokristall zu Schwingungen angeregt, sodass sich Mikrotröpfchen, die sogenannten Droplets, bilden können. Über eine Kapillare gelangen die Droplets in die Skimmerkammer. In dieser herrscht ein geringerer Druck als in der Droplettkammer, sodass die Droplets zu Pellets ausfrieren. Der Druckunterschied zwischen Droplet- und Skimmerkammer führt außerdem zu Turbulenzen, die zu einer Aufweitung des Pellet-Strahls führen. Daher separiert ein Skimmer einen Teil des Pellet-Strahls, der dann mit den Beschleunigerteilchen wechselwirkt. In der Streukammer besitzt der Pellet-Strahl einen Durchmesser von etwa $2 - 4 \text{ mm}$ [Ada⁺04] bei einem Durchmesser der Pellets von etwa $20 - 30 \text{ }\mu\text{m}$ [Ber09]. Die einzelnen Pellets haben dabei einen mittleren Abstand um 5 mm [Ber09]. An die Streukammer schließt sich über ein Strahlrohr ein Auffänger an, der die Pellets, die nicht mit dem Beschleunigerstrahl wechselwirken, abpumpt. Dadurch wird ein Reflektieren der Pellets und eine Beeinflussung des Vakuums im Beschleunigerring verhindert. Die Dichte des Pellet-Strahls liegt bei einigen $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ [Ber⁺08]. Das Pellet-Target für das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment wird von der Moskau-Jülich-Pellettarget Gruppe geplant.

Beide Targets können sowohl mit Wasserstoff als auch mit Deuterium betrieben werden. Um eine hohe Reinheit des Targetmaterials zu gewährleisten, kommen Wasserstoff beziehungsweise Deuteriumreiniger zum Einsatz. Das Pellet-Target liefert eine sehr hohe Dichte am Wechselwirkungspunkt. Variationen der Dichte können jedoch nur über die Regulation der Pelletanzahl, die zum Wechselwirkungspunkt geleitet werden, realisiert werden. Beim Cluster-Jet Target besteht die Möglichkeit über Regulation von Düsendruck und -temperatur die Dichte über mehrere Größenordnungen zu verändern [Köh10]. Daher eignet sich das Cluster-Jet Target hervorragend zur Inbetriebnahme des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments und wird als erstes Target eingesetzt.

Im Gegensatz zum Pelletstrahl besitzt der Clusterstrahl keinerlei Zeitstruktur. Innerhalb des Strahlvolumens sind die Cluster homogen verteilt [Köh10] und ermöglichen dadurch eine homogene Dichte und eine konstante Luminosität. Pellets liegen innerhalb des Strahls dagegen einzeln vor und besitzen stochastisch verteilte Abstände. Dies führt zu einer zeitlichen Struktur der Targetdichte und damit zu einer schnell schwankenden Luminosität.

Außerdem muss auf Grund dieser zeitlichen Struktur der Beschleunigerstrahl aufgeweitet werden, um zu gewährleisten, dass sich immer mindestens ein Pellet im Beschleunigerstrahl befindet. Um eine möglichst geringe Beeinflussung des Vakuums im Speicherring und dadurch eine geringe Untergrundrate sowie eine gute Impulsrekonstruktion zu ermöglichen, kann der Clusterstrahl in seiner Form variiert werden. Durch den Einsatz eines schlitzförmigen Kollimators ist es möglich die Ausdehnung des Clusterstrahls zu verringern. Es können die Bereiche des Clusterstrahls weggeschnitten werden, die nicht mit dem Beschleunigerstrahl wechselwirken (vgl. Kapitel 5). Außerdem wird durch den Einsatz des Schlitzkollimators der Restgasuntergrund in der Streukammer reduziert, was auch beim $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment zu einer Verringerung der Untergrundreaktionen führen wird. Im Rahmen dieser Masterarbeit werden die Untersuchungen zum Einsatz eines Schlitzkollimators vorgestellt und der Einfluss der Größe des Kollimators auf die Targetdichte und den Untergrund in der Streukammer näher untersucht.

3 Das Münsteraner Cluster-Jet Target – Prototyp für das $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

Im Jahr 2008 wurde der Prototyp des Cluster-Jet Targets für das $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment an der Westfälischen Wilhelms-Universität in Münster aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen [Köh10; Täs13]. Im Folgenden wird der Aufbau des Cluster-Jet Targets und der Prozess der Clusterbildung sowie das Vakuumsystem näher beschrieben. Außerdem wird in diesem Kapitel die Stabilität des Clusterstrahls und die Targetdichte diskutiert.

3.1 Aufbau des Münsteraner Cluster-Jet Targets

Der Aufbau des Münsteraner Cluster-Jet Targets lässt sich in drei Hauptkomponenten unterteilen: Die Clusterquelle, die Streukammer und der Auffänger. Eine Ansicht des gesamten Targetaufbaus ist in Abbildung 3.1 dargestellt. In der Clusterquelle werden die Cluster produziert und anschließend zur Streukammer geleitet. Die Streukammer entspricht in 2,1 m Entfernung zur Clusterquelle dem späteren Wechselwirkungspunkt mit dem Beschleunigerstrahl beim $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment. An die Streukammer schließt sich nach etwa 2 m der Auffänger an. Dort platzen die Cluster auf und werden abgepumpt. Alle Komponenten der Clusterquelle und der Streukammer wurden von H.-W. Ortjohann und A. Täschner entworfen und konstruiert. Der Auffänger stammt vom bereits abgeschlossenen Experiment COSY-11.

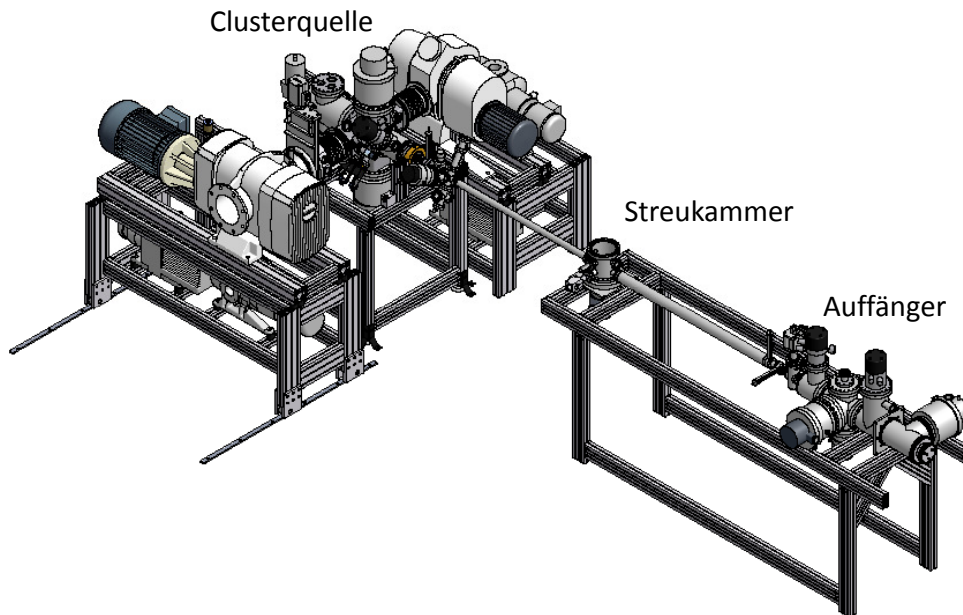


Abbildung 3.1: Aufbau des Münsteraner Cluster-Jet Targets (basierend auf einer Abbildung von A. Täschner). Links ist die Clusterquelle zu erkennen. Sie wird von zwei großen Pumpständern mit einem Gesamtausvermögen von $5050 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ (für Luft) flankiert. In der Mitte befindet sich die Streukammer in einen Abstand von 2,1 m zur Clusterquelle. Rechts ist der Auffänger zu sehen. Insgesamt hat der Targetaufbau eine Länge von etwa 5,5 m.

3.1.1 Die Clusterquelle

Die Clusterquelle ist das Herzstück des Cluster-Jet Targets und lässt sich in drei wesentliche Bereiche einteilen: Die Stützvakuum-, die Skimmer- und die Kollimatorkammer. Ein Querschnitt der Clusterquelle ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Um Wasserstoffcluster zu erzeugen, muss das Wasserstoffgas zunächst einen Wasserstoffreiniger mit Palladiummembran der Firma Johnsons-Matthey passieren. Die Palladiummembran wird dabei auf bis zu 300 C° aufgeheizt. Durch das erhitzte Palladium werden die natürlichen H_2 -Moleküle gespalten und können so durch die Membran diffundieren. Mögliche Verunreinigungen im Gas verbleiben vor der Membran. Das so gereinigte Wasserstoffgas erreicht eine Reinheit von bis zu 9.0^1 und ein Zufrieren durch Fremdgase der für die

¹ Entspricht einer Reinheit von 99,99999990%.

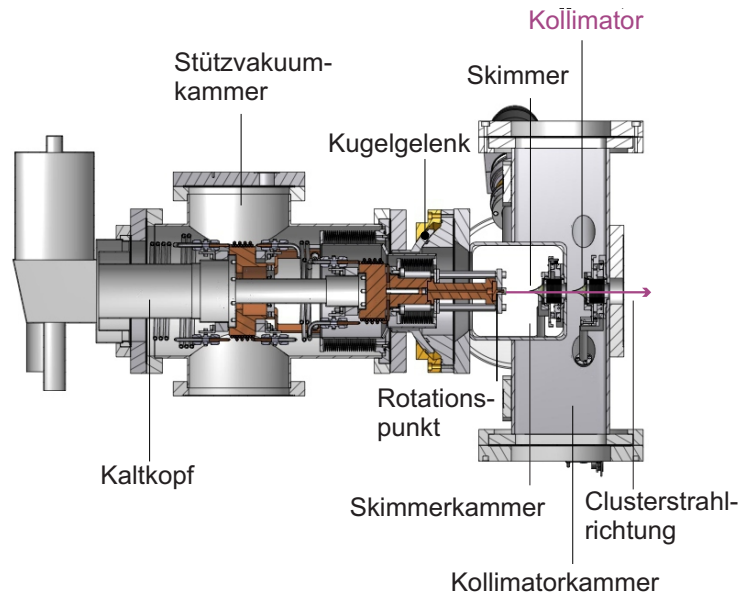


Abbildung 3.2: Querschnittszeichnung der Clusterquelle (basierend auf einer Abbildung von A. Täschner). Links befindet sich die Stützvakuumkammer mit Kaltkopf zur Gaskühlung. Daran schließen sich die Skimmer- und die Kollimatorkammer an. Der Abstand zwischen Lavaldüse und Skimmer beträgt 5,6 cm und zwischen Lavaldüse und Kollimator 12,1 cm. Ebenfalls eingezeichnet ist ein Kugelgelenk mit dem engsten Querschnitt der Lavaldüse als Drehpunkt.

Clusterproduktion verantwortlichen Düse, deren engster Querschnitt einen Durchmesser im Mikrometerbereich besitzt, kann vermieden werden. Der Druck (max. 24 bar) und der Durchfluss (max. $10 \frac{\ell n}{\min}$) können über zwei Regler der Firma Brooks Instruments gemessen und eingestellt werden. Das Gas wird nach dem Reiniger über Edelstahlleitungen zur Clusterquelle geleitet. Zur Kühlung des Gases wird in der Stützvakuumkammer ein Kaltkopf mit zugehörigem Kompressor der Firma Leybold eingesetzt. In einem geschlossenen Kreislauf wird Heliumgas vom Kompressor verdichtet und im Kaltkopf entspannt. Dadurch wird eine Temperatursenkung erreicht. Der eingesetzte Kaltkopf 10MD ist ein zweistufiger Kaltkopf und besitzt eine sogenannte warme und eine kalte Stufe. Die minimale Temperatur der warmen Stufe liegt bei 28 K und die der kalten bei etwa 8 K. Eine genauere Beschreibung des Abkühlverhaltens eines zweistufigen Kaltkopfes wird in Kapitel 6 gegeben. Um das Wasserstoffgas abzukühlen wird es in Kupferleitungen zunächst mehrmals um die warme und anschließend um die kalte Stufe geleitet. Kupferleitungen

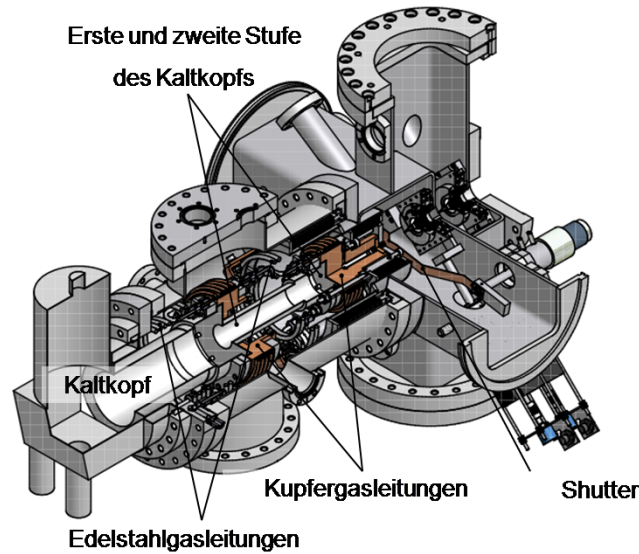


Abbildung 3.3: Aufsicht und Schnitt durch die Clusterquelle (basierend auf einer Abbildung von A. Täschner). In der Stützvakuumkammer ist ein zweistufiger Kaltkopf installiert. Um die beiden Stufen sind Gasleitungen aus Kupfer (rotbraun dargestellt) gewickelt, um das Wasserstoffgas abzukühlen. Ganz rechts sind die Skimmer- und die Kollimator-kammer zu erkennen.

werden verwendet, um eine möglichst gute Wärmeübertragung zu gewährleisten. Für die Gaszuleitung und die Verbindung zwischen warmer und kalter Stufe des Kaltkopfes werden Edelstahlleitungen eingesetzt, da Edelstahl eine geringere Wärmeleitfähigkeit als Kupfer besitzt². In Abbildung 3.3 ist ein Schnitt durch die Clusterquelle gezeigt und es sind die beiden Stufen des Kaltkopfes und die Gasleitungen zu erkennen. An den Kaltkopf schließt sich direkt ein Kupferblock an, in dem die Lavaldüse eingebettet ist. Lavaldüse und Kupferblock sind über einen Indiumring mit einem Außendurchmesser von 18 mm und einem Innendurchmesser von 10 mm abgedichtet und werden ebenfalls über den Kaltkopf gekühlt. In den Kupferblock direkt vor die Düse ist ein Sinterfilter mit einer Porengröße von etwa 20 μm eingelassen, um grobe Verunreinigungen zurückzuhalten und ein Zufrieren der Düsenöffnung zu verhindern. Im Kupferblock sind eine Heizpatrone und eine Temperaturdiode eingelassen. Die Heizpatrone besitzt eine Heizleistung von maximal 50 W und kann über einen Temperaturregler der Firma Lakeshore (Modell 331)

² $\lambda_{\text{Cu}, 20^\circ\text{C}} = 399 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$, $\lambda_{\text{Edelstahl}, 20^\circ\text{C}} = 15 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ [Kuc04].

gesteuert werden. Dieser misst die Temperatur über eine Temperaturdiode und stabilisiert sie über die Steuerung der Heizpatrone. Eine zusätzliche separate Gasleitung führt zu einem Baratron der Firma MKS und ermöglicht die Überwachung des statischen Druckes vor der Düse. Um einen möglichst geringen Wärmefluss von außen zu gewährleisten, befindet sich der Kaltkopf mit den Gasleitungen und der Lavalldüse in einer separaten Vakuumkammer, der Stützvakuumkammer (vgl. Abbildung 3.2, 3.3). Das gereinigte und durch den Kaltkopf gekühlte Wasserstoffgas bildet beim Durchlauf durch die Lavalldüse Cluster. Der Clusterproduktionsprozess wird im Folgenden näher beschrieben.

Der Clusterproduktionsprozess

Die besondere Form der Lavalldüse ermöglicht die Bildung von Clustern. Ihre Form lässt sich in Einlass- und Auslassbereich einteilen. Eine Skizze der Lavalldüse ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Um Cluster zu erzeugen, strömt das Gas zunächst durch den konvergenten Einlassbereich zum engsten Querschnitt von etwa $28\text{ }\mu\text{m}$ im aktuellen Aufbau. Auf Grund der kontinuierlichen Querschnittsverringering vergrößert sich die Strömungsgeschwindigkeit des Gases. Ist der Einlassdruck des Gases viel größer als der Auslassdruck, erreicht es Schallgeschwindigkeit [Wut08]. Das ist in diesem Fall gegeben, da ein Einlassdruck von $\geq 7\text{ bar}$ und ein Druck hinter dem engsten Querschnitt in der Skimmerkammer im Bereich von 10^{-1} mbar vorliegt. Die Clusterbildung findet kurz nach Durchströmen des engsten Querschnittes statt. Der Öffnungswinkel und die Länge des divergenten Auslassbereiches sind so gewählt, dass Reibung vermindert und ein Strömungsabriss verhindert werden. Auf Grund des Effektes der adiabatischen Expansion sinkt die innere Energie und somit die Temperatur der einzelnen Gasmoleküle, sodass sie eine geringe Relativgeschwindigkeit besitzen (vgl. Abbildung 3.5). Dadurch können die Moleküle über sogenannte Drei-Körper-Stöße miteinander interagieren. Dabei wechselwirken zwei Moleküle miteinander und die Energie wird von einem dritten Stoßpartner abgeführt [Dem10]. An den so entstandenen Kondensationskeim können sich weitere Gasmoleküle anlagern, sodass je nach experimentellen Bedingungen Cluster

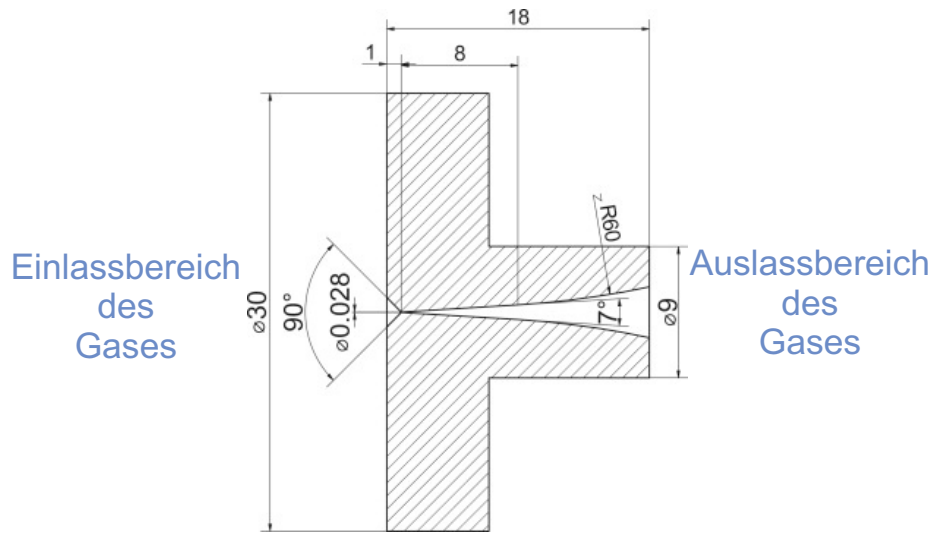


Abbildung 3.4: Querschnittszeichnung der im Prototypen eingesetzten Lavaldüse (basierend auf [Täs⁺11]). Links befindet sich der konvergente Einlassbereich des Wasserstoffgases und rechts der divergente Auslass. Der engste Querschnitt besitzt einen Durchmesser von $28\text{ }\mu\text{m}$. Strömt Wasserstoffgas durch die Düse, steigt die Strömungsgeschwindigkeit bis auf Schallgeschwindigkeit, auf Grund von hohen Druckunterschieden vor (bis zu 18 bar) und hinter der Düse (im Bereich von 10^{-1} mbar), an.

aus einigen hundert bis zu 10^6 Teilchen entstehen [Dem10]. Im Falle von Wasserstoffclustern erfolgt die Bindung der Moleküle durch die Van-der-Vaals Kraft. Nur ein kleiner Teil des verwendeten Gases kondensiert zu Clustern. Um einen wohldefinierten Clusterstrahl zu erzeugen, der beim $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment verwendet werden kann, muss dieser vom Restgas separiert werden. Dies geschieht durch eine Blende, den sogenannten Skimmer. In Abbildung 3.5 ist der Prozess der Clusterbildung und die Separation des Strahls vom Restgas sowie die Formgebung schematisch dargestellt. Aktuell wird ein Skimmer aus Nickel der Firma Beam Dynamics Inc. mit einer Öffnungsweite von $0,5\text{ mm}$ und einer Mantelstärke von $10\text{ }\mu\text{m}$ verwendet. Eine Querschnittszeichnung ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Der Skimmer besitzt eine konkave Mantelfläche. Dadurch beeinflusst die Spitze des Skimmers den Clusterstrahl beim Eintritt so gering wie möglich. Die Vergrößerung der Öffnung bewirkt, dass an den Skimmerwänden reflektierte Gasmoleküle den extrahierten Strahl im Innern des Skimmers minimal beeinflussen. An die Skimmerkammer schließt sich die Kollimatorkammer an. Dort ist wiederum

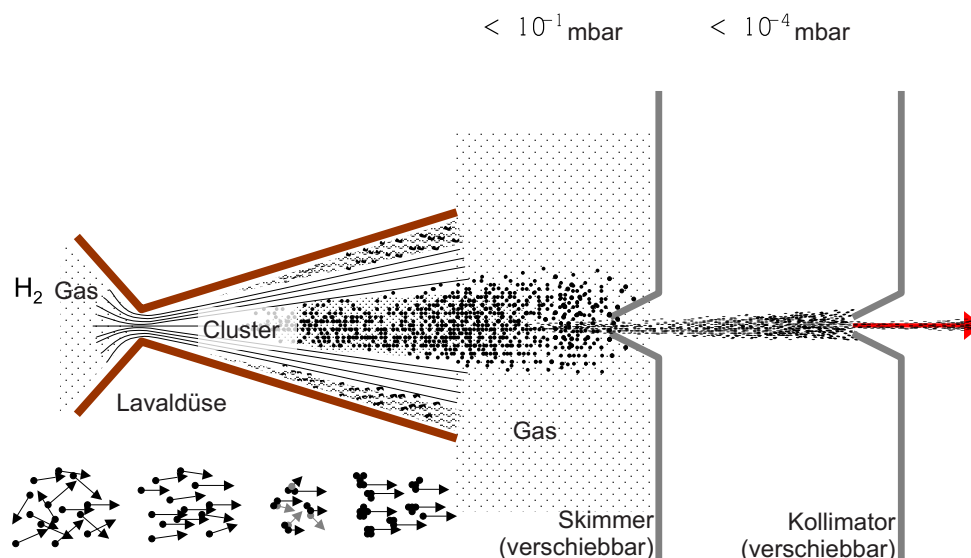


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der klassischen Clusterbildung und der Separation vom Restgas (erstellt von E. Köhler). Der Skimmer trennt den Clusterstrahl vom Restgas. Anschließend ist eine zweite Blende, der Kollimator, für die Formgebung zuständig. Der Druck in der Skimmerkammer liegt im Bereich von 10^{-1} mbar wohingegen in der Kollimatorkammer ein Druck im Bereich von 10^{-4} mbar herrscht. Diese Werten gelten für den Betrieb bei höchsten Clusterstrahldichten. Außerdem schematisch eingezeichnet ist die Geschwindigkeitsverteilung der Gasmoleküle vor und nach dem Durchlauf durch die Düse sowie die Bildung von Kondensationskeimen.

eine kegelförmige Blende, der sogenannte Kollimator, eingebracht. Als Kollimator können runde sowie schlitzförmige Blenden verwendet werden. Die Öffnungsweite eines runden Kollimators beträgt typischerweise 0,7 mm. Der Einsatz von Schlitzkollimatoren unterschiedlicher Größe und die Auswirkungen auf den so geformten Clusterstrahl und auf dessen Dichte ist wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit und wird in Kapitel 5 näher beschrieben.

Um zu gewährleisten, dass der Clusterstrahl bestmöglich die Streukammer erreicht, sind Skimmer und Kollimator beweglich angebracht. Sie befinden sich auf Schrittmotor

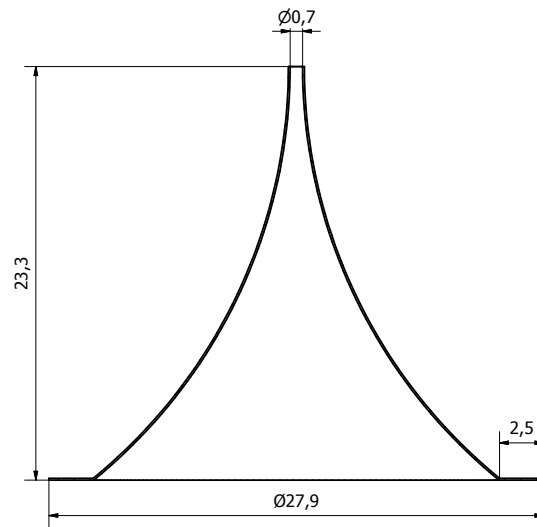


Abbildung 3.6: Querschnittszeichnung des Skimmers (erstellt von A. Täschner). Die Öffnungsweite (oben) beträgt 0,7 mm. Die konkave Mantelfläche dient der Reduzierung von Reflektionen des Restgases an der Außenseite und der Cluster im Innern des Skimmers.

gesteuerten Kreuzzischen. Die Kreuzzische erlauben eine diagonale Bewegung unter einem Winkel von 45° in einer Ebene senkrecht zum Clusterstrahl. Der maximale Verfahrweg beträgt jeweils 2 mm in jede Richtung. Durch Kombination der diagonalen Bewegungen kann eine senkrechte beziehungsweise horizontale Verschiebung erreicht werden.

In der Skimmerkammer befindet sich zusätzlich ein Shutter, der direkt zwischen Skimmer und Laval Düse gebracht werden kann. Dadurch kann ein Blockieren des Clusterstrahls erreicht werden, ohne die Gaszufuhr unterbrechen zu müssen. Außerdem verfügt die Skimmerkammer über zwei Vakuumfenster, die zur Beobachtung des Clusterstrahls genutzt werden können. Zur Aufnahme von Bildern sind aktuell ein aufgeweiteter Laser zur Beleuchtung und eine Kamera an den Vakuumfenstern angebracht. Zwei Aufnahmen des Clusterstrahls in der Skimmerkammer sind in Abbildung 3.7 gezeigt. Durch die Beobachtung des Strahls mit der Kamera sind Strahlstrukturen (helle Bereiche innerhalb des Strahls) aufgefallen [Köh10]. Diese Strukturen sind deutlich zu erkennen, wenn bei höchsten Dichten und mit flüssigem Wasserstoff vor der Düse (z. B. 22 K, 17 bar)

gearbeitet wird. Die helleren Bereiche konnten als hochdichte Kernstrahlen identifiziert werden [Köh13]. Um diese ebenfalls mit dem Skimmer extrahieren zu können, wurde ein Kugelgelenk in die Stützvakuunkammer integriert (vgl. Abbildung 3.2). Den Drehpunkt des Gelenks stellt der engste Querschnitt der Lavalldüse dar. Durch einen Winkelversatz des Kugelgelenks ist ein Verkippen der Lavalldüse möglich, sodass die hochdichten Kernstrahlen vom Skimmer extrahiert und zur Streukammer geleitet werden können. In Abbildung 3.7 oben ist eine Aufnahme des Clusterstrahls gezeigt, in der die Kernstrahlen nicht vom Skimmer extrahiert werden können; unten ist durch Verkippen der Lavalldüse eine Extraktion möglich.

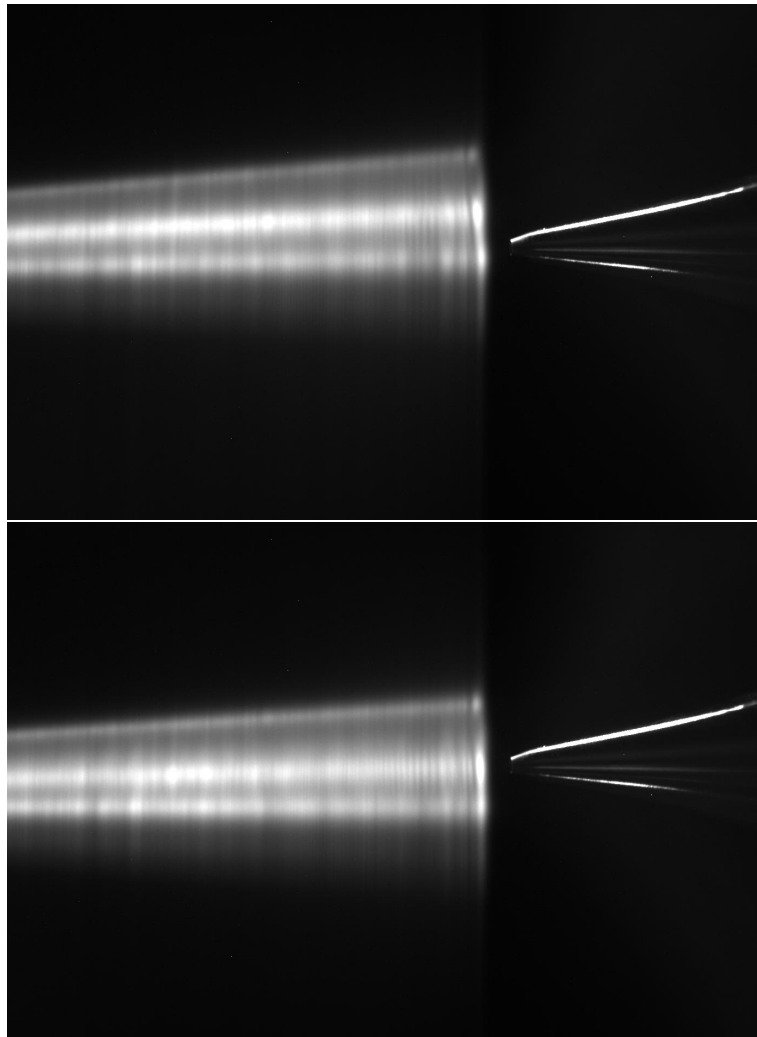


Abbildung 3.7: Aufnahmen des Clusterstrahls in der Skimmerkammer (aufgenommen von E. Köhler). Rechts ist jeweils der Skimmer zu erkennen und die Lavaldüse befindet sich nicht sichtbar auf der linken Seite. Oben: Eine Extraktion der hochdichten Kernstrahlen durch den Skimmer ist nicht möglich. Unten: Durch Verkippen der Lavaldüse kann der Kernstrahl vom Skimmer extrahiert werden. Die Öffnungsweite des Skimmers beträgt 0,5 mm und der Clusterstrahl besitzt eine Ausdehnung von insgesamt etwa 8 mm. Die vertikalen Strukturen innerhalb des Clusterstrahls sind auf Interferenzeffekte des Lasers zurückzuführen.

3.1.2 Die Streukammer

Der Abstand zwischen Wechselwirkungspunkt des $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment und dem Clusterproduktionspunkt wird 2,1 m betragen. Daher befindet sich die Streukammer des Münsteraner Cluster-Jet Targets in genau diesem Abstand zur Lavaldüse, um gewonnene Erkenntnisse über den Strahl direkt auf die Situation bei $\bar{\text{PANDA}}$ übertragen zu können. Um die Eigenschaften des Clusterstrahls an dieser Stelle zu untersuchen, ist die Streukammer mit einem Monitorsystem (Monitorsystem I) ausgestattet. Dieses Monitorsystem besteht aus zwei Stäben, die über eine Schrittmotorsteuerung horizontal beziehungsweise vertikal durch die Kammer bewegt werden können. Ein Foto der Streukammer ist in Abbildung 3.8 und ein Schnitt durch die Streukammer mit dem Monitorsystem in Abbildung 3.9 gezeigt. Bewegen sich die Stäbe durch die Streukammer und trifft der Clusterstrahl auf diese, platzen die Cluster auf und führen zu einem Druckanstieg in der Kammer. Trägt man diesen Druckanstieg gegen die Position des Stabes auf, erhält man ein Strahlprofil, wie es in Abbildung 3.10 gezeigt ist. An diesem Profil lässt sich die Breite des Clusterstrahls und die Position in der Streukammer ablesen. Aus dem maximalen Druckanstieg zusammen mit der Clustergeschwindigkeit [Köh10] und dem Saugvermögen [Köh10] in der Kammer lässt sich die Targetdichte berechnen. Im Zusammenhang mit der Dichte eines durch einen Schlitzkollimator geformten Clusterstrahls wird diese Rechnung in Kapitel 5 genauer beschrieben.

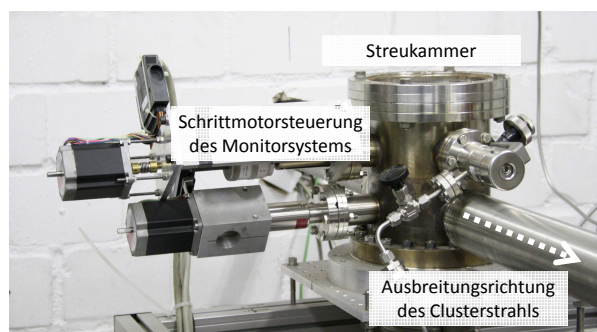


Abbildung 3.8: Foto der Streukammer (aufgenommen von E. Köhler). Rechts ist die Streukammer zu erkennen und links die Schrittmotorsteuerung des Monitorsystems.

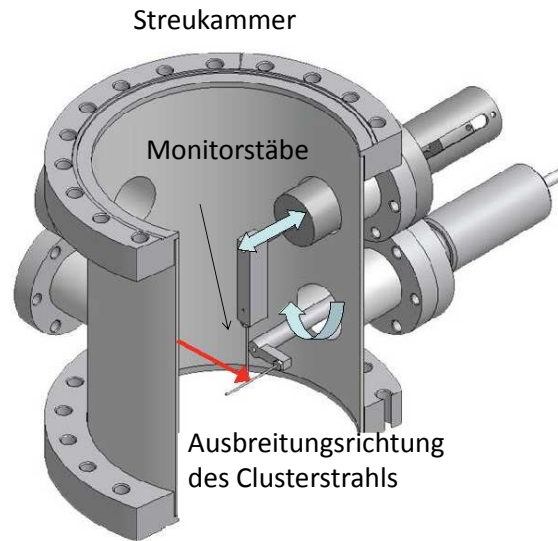


Abbildung 3.9: Schnitt durch die Streukammer (basierend auf einer Abbildung von A. Täschner). Zu erkennen sind die beweglichen Monitorstäbe, die durch Schrittmotoren horizontal beziehungsweise vertikal durch die Kammer bewegt werden können. Treffen die Cluster auf den Monitorstab, brechen sie auf und führen zu einem Druckanstieg. Trägt man den Druckanstieg gegen die Stabposition auf, erhält man ein Strahlprofil, an dem einige wichtige Eigenschaften des Clusterstrahls, wie beispielsweise die Breite und die Position des Strahls, abgelesen werden können. Außerdem kann über den maximalen Druckanstieg die Dichte des Clusterstrahls ermittelt werden (vgl. Abschnitt 5.3).

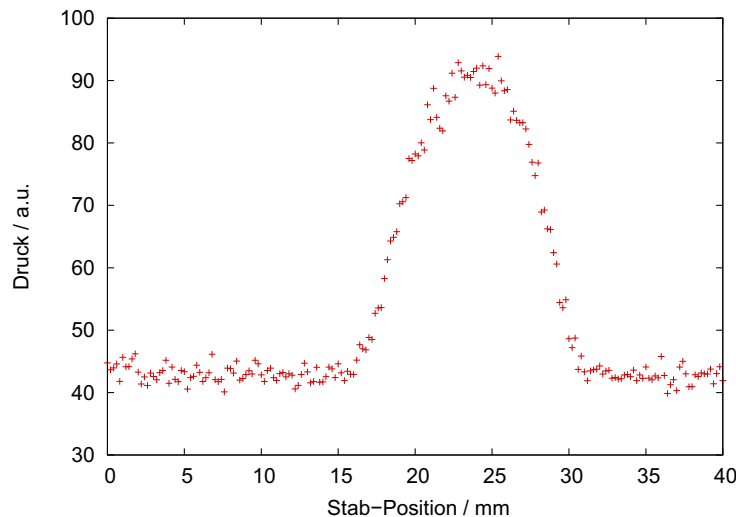


Abbildung 3.10: Aufgenommenes Profil in der Streukammer. Die Breite und die Position des Profils lassen sich direkt auf den Clusterstrahl übertragen. Mit Hilfe des maximalen Druckanstiegs lässt sich die Targetdichte bestimmen.

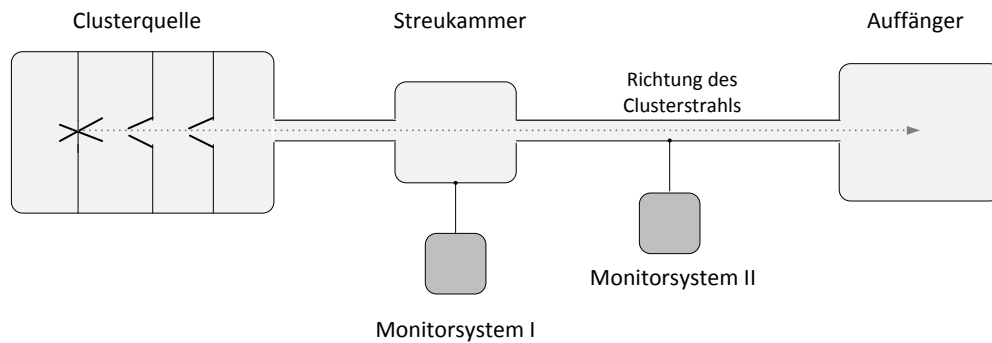


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung der Positionen der beiden Monitorsysteme an Streukammer (Monitorsystem I) und direkt im Strahlrohr zwischen Streukammer und Auffänger (Monitorsystem II).

Justagekontrolle durch das Monitorsystem II

Etwa 1 m hinter der Streukammer befindet sich ein zusätzliches Monitorsystem (Monitorsystem II, vgl. Abbildung 3.11) direkt im Strahlrohr. Dabei können manuell Stäbe vertikal und horizontal in das Strahlrohr geschoben werden. In Abbildung 3.12 ist das Monitorsystem schematisch dargestellt. Werden die Stäbe in das Strahlrohr eingeschoben und dringen diese in den Bereich des Clusterstrahls, führt das ebenfalls zu einem Druckanstieg in der Streukammer. Je weiter der Stab in den Clusterstrahl reicht, desto höher ist der Druckanstieg. Durchdringt der Stab den gesamten Clusterstrahl, ist der maximale Druckanstieg erreicht. Trägt man den Druckanstieg gegen die eingebrachte Stablänge auf, so erhält man ebenfalls ein Strahlprofil, an dem die Position und die Breite des Clusterstrahls abgelesen werden kann. Ein solches Profil ist in Abbildung 3.13 gezeigt. Dringt ein Stab des Monitorsystems II in das Strahlrohr und nimmt man ein Strahlprofil mit dem Monitorsystem I der Streukammer auf, beobachtet man eine Veränderung des aufgenommenen Profils (vgl. Abbildung 3.14). Im Falle eines runden Clusterstrahls ist im Bereich des maximalen Druckanstieges ein Tal innerhalb des Profils zu erkennen. Insgesamt sind die Signalstärke und der Untergrund auch deutlich gegenüber dem ursprünglichen Profil erhöht. Je weiter der Stab des zweiten Monitorsystems in das Strahlrohr gebracht ist, desto tiefer ist das zu beobachtende Tal und die Signalstärke sowie

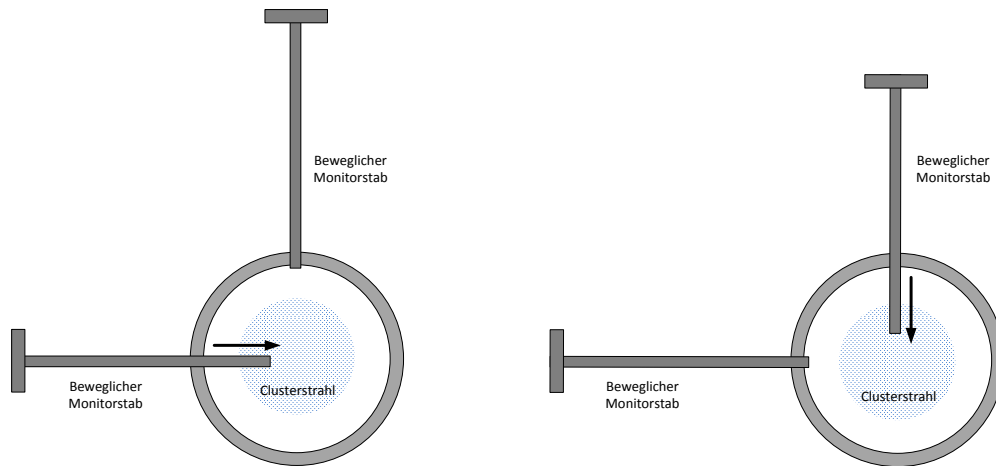


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung des Monitorsystems II zwischen Streukammer und Auffänger. Zwei Stäbe können jeweils entweder horizontal (links) beziehungsweise vertikal (rechts) in das Strahlrohr eingebracht werden.

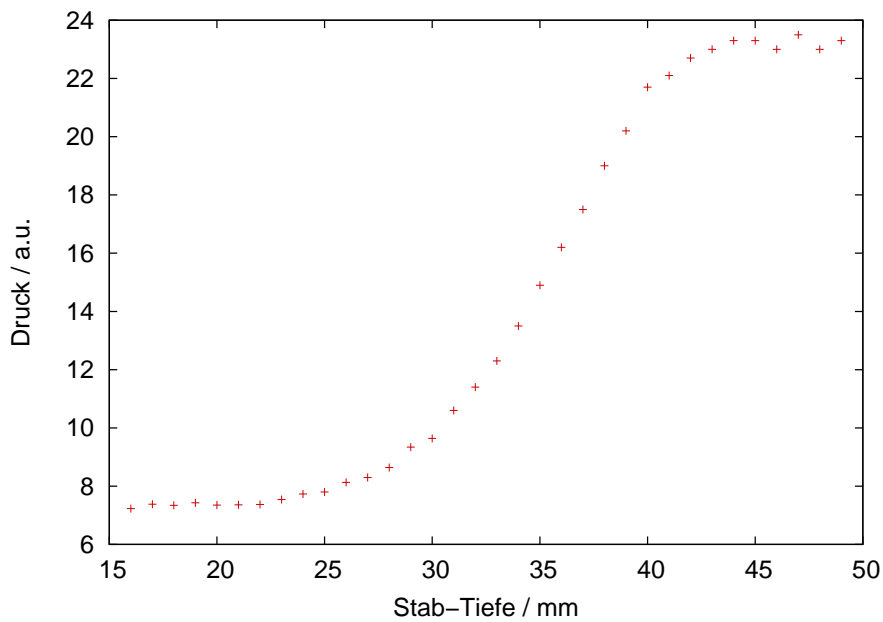


Abbildung 3.13: Aufgenommenes Strahlprofil durch Monitorsystem II im Strahlrohr. Eine Begrenzung des Clusterstrahls befindet sich an der Stelle, wo ein Druckanstieg zu beobachten ist. Die zweite Begrenzung dort, wo ein Plateau zu erkennen ist.

der Untergrund steigen an. In Abbildung 3.14 sind einige Strahlprofile mit unterschiedlich weit eingeschobenem Monitorstab gezeigt. Diese Veränderung des Strahlprofils lässt sich dadurch erklären, dass die Cluster, die auf die Stäbe von Monitorsystem II treffen, dort reflektiert werden und rückwirkend zu einem Druckanstieg in der Streukammer führen. Im Bereich des maximalen Druckanstieges, also der Mitte des Clusterstrahls, liegen die Stäbe der beiden Monitorsysteme direkt übereinander, sodass eine Art Schattenwirkung entsteht und kein zusätzlicher Druckanstieg zu beobachten ist. Der im Tal gemessene Druckanstieg entspricht somit dem ursprünglichen Druckanstieg.

Dieser Effekt lässt sich gut als Justagekontrolle verwenden. Gelangt der Clusterstrahl, durch gute Justage von Skimmer und Kollimator, optimal in die Streukammer, befindet sich das gemessene Tal genau in der Mitte des Profils (vgl. Abbildung 3.14). Ist die Justage von Skimmer und Kollimator nicht optimal und der Clusterstrahl befindet sich nicht mittig in der Streukammer, ist das Tal im Bezug zur Mitte (Position 0) verschoben, was in Abbildung 3.15 gezeigt ist.

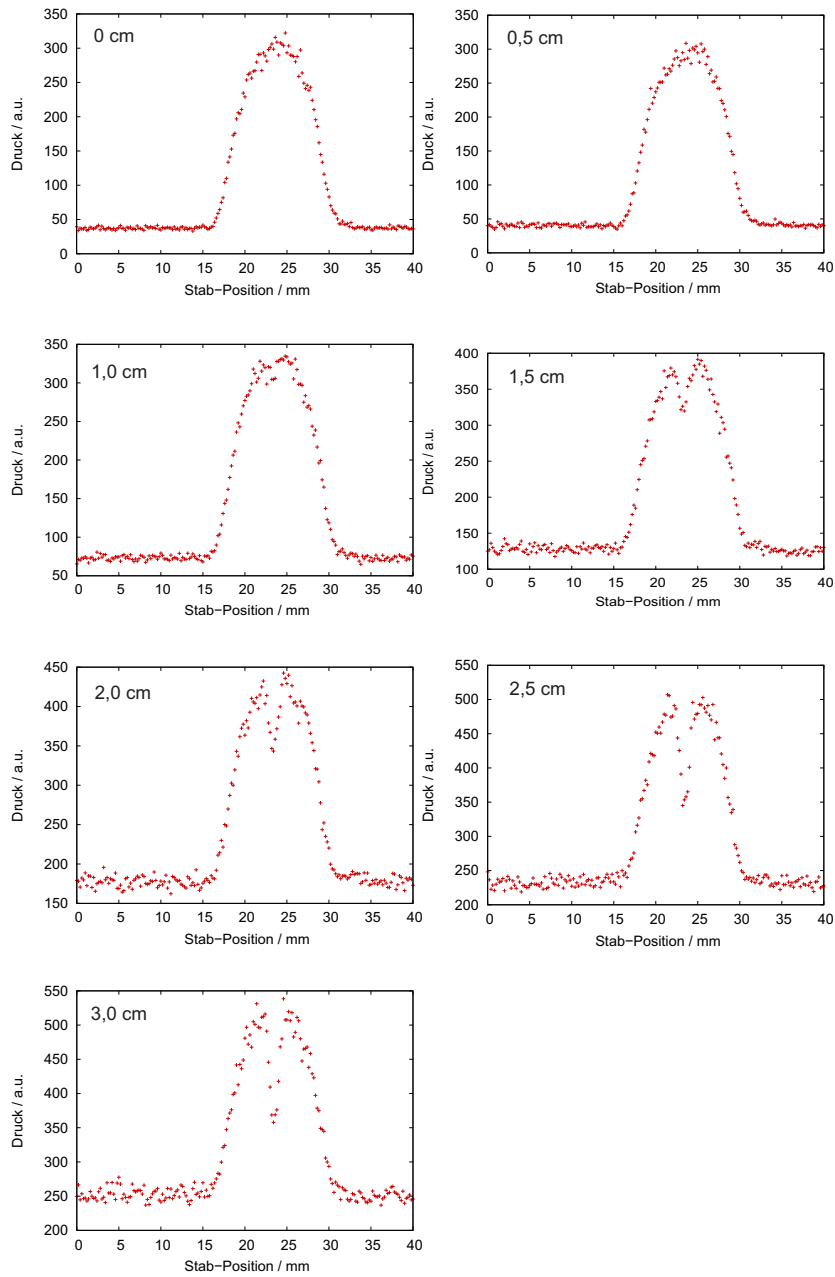


Abbildung 3.14: Strahlprofile in der Streukammer mit eingeschobenem Stab des zweiten Monitorsystems. Für jedes der gezeigten Profile wurde der Stab um 0,5 cm weiter in das Strahlrohr eingebracht.

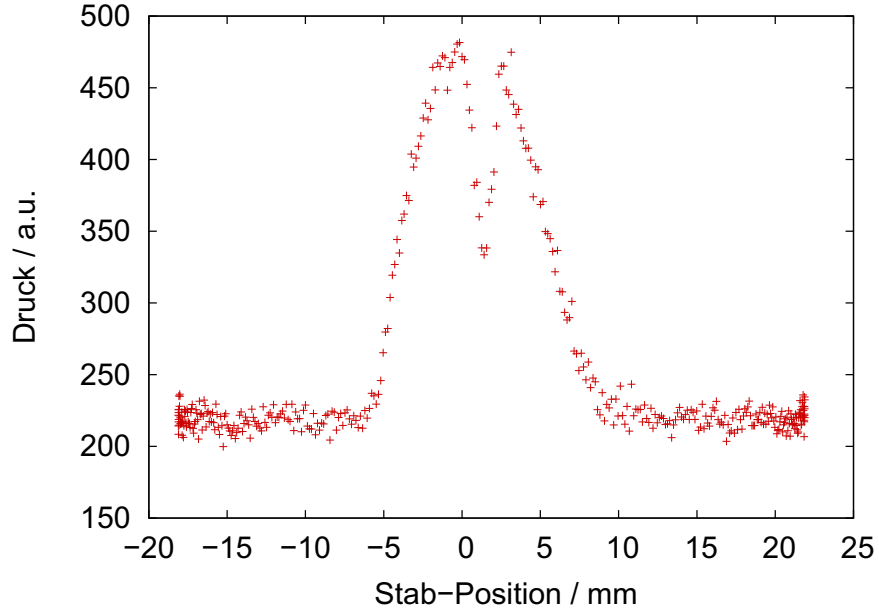


Abbildung 3.15: Strahlprofil mit eingeschobenem Monitorstab. Das durch den zweiten Monitorstab verursachte Tal innerhalb des Strahlprofils befindet sich nicht im Bereich des höchsten Druckanstiegs. Daher lässt sich schließen, dass der Clusterstrahl nicht optimal in die Streukammer gelangt und weitere Justage von Skimmer und Kollimator erforderlich sein kann.

3.1.3 Der Auffänger

Der Auffänger wird dazu benutzt, den Clusterstrahl nach Durchlaufen der Streukammer aufbrechen zu lassen und dann abzusaugen. Dadurch wird ein Rückstreuen der Cluster und ein Druckanstieg in der Streukammer verhindert. Für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment bedeutet das eine geringere Rate an Untergrundreaktionen. Beim Münsteraner Cluster-Jet Target wird der Auffänger des bereits abgeschlossenen Experiments COSY-11 verwendet. Dieser besteht aus einem differentiellen Pumpsystem mit insgesamt vier Stufen. Der Auffänger ist in Abbildung 3.16 abgebildet. Die erste und dritte Pumpstufe des Auffängers bilden jeweils Kryopumpen, die in Münster speziell für den Einsatz an einem Cluster-Jet Target entwickelt worden sind. Das Innere der Pumpe bilden sogenannte Kaltbleche, die mit Aktivkohle besetzt sind. In der Mitte dieser Bleche befindet sich eine Öffnung, sodass der Clusterstrahl hindurch gelangen kann. Die Aktivkohle bewirkt eine Vergrößerung der

Oberfläche, an der das Wasserstoffgas kondensieren kann. Die Kaltbleche werden dazu typischerweise auf unter 15 K abgekühlt. Im Betrieb mit höchsten Clusterstrahldichten können so Drücke im Bereich von 10^{-5} mbar erreicht werden. Die zweite Auffängerstufe wird aus zwei und die vierte Pumpstufe aus einer Turbomolekularpumpe gebildet. Frontal am Ende des Auffängers kann entweder eine zusätzliche Turbomolekularpumpe installiert werden, die eine direkte Rückstreuung der Cluster in die Streukammer verhindert, oder ein Detektor zur Untersuchung weiterer Eigenschaften des Clusterstrahls, angebracht werden. Ein möglicher Detektor ist beispielsweise ein MCP-Detektor (MultiChannel Plate-Detektor), der zur Visualisierung des Clusterstrahls und als Justagekontrolle beim zukünftigen $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment dienen kann. Das Funktionsprinzip und der Aufbau des MCP-Detektors sowie Untersuchungen mit Hilfe des Detektors werden in Abschnitt 4 näher erläutert.

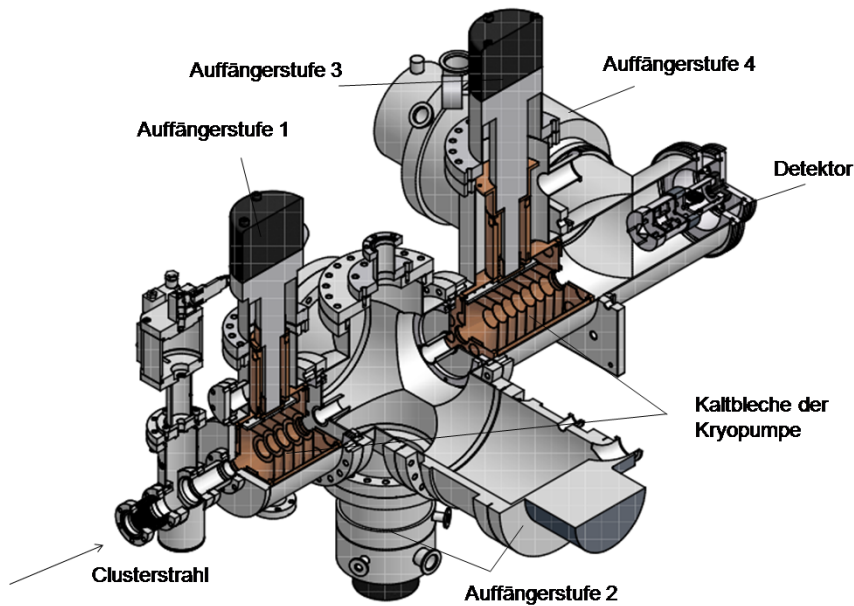


Abbildung 3.16: Auffänger mit differentiellem Pumpsystem (basierend auf einer Abbildung von A. Täschner). Die vier Pumpstufen sorgen für ein Abpumpen des Clusterstrahls, um eine Rückstreuung der Cluster zu verhindern. Die erste und dritte Pumpstufe bilden Kryopumpen; die zweite und vierte Stufe bilden insgesamt drei Turbomolekularpumpen. An das Ende des Auffängers kann entweder eine zusätzliche Turbomolekularpumpe oder ein Detektor zur Untersuchung der Clustereigenschaften angebracht werden.

3.2 Vakuumsystem des Münsteraner Cluster-Jet Targets

Um das nötige Vakuum für die unterschiedlichen Bereiche und Anforderungen des Cluster-Jet Targets bereitzustellen, werden verschiedene Arten von Vakuumpumpen eingesetzt: Drehschieber-, Roots-, Turbomolekular- und Kryopumpen. Dabei dienen die Drehschieberpumpen vornehmlich der Vorvakuumherzeugung für den Betrieb der Roots- und Turbomolekularpumpen. In Abbildung 3.17 ist das aktuelle Vakuumsystem des Münsteraner Cluster-Jet Targets dargestellt. In Tabelle 3.1 ist das nominelle Saugvermögen der verwendeten Pumpen angegeben und kann diesen in der Abbildung zugeordnet werden. Im Gegensatz zum Prototypen wird das finale Cluster-Jet Target für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment nur noch durch einen einzigen Pumpstand mit einem nominellen Saugvermögen von bis zu $9800 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ evakuiert werden. Erste Tests dieses Pumpstandes sowie der Aufbau und die Inbetriebnahme des Kaltkpfsystems sind Bestandteil dieser Arbeit und werden in Kapitel 6 ausführlich behandelt.

	Vorpumpe	Rootspumpe	Turbomolekularpumpe
n	$\text{VP}_n / \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$	$\text{RP}_n / \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$	$\text{TP}_n / \frac{\ell}{\text{s}}$
1	175	505	360
2	65	2050	2200
3	25	600	2200
4	25	3000	150
5	200	-	360
6	-	-	1000
7	-	-	360
8	-	-	1000

Tabelle 3.1: Nominelles Saugvermögen für Luft der verwendeten Turbomolekular-, Roots- und Vorpumpen. Über den Laufindex n können die Pumpen der Zeichnung Abbildung 3.17 zugeordnet werden.

Ähnlich zu dem Pumpsystem des Auffängers verfügt auch die Clusterquelle über ein differentielles Pumpsystem. Dadurch wird der Druck bis hin zur Streukammer schrittweise abgesenkt, um lediglich eine geringfügige Beeinflussung des Vakuums durch die Clusterproduktion zuzulassen.

Das Pumpsystem der Skimmerkammer bildet die erste Stufe des differentiellen Systems. Die Skimmerkammer wird symmetrisch von zwei Pumpständen rechts und links der Kammer evakuiert. Beide Pumpstände bestehen aus zwei Rootspumpen, die jeweils von einer Drehschieberpumpe vorgepumpt werden (RP_1, RP_2, VP_1 beziehungsweise RP_3, RP_4, VP_2). Die Pumpstände erreichen ein nominelles Saugvermögen von $2000 \frac{m^3}{h}$ beziehungsweise $3000 \frac{m^3}{h}$ für Luft³. Wird das Target bei höchsten Dichten betrieben, beträgt der Gasfluss durch die Düse etwa $5 \frac{\ell n}{min}$. Dabei liegt der Druck in der Skimmerkammer im Bereich von 10^{-1} mbar, sodass auf Grund der hohen Gaslast keine Turbomolekularpumpen verwendet werden. Das Saugvermögen von Turbomolekularpumpen nimmt mit zunehmender Gaslast ab und der Betrieb könnte zu einer Überhitzung der Pumpen sowie zu schnellerem Verschleiß führen. Daher werden für die Skimmerkammer Rootspumpen eingesetzt, die ein sehr hohes Saugvermögen in diesen Druckbereichen ausweisen [Umr97]. Die zweite Stufe des differentiellen Pumpsystems bildet das Vakuumsystem der Kollimatorkammer. Sie wird über zwei symmetrisch angeordnete Turbomolekularpumpen (TP_2, TP_3) mit einem nominellen Saugvermögen von je $2200 \frac{\ell}{s}$ (für Luft) evakuiert. Der Einsatz von Turbomolekularpumpen in der Kollimatorkammer ist möglich, da durch den Skimmer der Gasfluss in die Kammer erheblich reduziert wird. Als Vorpumpensystem dienen die Pumpstände der Skimmerkammer. Während des Targetbetriebs mit höchsten Dichten herrschen in der Kollimatorkammer Drücke im Bereich von 10^{-4} mbar.

Die Stützvakuumkammer wird ebenfalls durch eine Turbomolekularpumpe (TP_1) mit nominellem Saugvermögen von $360 \frac{\ell}{s}$ (für Luft) gepumpt; an dieser Stelle liegt keine Gaslast vor. Als Vorpumpensystem dient wiederum das Vakuumsystem der Skimmerkammer. An die Kollimatorkammer schließt sich die dritte Stufe des differentiellen Pumpsystems an. Diese besteht aus einer Kryopumpe mit Aktivkohle besetzten Kaltblechen (KP_1). An der Aktivkohle kondensiert Wasserstoffgas, sodass im Targetbetrieb mit höchsten Dichten

³ Für Wasserstoff liegt das Saugvermögen etwas niedriger.

Drücke im Bereich von 10^{-5} mbar erreicht werden. Ohne die Clusterproduktion können Drücke von weniger als 10^{-9} mbar erzielt werden.

Das Vakuumsystem der Streukammer besteht derzeit aus einer Turbomolekularpumpe (TP₅) mit einem nominellen Saugvermögen von $360 \frac{\ell}{s}$ (für Luft) mit einer Drehschieberpumpe als Vorpumpe (VP₄). Der Wechselwirkungspunkt zwischen Target- und Beschleunigerteilchen, der hier durch die Streukammer repräsentiert wird, wird beim späteren \bar{P} ANDA-Experiment durch das Vakuumsystem des Beschleunigers evakuiert. Auf Grund der Geometrie wird es nicht möglich sein ein zusätzliches Pumpsystem, wie das der Streukammer, zu installieren. Daher muss der Gasfluss in die Streukammer reduziert werden und ein ausreichend hohes Saugvermögen des Auffängers gewährleistet sein. Um den Gasfluss in die Streukammer zu reduzieren, wurden zum einen Blenden direkt vor der Streukammer in das Strahlrohr eingebracht. Zum anderen wurde eine zusätzliche Pumpstufe zwischen Kryopumpe und Streukammer installiert. Sie besteht aus einer Turbomolekularpumpe (TP₄) mit einem nominellen Saugvermögen von $150 \frac{\ell}{s}$ (für Luft) mit einer Drehschieberpumpe als Vorpumpe (VP₃).

Der derzeit verwendete Auffänger des abgeschlossenen Experimentes COSY-11 besteht aus einem vierstufigen Pumpsystem. Die erste und dritte Stufe bestehen aus jeweils einer Kryopumpe (KP₂, KP₃) mit Kaltblechen, die mit Aktivkohle besetzt sind. Die zweite und vierte Stufe besteht aus insgesamt drei Turbomolekularpumpen (TP₆, TP₇, TP₈) mit einem nominellen Saugvermögen von $360 \frac{\ell}{s}$ (TP₇) beziehungsweise $1000 \frac{\ell}{s}$ (TP₆, TP₈). Als gemeinsame Vorpumpe dient auch hier eine Drehschieberpumpe (VP₅). Im Targetbetrieb mit höchsten Dichten herrschen an der ersten und dritten Stufe Drücke im Bereich von 10^{-6} mbar und an der zweiten und vierten im Bereich von 10^{-5} mbar. An die vierte Stufe vor Kopf des Targets kann wahlweise eine zusätzliche Turbomolekularpumpe oder ein Detektor angebracht werden.

In Abbildung 3.17 ist zusätzlich das Gassystem des Cluster-Jet Targets eingezeichnet. Wasserstoffgas strömt über einen Wasserstoffreiniger, Druckregler und Durchflussregler zum Kaltkopfsystem. Dieses System wird von einer separaten Stützvakuunkammer umgeben, in der Drücke im Bereich von 10^{-5} mbar vorliegen. Dort wird das Gas gekühlt

und anschließend zur Lavaldüse geführt, wo die Clusterproduktion stattfindet. Außerdem verfügt das Target über ein Stickstoffsystem zum Belüften. Durch die Verwendung von Stickstoff beim Belüften werden Gefahren durch Restwasserstoff innerhalb des Targets vermieden.

Zudem ist eine Elektronenkanone installiert, die zur Ionisation der Cluster verwendet werden kann. Ionisierte Cluster wurden bereits zur Messung der Clustergeschwindigkeit verwendet [Köh10] und werden beispielsweise zur Visualisierung des Clusterstrahls durch einen MCP-Detektor [Zan12] oder in einem Spektrometer zur Massenselektion benötigt [Köh13].

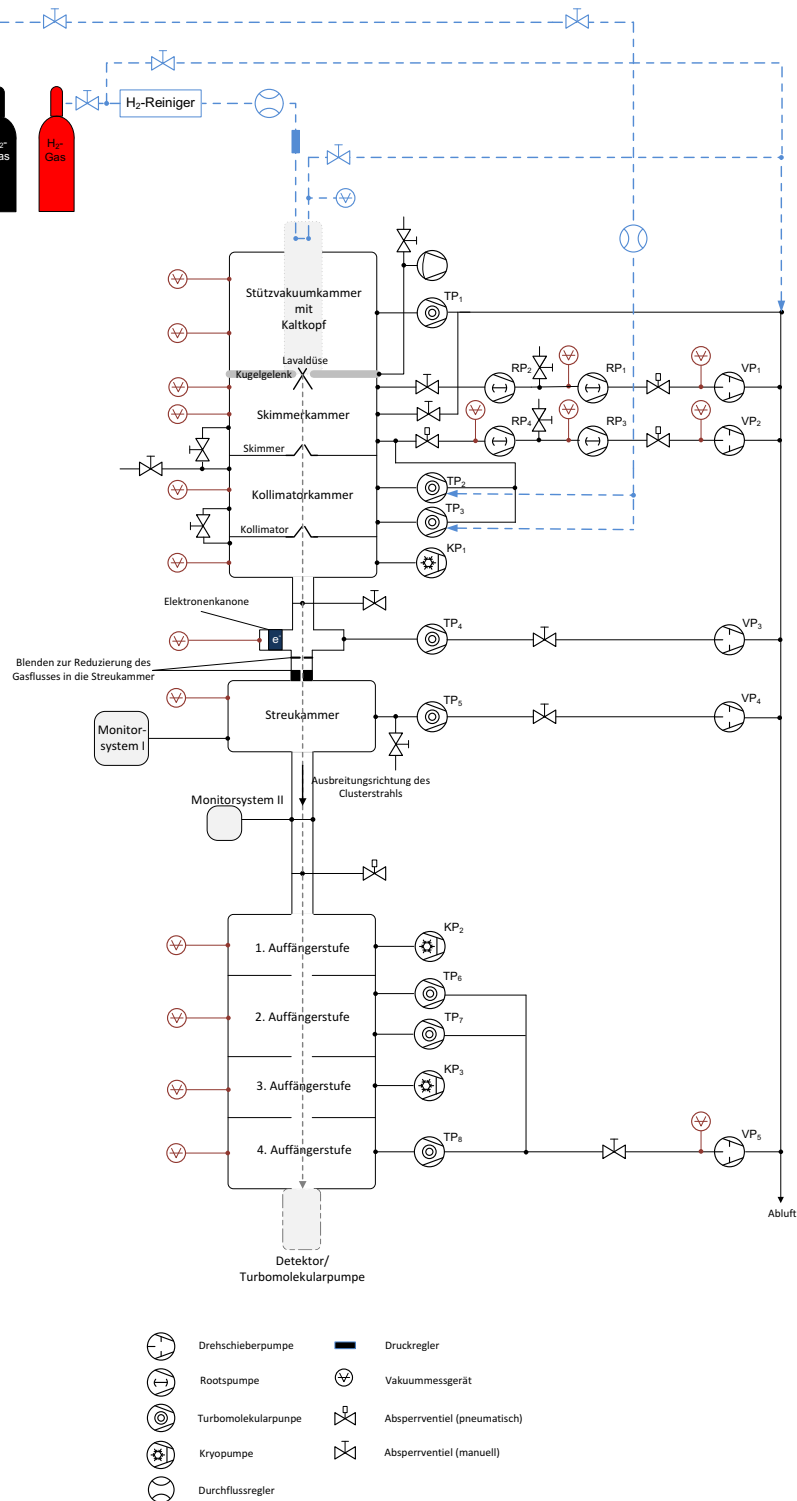


Abbildung 3.17: Vakuumsystem des Münsteraner Cluster-Jet Targets. Das Saugvermögen der einzelnen Pumpen ist in Tabelle 3.1 angegeben. In blau ist zusätzlich das Gassystem eingetragen.

3.3 Stabilität des Clusterstrahls

Für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment ist es von großer Bedeutung, dass das verwendete Target eine möglichst homogene Dichterverteilung ohne zeitliche Strukturen aufweist. Zeitliche Schwankung würde eine Änderung der Luminosität verursachen. Außerdem ist es wichtig für das Experiment, dass die Targetdichte im Experimentierbetrieb einfach zu variieren ist. Das ist beispielsweise für die schrittweise Anpassung an die Antiprotonenrate von Vorteil, um größere Antiprotonenverluste zu vermeiden und eine konstante Ereignisrate zu gewährleisten [PAN13].

Die Dichte des Clusterstrahls lässt sich einfach über Veränderung von Gasdruck und Temperatur über mehrere Größenordnungen variieren [Köh10].

Um die Stabilität der höchsten Clusterstrahldichten über einen längeren Zeitraum zu überprüfen, wurden in einem Zeitraum von fünf Stunden alle 15 Minuten Strahlprofile in der Streukammer aufgenommen und die Dichte ermittelt. Die Gastemperatur bei höchsten Dichten betrug dabei 22 K und der Druck 17 bar. In Abbildung 3.18 ist eine Langzeitmessung gezeigt. Darin ist die Clusterstrahldichte in Abhängigkeit der Zeit dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass die Targetdichte innerhalb der Unsicherheiten in einem Zeitraum von fünf Stunden konstant ist. Die Stabilität des Clusterstrahls in Zeitskalen von einigen Sekunden wurde überprüft, indem ein Monitorstab in der Streukammer direkt in das Zentrum des Clusterstrahls eingebracht wurde. Der Druck in der Streukammer wurde daraufhin in Intervallen von 3,5 s für insgesamt etwa eine Stunde gemessen. Die gemessene Druckverteilung ist in Abbildung 3.19 gezeigt und in Bereichen von 3,5 % (RMS) konstant. Dabei ist zu beachten, dass das verwendete Druckmessgerät eine Reproduzierbarkeit von 2,5 % (RMS) besitzt. Der Druckanstieg in der Streukammer ist direkt proportional zur Dichte des Clusterstrahls (s. Kapitel 5.3) und die Geschwindigkeit der Cluster ist auf diesen Zeitskalen ebenfalls konstant. Daher kann die Dichte des Clusterstrahls auch in Toleranzen von 3,5 % (RMS) als konstant angenommen werden.

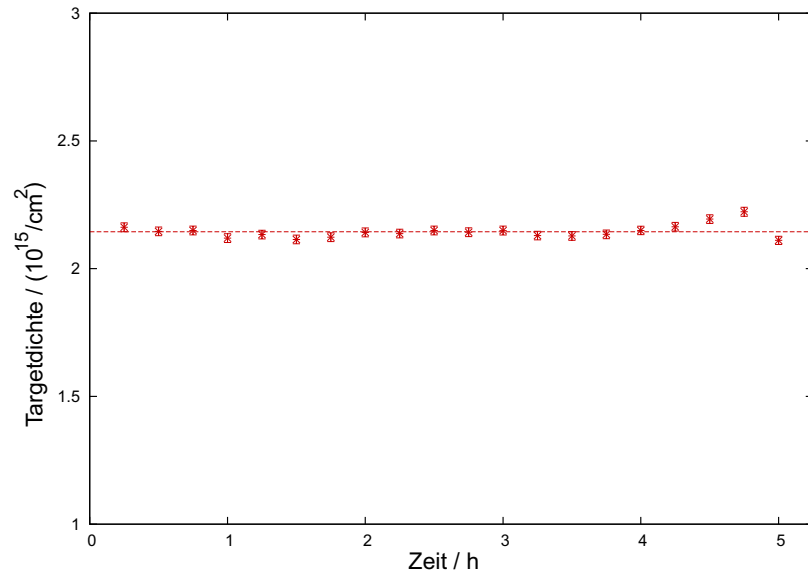


Abbildung 3.18: Langzeitmessung der Clusterstrahldichte (Messung gemeinsam mit E. Köhler). Eingetragen ist die Dichte gegen die Zeit. Es wurden nur statistische Unsicherheiten berücksichtigt. Hinzu kommen noch etwa 20 % systematische Unsicherheiten.

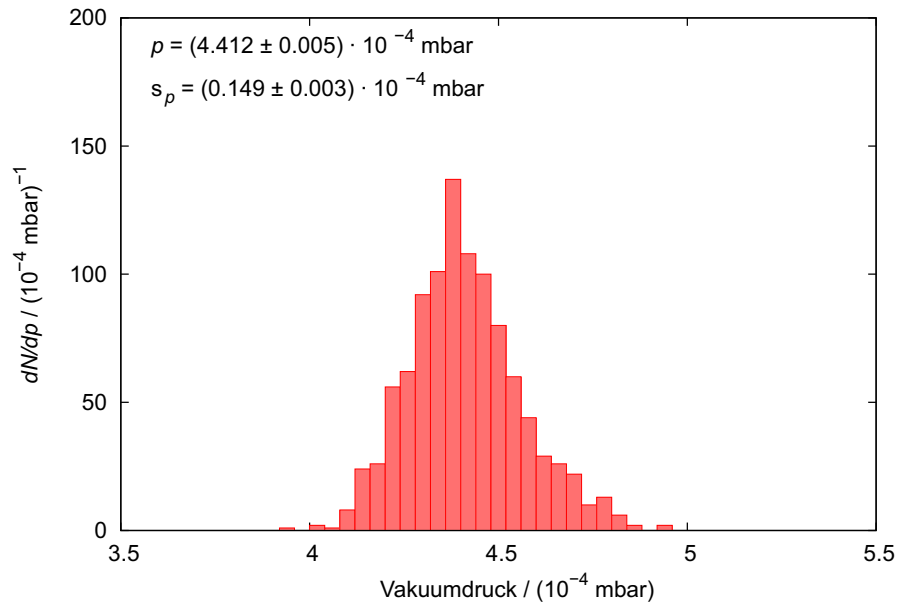


Abbildung 3.19: Stabilität des Clusterstrahls in Zeitskalen von Sekunden (aufgenommen von E. Köhler). Eingetragen ist die Druckverteilung hervorgerufen durch einen in den Clusterstrahl eingebrachten Monitorstab in der Streukammer in Intervallen von 3,5s für insgesamt etwa eine Stunde. Der gemessene Druck ist direkt proportional zur Dichte des Clusterstrahls.

Um die Reproduzierbarkeit vor allem der höchsten Dichten zu überprüfen, wurde die Clusterstrahldichte stündlich von niedriger zu hoher Dichte verändert. Dazu wurde die Temperatur bei einem konstanten Druck variiert. Außerdem wurde das Target für über 20 Stunden in einen Stand-by Modus versetzt und daraus wieder auf höchste Dichten eingestellt, was in Abbildung 3.20 gezeigt ist. Die Druck- und Temperatureinstellungen sind dabei: 17 bar und 35 K für niedrige Dichten, 17 bar und 22 K für hohe Dichten und 4 bar und 50 K für den Stand-by Modus. Daraus ist ersichtlich, dass die Dichte ohne weitere Anpassung und Justage reproduzierbar und ein Targetbetrieb schnell realisierbar ist. Außerdem ist ein Betrieb ohne Schwankung der Dichte über mehrere Stunden hinweg möglich.

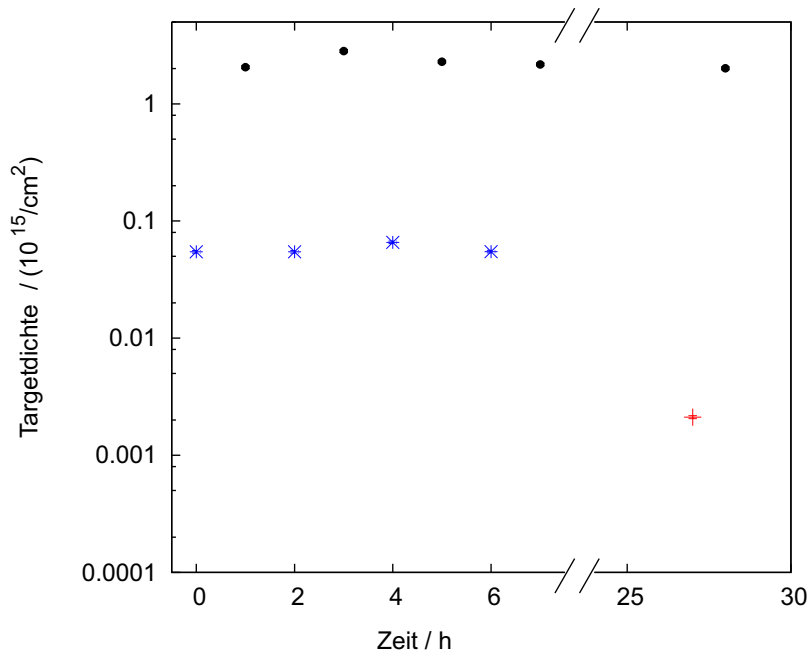


Abbildung 3.20: Reproduzierbarkeit der Clusterstrahldichten (aufgenommen von E. Köhler). Die Clusterstrahldichte (in logarithmischer Skala) wurde stündlich durch Veränderung der Druck- und Temperatureinstellungen von niedriger (17 bar, 35 K, blau x) zu hoher (17 bar und 22 K, schwarz •) Dichte variiert. Außerdem wurde das Target für einen Zeitraum von 20 Stunden in einen Stand-by Modus (4 bar und 50 K, rot +) versetzt und daraus wieder auf hohe Dichten eingestellt.

4 Der MCP-Detektor zur Visualisierung des Clusterstrahls

Eine Möglichkeit ionisierende Strahlung oder Teilchen zu detektieren bieten Microchannel Plates (engl. Mikrokanalplatte). Beim Auftreffen der Teilchen auf die MCP wird das Signal um ein Vielfaches verstärkt und kann beispielsweise mit einem Phosphorschirm visualisiert werden, sodass zusätzlich eine räumliche Auflösung erzeugt werden kann. Ein MCP-Detektor (**M**icro**C**hannel **P**late-Detektor) zur Visualisierung des Clusterstrahls wurde im Rahmen der Bachelorarbeit von A. Zannotti erfolgreich in Betrieb genommen [Zan12]. Um Cluster zu visualisieren, werden sie von einer Elektronenkanone ionisiert und auf den MCP-Detektor hin beschleunigt. Dort wird das eingehende Signal verstärkt und auf einem Phosphorschirm dargestellt. Der MCP-Detektor bietet, neben der Möglichkeit, einige Eigenschaften des Clusterstrahls genauer zu untersuchen, eine Methode zur Positions- und Größenbestimmung des Clusterstrahls. Daher kann ein Einsatz eines MCP-Detektors auch beim $\bar{\text{P}}$ ANDA-Experiment von Vorteil sein, da das aktuelle Monitorsystem in der Streukammer (vgl. Abschnitt 3.1.2) am Wechselwirkungspunkt nicht realisiert werden kann. In diesem Kapitel wird zunächst die Funktionsweise von Microchannel Plates und der Aufbau des MCP-Detektors genau beschrieben. Anschließend werden einige Aufnahmen des Clusterstrahls gezeigt. Der Übergang von Clustern, die sich aus gasförmigen beziehungsweise flüssigem Wasserstoff gebildet haben, kann mit dem MCP-Detektor visualisiert werden und wird ebenfalls in diesem Kapitel diskutiert.

4.1 Funktionsweise und Eigenschaften von MCP-Detektoren

Durch MCPs können ionisierende Strahlung und Teilchen detektiert und ihr Signal um ein Vielfaches verstärkt werden. Innerhalb eines MCP-Detektors besteht neben der einfachen Detektion und der Verstärkung des Eingangssignals auch die Möglichkeit der räumlichen Auflösung eines Signals durch eine Bildfläche wie beispielsweise einen Phosphorschirm.

Microchannel Plates bestehen aus einer Glasplatte, in die durch Ätzen [Bar09] viele mikroskopisch kleine Kanäle eingelassen sind. Die einzelnen Kanäle sind halbleitend beschichtet und die Glasplatte besitzt auf der Ober- und Unterseite metallische Elektroden, an denen eine Spannung im niedrigen kV-Bereich anliegt. Trifft ionisierende Strahlung oder Teilchen mit ausreichender Energie auf einen Kanal, dient dieser als Elektronenvervielfacher. Das eintreffende Teilchen schlägt innerhalb des Kanals Sekundärelektronen aus, die auf Grund der anliegenden Spannung zur Unterseite der Platte beschleunigt werden. Die einzelnen Kanäle sind nicht senkrecht, sondern unter einem kleinen Winkel in die Platte eingebracht, sodass die ausgeschlagenen Sekundärelektronen mehrmals auf die Kanalwände treffen, wobei weitere Elektronen ausgeschlagen werden

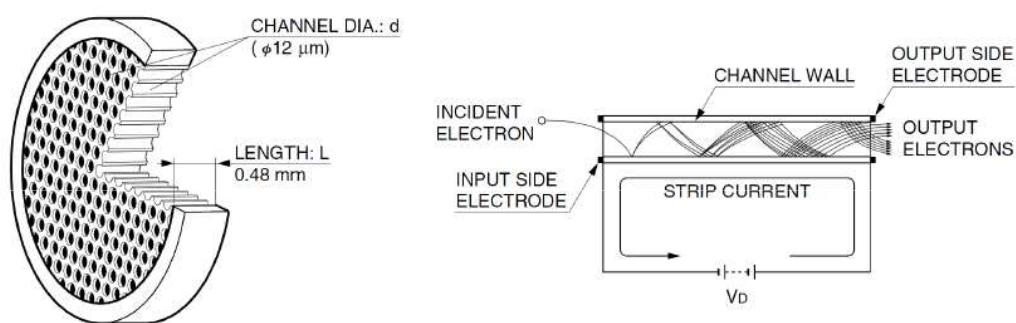


Abbildung 4.1: Links: Microchannel Plate mit eingelassenen Elektronenvervielfacher-Kanälen. Die Dicke der Platte beträgt in diesem Beispiel 0,48 mm und der Durchmesser der einzelnen Kanäle etwa 12 μm . Rechts: Schematische Darstellung der Elektronenvervielfachung innerhalb der MCP-Kanäle. Ausgeschlagene Sekundärelektronen treffen auf Grund eines kleinen Winkels der Kanäle mehrfach auf die Kanalwand wo weitere Elektronen ausgeschlagen werden und eine Elektronenlawine entsteht [Ham06].

können und eine Elektronenlawine entsteht. Dadurch treten etwa 10^4 Elektronen aus der Unterseite der MCP aus [Bar09]. In Abbildung 4.1 ist links eine Microchannel Plate mit den eingelassenen Kanälen und rechts das Prinzip der Elektronenvervielfachung gezeigt. Im Falle eines MCP-Detektors trifft die Elektronenlawine nach dem Austritt aus der MCP auf einen Phosphorschirm. Die Elektronenlawine besitzt eine genügend hohe Intensität, um auf dem Phosphorschirm eine Lichtemission im sichtbaren Bereich hervorzurufen, sodass eine räumliche Auflösung des Signals erfolgen kann. Die auf der Unterseite der Microchannel Plate austretende Elektronenlawine kann das Restgas, das sich zwischen MCP und Phosphorschirm befindet, ionisieren. Die entstehenden Ionen können zurück in den Detektor gelangen, wo sie weitere Sekundärelektronen ausschlagen können. Dieser Effekt wird als Ionenfeedback bezeichnet und würde zu einer Störung der eigentlichen Verstärkung des Ursprungssignals führen [Bar09]. Um diesen Effekt zu unterdrücken werden verschiedene Konfigurationen von MCPs benutzt. Eine einfache „Single MCP“ besteht aus einer Platte, deren Kanäle in einem Winkel von $8^\circ - 15^\circ$ gegenüber der Oberflächennormalen geneigt sind. Um ein Ionenfeedback zu verhindern und die Verstärkung zu erhöhen, können zwei MCPs hintereinander geschaltet werden, bei denen die Kanalneigungen aber entgegengesetzt gerichtet sind. Diese Konfiguration wird „Chevron Assembly“ genannt und ist schematisch in Abbildung 4.2 gezeigt. Diese Anordnung wird beim MCP-Detektor für das Cluster-Jet Target verwendet. Die Signal-

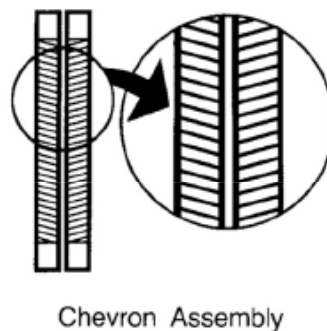


Abbildung 4.2: „Chevron Anordnung“ zur Reduzierung des Ionenfeedbacks und höherer Signalverstärkung. Zwei MCPs werden hintereinander geschaltet, wobei die Kanalneigung entgegengesetzt ist [Bar09].

Verstärkung einer „Chevron-Anordnung“ wird mit $10^5 - 10^6$ angegeben [Bar09]. Mit der Impulshöhenverteilung wird angegeben, wie oft Pulse mit einer bestimmten Intensität auftreten. Für die „Chevron-Anordnung“ ergibt sich eine Verteilung mit einem Maximum für eine bestimmte Impulshöhe. Das bedeutet, dass die Verstärkung des Signals nicht dauerhaft mit der angelegten Spannung anwächst, sondern in Sättigung geht. Das ist darauf zurückzuführen, dass mit zunehmender Spannung die Elektronendichte am Kanalausgang wächst. Ist diese Dichte so groß, dass im Kanal ein Gegenfeld aufgebaut wird, kann die Elektronenlawine nicht weiter zunehmen [Ham06].

Die räumliche Auflösung von MCPs ist besonders durch den Kanaldurchmesser beschränkt, da jeder Kanal als eigener Elektronenvervielfacher dient. Außerdem spielt der Abstand und die angelegte Beschleunigungsspannung zwischen MCP und Phosphorschirm für die räumliche Auflösung eine Rolle, da die Elektronenlawine nicht mehr durch die Kanalwände begrenzt ist und sich ausbreiten kann. Bei einer Distanz von 0,8 mm, einer Beschleunigungsspannung von 5 kV und einem Kanaldurchmesser von $12\text{ }\mu\text{m}$ ergibt sich beispielsweise eine räumliche Auflösung von etwa $33\text{ }\mu\text{m}$ [Ham06]. Im Fall der „Chevron-Anordnung“ verringert sich die räumliche Auflösung weiter, da die Elektronenlawine der ersten MCP schon zwischen beiden MCPs divergiert und bereits aufgeweitet auf die zweite MCP trifft, was anschaulich in Abbildung 4.3 dargestellt ist.

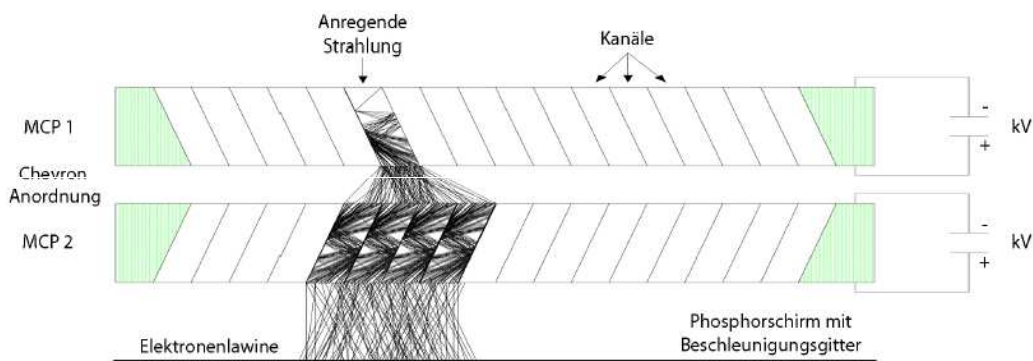


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Strahlengangs in einer MCP-„Chevron Anordnung“ (entnommen aus [Zan12] nach [Wiz79]). Innerhalb der MCP Anordnung wird der Strahlengang aufgeweitet, was eine geringere räumliche Auflösung zur Folge hat.

Die Effizienz eines MCP-Detektors hängt maßgeblich von der eintreffenden Strahlung (z. B. UV-Strahlung oder geladene Teilchen) und der Strahlungsenergie ab, aber auch von der Kanaloberfläche und dem Einfallswinkel der Strahlung [Ham06]. In Tabelle 4.1 sind typische Effizienzen für verschiedene Strahlungsarten bei unterschiedlicher Energie angegeben. Ein MCP-Detektor weist vor allem eine hohe Effizienz für Ionen im mittleren Energiebereich auf. Das bedeutet, dass ein MCP-Detektor gut zur Detektion von Wasserstoff-Clustern geeignet ist.

Strahlungsart	Energie bzw. Wellenlänge	Effizienz / %
Elektronen	0,2 keV – 2 keV	50 – 85
	2 keV – 50 keV	10 – 60
Ionen (z. B. H^+ , He^+ , Ar^+)	0,5 keV – 2 keV	5 – 58
	2 keV – 50 keV	60 – 85
	50 keV – 200 keV	4 – 60
UV	30 nm – 110 nm	5 – 15
	110 nm – 150 nm	1 – 5

Tabelle 4.1: Typische Effizienzwerte von Microchannel plates für unterschiedliche Strahlungsarten bei verschiedenen Energien[Ham06].

4.2 Aufbau des MCP-Detektors für das Cluster-Jet Target

Der MCP-Detektor für das Münsteraner Cluster-Jet Target wurde von A. Zannotti im Rahmen einer Bachelorarbeit erfolgreich in Betrieb genommen. Der Detektor besteht aus zwei MCPs (Typ MCP-50-D-R-P43 der Firma tectra GmbH) in „Chevron-Anordnung“ und einem Phosphorschirm zur Visualisierung des Signals. Der effektive Durchmesser der beiden MCPs beträgt etwa 50 mm, wobei die beiden MCPs jeweils eine Dicke von $(0,50 \pm 0,05)$ mm bei einem Kanaldurchmesser von $(12,0 \pm 0,5)$ μm aufweisen [Tec]. Die Beschichtung der Kanäle besteht aus NiCr. Die Verstärkung der verwendeten MCPs in „Chevron-Anordnung“ beträgt laut Hersteller mehr als 4×10^6 [Tec]. Beim Phosphorschirm handelt es sich um

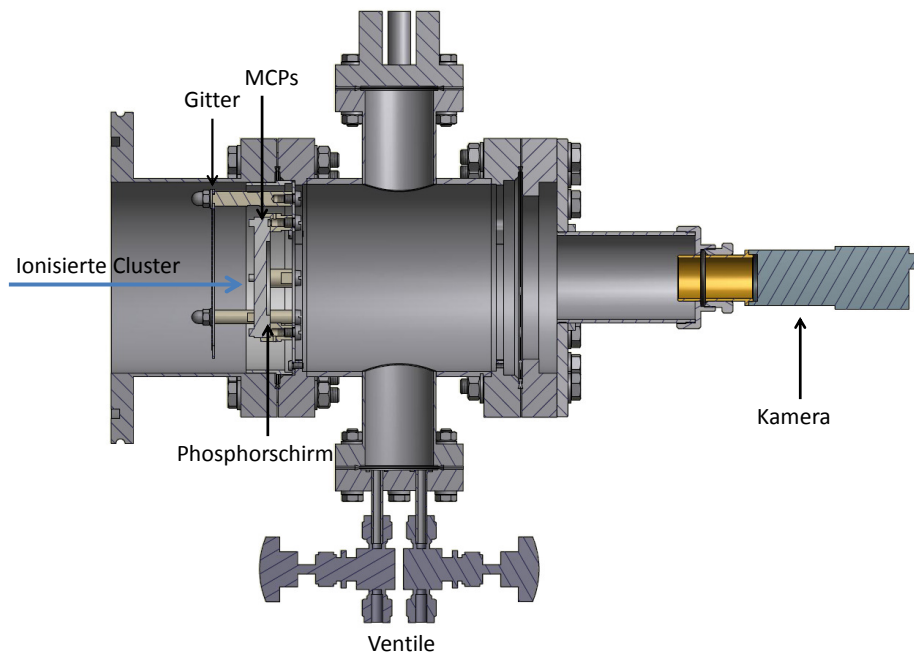


Abbildung 4.4: Seitenansicht des MCP-Detektors (basierend auf Abbildungen von D. Bonaventura). Der ionisierte Clusterstrahl passiert das Beschleunigungsgitter und trifft auf die MCPs in „Chevron-Anordnung“. Dort wird das Signal verstärkt und anschließend vom Phosphorschirm sichtbar gemacht. Mit einer Kamera kann das Signal auf einem Computer als Bilddatei abgespeichert werden.

Phosphor des Typs P43, der auf ein Glassubstrat des Typs BK-270 aufgedampft ist. Eine Seitenansicht des gesamten MCP-Detektors ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Die beiden MCPs und der Phosphorschirm sind zusammen mit einem Beschleunigungsgitter in eine Vakuumkammer eingelassen. Ein Foto der MCPs mit dem Phosphorschirm und dem Beschleunigungsgitter ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Zwei Ventile sind seitlich an der Kammer angebracht, um ein Belüften mit Stickstoff zu ermöglichen. Die gesamte Stromversorgung erfolgt über Vakuumdurchführungen. Eine hinter dem Phosphorschirm angebrachte Kamera des Typs pco.pixelfly usb ermöglicht eine direkte Beobachtung des erzeugten Bildes auf einem Computer.

Um den Clusterstrahl beobachten zu können, werden die Cluster zunächst von einer Elektronenkanone kurz hinter der Clusterquelle im Bereich der Zwischenstufe (vgl.



Abbildung 4.5: Fotografie der wesentlichen Elemente des MCP-Detektors (aufgenommen von E. Köhler). Am oberen Ende des Aufbaus ist das Beschleunigungsgitter mit einem Gitterabstand von 2,5 mm oberhalb der MCPs zu erkennen. Der Phosphorschirm befindet sich direkt unterhalb der MCPs.

Abbildung 3.17) ionisiert. Darin wird ein Filament auf eine positive Spannung von maximal 10 V gesetzt. Eine Spiegelelektrode auf negativem Potential (-150 V) ist dafür verantwortlich, dass Elektronen das Filament verlassen und Richtung Clusterstrahl beschleunigt werden, wodurch die Cluster ionisiert werden. Nach Passieren des geerdeten Beschleunigungsgitters innerhalb des MCP-Detektors werden die Cluster zur ersten Microchannel Plate, die sich auf negativem Potential befindet, hin beschleunigt. Über einen Spannungsteiler liegt auch die zweite MCP auf negativem Potential im Verhältnis 1 : 2. Beide Spannungen liegen dabei im kV-Bereich. Der Phosphorschirm befindet sich auf positivem Potential im kV-Bereich, sodass die aus den MCPs austretende Elektronenlawine darauf beschleunigt wird. Die an den MCPs und Phosphorschirm anliegenden Spannungen

können über Spannungsregler separat eingestellt werden. Die Signale des Clusterstrahls beziehungsweise der MCPs werden am Phosphorschirm in sichtbares Licht umgewandelt und können von der Kamera auf einen PC übertragen werden. Eine schematische Skizze des gesamten Aufbaus mit Elektronenkanone und MCP-Detektor ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Darin ist auch die gesamte Spannungsversorgung mit den maximalen Spannungswerten eingezeichnet. Der Spannungsteiler wird durch hochohmige Widerstände realisiert, die zudem einen Spannungsüberschlag zwischen beiden Microchannel Plates vermeiden.

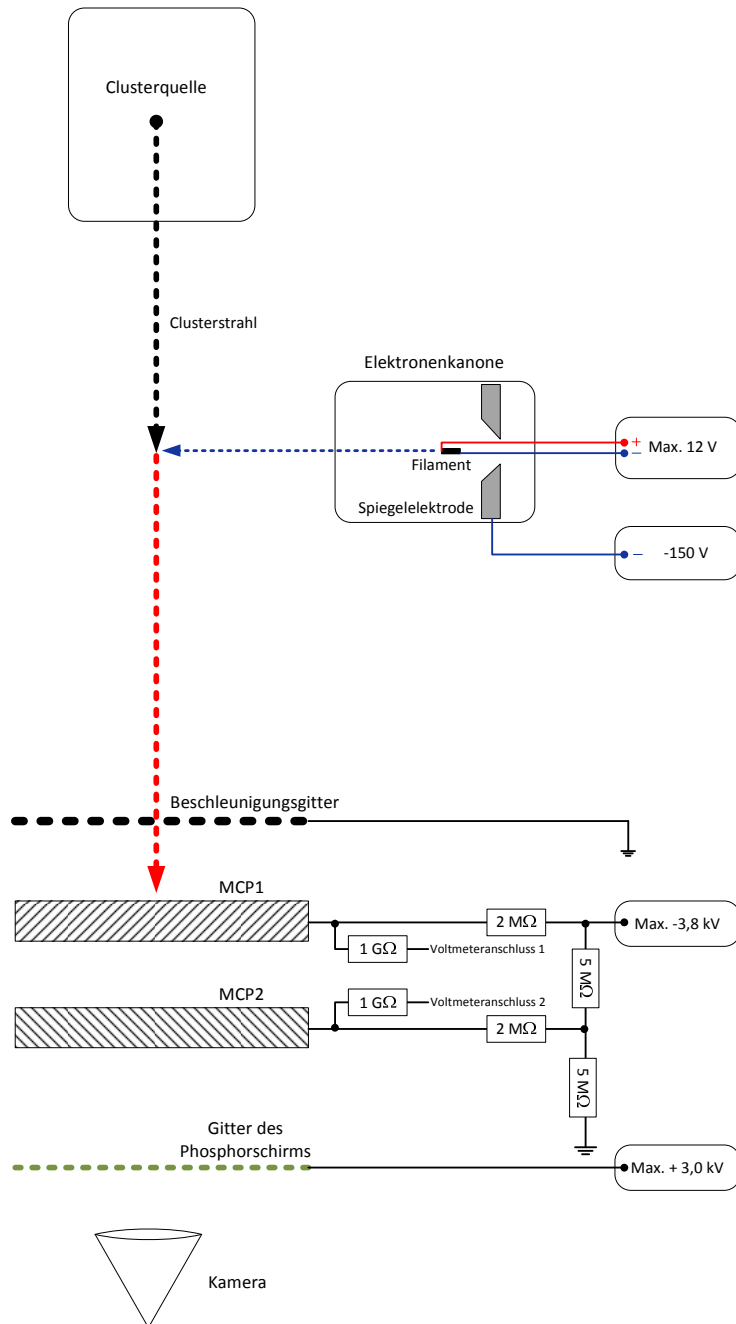


Abbildung 4.6: Schematischer Aufbau des MCP-Detektors. Eine Elektronenkanone ionisiert die Cluster, die nach Passieren des geerdeten Beschleunigungsgitters auf das erste MCP beschleunigt werden. Angegeben sind zusätzlich die maximalen Spannungswerte, die angelegt werden können. Die hochohmigen Widerstände sind für die Spannungsteilung zwischen beiden MCPs zuständig und verhindern einen Spannungsüberschlag zwischen beiden.

4.3 Aufnahmen des Clusterstrahls mit dem MCP-Detektor

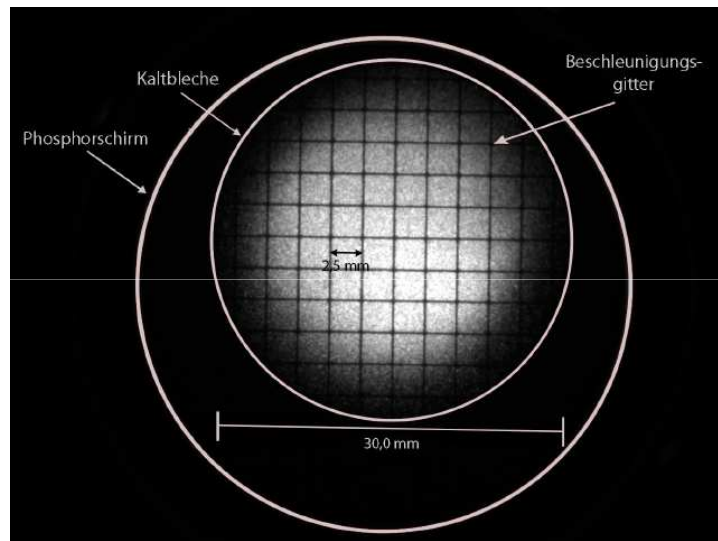


Abbildung 4.7: Darstellung des Clusterstrahls mittels MCP-Detektor [Zan12]. Die Struktur des Beschleunigungsgitters mit einem Gitterabstand von 2,5 mm ist gut zu erkennen. Die Ausdehnung des Clusterstrahls beträgt etwa 22 mm. Außerdem sind die Öffnungsdurchmesser der Kaltbleche in der Kryopumpe und die Begrenzung des Phosphorschirms gekennzeichnet.

Mit Hilfe des MCP-Detektors kann der Clusterstrahl visualisiert werden. Dies bietet eine Möglichkeit zur Justage und Abschätzung von Breite und Position des Clusterstrahls (vgl. [Zan12]). Eine Darstellung des Clusterstrahls mittels MCP-Detektor ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Für diese Aufnahme wurde mit einer Gastemperatur von 22 K und einem Druck von > 4 bar vor der Lavaldüse gearbeitet. Der verwendete Kollimator besitzt eine runde Öffnung mit einem Durchmesser von 0,5 mm. Die Spannungseinstellungen für den Detektor betrugen: maximal 3,0 kV beziehungsweise 1,5 kV an den beiden Microchannel Plates und 2,2 kV am Phosphorschirm. Für die Aufnahme wurde eine Belichtungszeit von 2000 ms gewählt. In der Aufnahme ist deutlich der Clusterstrahl zu erkennen, der vollständig auf den Detektor trifft. Innerhalb des Clusterstrahls ist eine Helligkeitsverteilung mit einem Maximum, das sich sehr zentral innerhalb des Clusterstrahls befindet, zu erkennen. Die Intensität des Strahls ist direkt proportional zur Dichte. Daher stellt ein Intensitätsprofil der Aufnahme eine relative Dichteverteilung dar. Innerhalb der Aufnahme ist zudem die

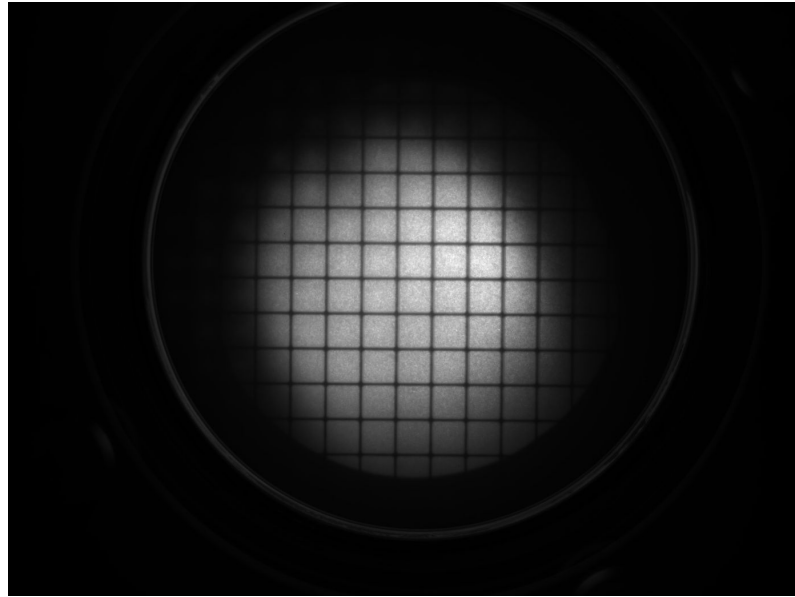


Abbildung 4.8: Abbildung des Clusterstrahls aus 256 gemittelten Einzelaufnahmen mit einer Belichtungszeit von 500 ms. Es ist deutlich eine Intensitätsverteilung mit einem Maximum zu erkennen.

Struktur des Beschleunigungsgitters sichtbar. Der reale Gitterabstand beträgt 2,5 mm. Mit dieser Angabe kann die Größe des Clusterstrahls sehr gut abgeschätzt werden. In diesem Fall hat der Clusterstrahl eine Ausdehnung von etwa 22 mm in einer Entfernung von etwa 5 m hinter der Lavaldüse. Außerdem sind in der Aufnahme die Öffnungsdurchmesser der Kaltbleche der Kryopumpe und die Begrenzung des Phosphorschirms deutlich zu erkennen. Die Aufnahmesoftware der Kamera erlaubt es mehrere Bilder nacheinander aufzunehmen und diese dann übereinander zu legen und Mittelwerte zu bilden. Eine Anpassung der Helligkeit geschieht dabei automatisch, um eine Überbelichtung zu vermeiden. Eine MCP-Aufnahme bei der insgesamt bei einer Belichtungszeit von 500 ms 256 Bilder übereinander gelegt wurden, ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Außerdem können daraus relative Intensitätsprofile erstellt werden, was in Abbildung 4.9 links für die Aufnahme aus Abbildung 4.8 gezeigt ist. Für diese Profile wird jedem Pixel eine relative Intensität zugeordnet und gegen die jeweilige Position aufgetragen. In der gezeigten Abbildung liegt das Maximum nicht direkt in der Mitte des Clusterstrahls. Projiziert man diese Verteilung auf die Ordinate beziehungsweise die Abszisse, erhält man eine eindimensionale Verteilung, die den aufgenommenen Strahlprofilen in der Streukammer sehr ähnlich ist.

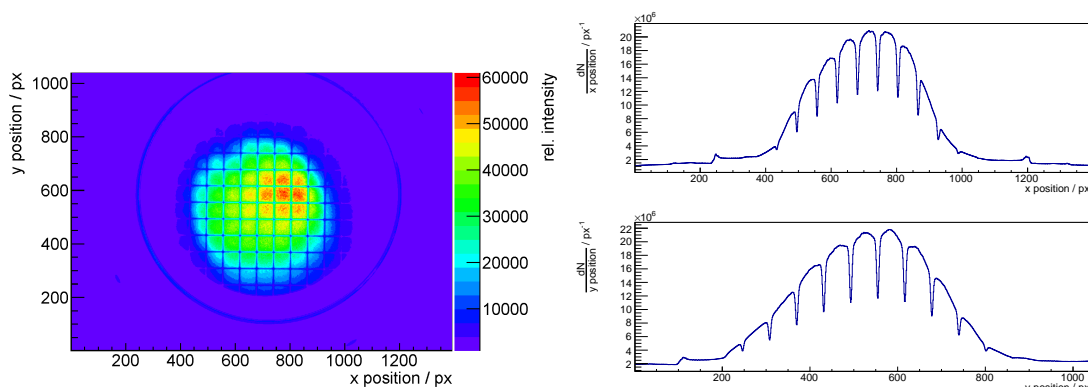


Abbildung 4.9: Links: Intensitätsverteilung der gemittelten MCP-Aufnahme. Dabei wurde jedem Pixel eine relative Intensität zugeordnet und gegen ihre Position aufgetragen. Rechts: Projektion der Intensitätsverteilung auf die Ordinate beziehungsweise Abszisse. Die senkrechten Einkerbungen entsprechen den Positionen der Gitterstreben.

Man erkennt in beiden Verteilungen, dass das Intensitätsmaximum nicht direkt in der Mitte des Clusterstrahls liegt. Die senkrechten Einkerbungen entsprechen den Positionen der Gitterstreben. Die Aufnahme ist nach längerem Betrieb des Targets aufgenommen worden, sodass ein stabiler Clusterstrahl vorhanden war. Die Verschiebung des Maximums kann auf eine nicht optimale Einstellung von Skimmer und Kollimator zueinander bei den gewählten Einstellungen von Temperatur und Druck zurückzuführen sein. Sowohl die Intensitätsverteilung als auch die Projektion bieten jedoch eine gute Möglichkeit, Aussagen über die relative Clusterstrahldichte zu ermöglichen.

4.4 Indirekte Beobachtung des Übergangs von gasförmigen zu flüssigem Wasserstoff

Der MCP-Detektor stellt eine hervorragende Möglichkeit zur Beobachtung des Clusterstrahls dar. Betrachtet man den Clusterstrahl (extrahiert und definiert durch einen runden Kollimator mit Durchmesser 0,5 mm) bei Bedingungen vor der Düse von 35 K und etwa 6,5 bar, sind Strukturen zu beobachten. Abbildung 4.10 zeigt eine MCP-Aufnahme dieses Clusterstrahls mit einer Belichtungszeit von 500 ms. Obwohl der Strahl gut justiert ist

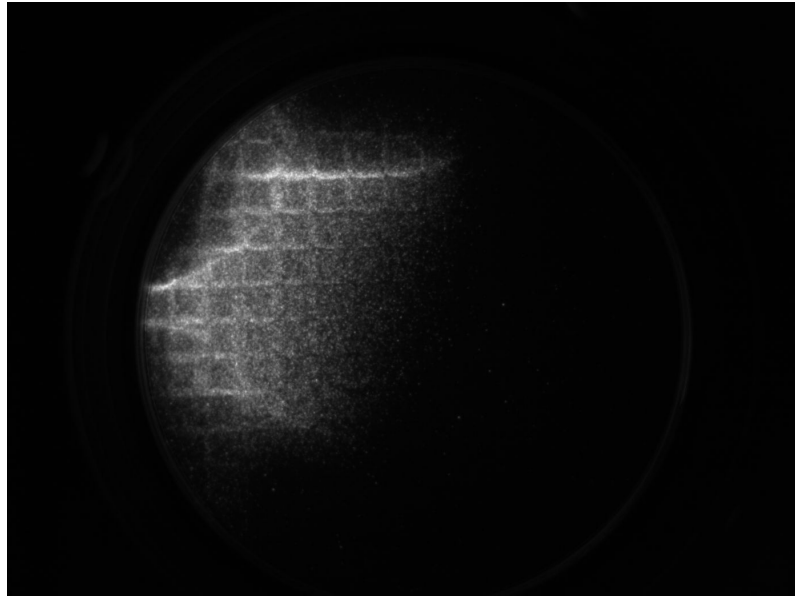


Abbildung 4.10: Abbildung des Clusterstrahls bei Bedingungen vor der Düse von 35 K und 6,5 bar. Der ionisierte Strahl weist keine runde Form auf und trifft trotz guter Justage von Skimmer und Kollimator den Detektor nicht zentral.

und zentral in die Streukammer gelangt, treffen die ionisierten Cluster nicht mittig auf den MCP-Detektor. Außerdem ist eine runde Form des Strahls nicht mehr zu erkennen. Senkt man die Temperatur weiter ab, beispielsweise auf 30 K, ändert sich die Position des Clusterstrahls nur wenig und die Strukturen bleiben erhalten. Bei weiterer Absenkung der Temperaturen wandert der ionisierte Clusterstrahl zur Mitte des Detektors. Ab einer Temperatur von $< 28,7$ K zeigt sich erst die runde Form des Clusterstrahls. Erst ab einer Temperatur von etwa 22 K trifft der ionisierte Strahl dann zentral auf den Detektor. In Abbildung 4.11 sind Aufnahmen des Clusterstrahls mit unterschiedlichen Temperaturen bei einem konstanten Druck von > 6 bar gezeigt. Alle Aufnahmen wurden mit einer Belichtungszeit von 500 ms und einer Wartezeit von jeweils 10 min zur Temperaturstabilisierung aufgenommen. Es ist deutlich der Übergang von abgelenkten zu unbehinderten Clustern bei einer Temperatur von $< 28,8$ K zu erkennen. Dass der genaue Übergang bei Temperaturen zwischen 28,8 K und 28,7 K stattfindet, lässt sich auch durch Abbildung 4.12 zeigen. Darin sind einzelne Aufnahmen des Clusterstrahls gezeigt, die direkt aufeinander folgend ohne Wartezeit zur Stabilisierung der Temperatur

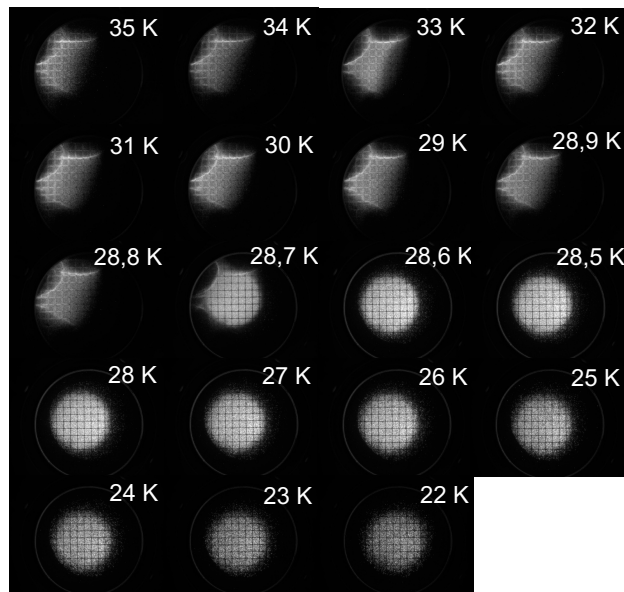


Abbildung 4.11: Aufnahmen des Clusterstrahls bei unterschiedlichen Temperaturen. Alle Aufnahmen sind nicht gemittelte Einzelbilder und wurden mit einer Belichtungszeit von 500 ms aufgenommen. Zwischen den einzelnen Aufnahmen wurde eine Wartezeit von 10 min eingehalten, um eine Temperaturstabilisierung zu ermöglichen. Es ist klar zu erkennen, dass ein Übergang zwischen einem abgelenkten und unbehinderten, ionisierten Clusterstrahl bei einer Temperatur $< 28,8$ K stattfindet.

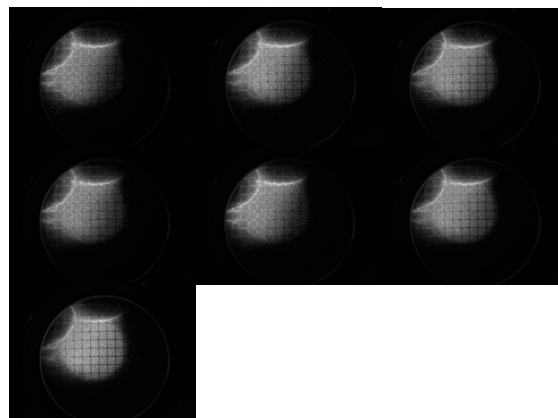


Abbildung 4.12: Aufnahmen des Clusterstrahls beim Temperaturübergang von 28,8 K zu 28,7 K ohne Wartezeit zur Stabilisierung der Temperatur. Alle Aufnahmen wurden mit einer Belichtungszeit von 500 ms direkt hintereinander aufgenommen. Es ist deutlich eine Änderung der Form des aufgenommenen Clusterstrahls mit der Zeit und Abnahme der Temperatur zu erkennen.

aufgenommen wurden, sodass der genaue Temperaturübergang beobachtet werden kann. Der Temperaturbereich, bei dem der Übergang auftritt, entspricht genau dem Übergang von gasförmigen zu flüssigen Wasserstoff vor der Düse. Die Dampfdruckkurve von Wasserstoff verläuft bei etwa 6,5 bar und einer Temperatur von etwa 28,7 K und ist in Abbildung 4.14 gezeigt. Das weist darauf hin, dass bei diesem Übergang eine Änderung im Clusterproduktionsprozess und eine Massenänderung stattfindet. Ein Hinweis auf eine Massenänderung ist auch die Tatsache, dass der Clusterstrahl bei Temperaturen von $< 28,8$ K in der Skimmerkammer komplett sichtbar und bei höheren Temperaturen nicht vollständig sichtbar ist. Auf Grund der Mie-Streuung ist zu erwarten, dass der Durchmesser der Cluster im sichtbaren Bereich in der Größenordnung der Wellenlänge des eingestreuten Lichts liegt. Zwei Aufnahmen des Clusterstrahls in der Skimmerkammer sind in Abbildung 4.13 gezeigt. Das lässt den Schluss zu, dass Cluster, die mit flüssigen Wasserstoff produziert wurden, eine größere Masse besitzen. Eine Verifizierung dieser Aussage kann beispielsweise durch eine Messung der Clustermassen geschehen (vgl. E. Köhler [Köh13]).

Die Ausprägung der Strukturen bei Temperaturen von $> 28,7$ K kann zum jetzigen Zeitpunkt nicht geklärt werden. Es scheint, als ob die Cluster, die mit gasförmigem Wasserstoff produziert wurden, zum Auffänger hin abgelenkt werden. Grund für die Ablenkung können Randfelder sein, die die Cluster auf einer Flugstrecke von mehr als 4 m beeinflussen. Diese Beobachtung wird aktuell genauer untersucht.

Der MCP-Detektor wurde erfolgreich in Betrieb genommen. Mit Hilfe des Detektors kann der Clusterstrahl visualisiert werden und die Position und die Größe des Strahls abgeschätzt werden. Der Detektor wurde außerdem erfolgreich am ANKE Experiment am COSY-Beschleuniger installiert. Die Ergebnisse werden im Folgenden diskutiert.

Außerdem können mit Hilfe von Intensitätsprofilen Aussagen über die relative Dichte des Clusterstrahls getroffen werden. Dadurch kann der MCP-Detektor als Monitorsystem und Justagekontrolle eine wichtige Komponente des Cluster-Jet Targets am $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment darstellen, da dort das aktuell verwendete Monitorsystem in der Streukammer nicht zum Einsatz kommen kann. Mit dem MCP-Detektor können weitere Eigenschaften

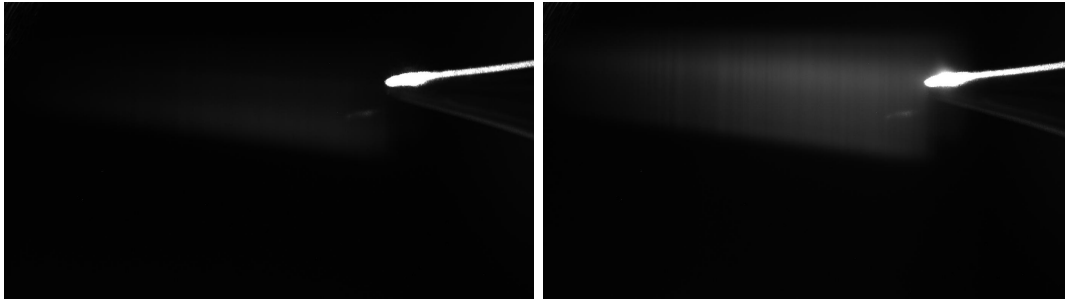


Abbildung 4.13: Aufnahmen des Clusterstrahls in der Skimmerkammer bei unterschiedlicher Temperatur. Am rechten Bildrand ist jeweils die Spitze des Skimmers zu erkennen. Links: Clusterstrahl bei einer Temperatur von 28,8 K. Der Clusterstrahl ist nicht zu erkennen. Rechts: Clusterstrahl bei einer Temperatur von 28,7 K. Der Clusterstrahl ist in der Skimmerkammer sichtbar. Der Übergang von nicht sichtbar zu sichtbar lässt auf eine Massenänderung der Cluster innerhalb des Strahls schließen.

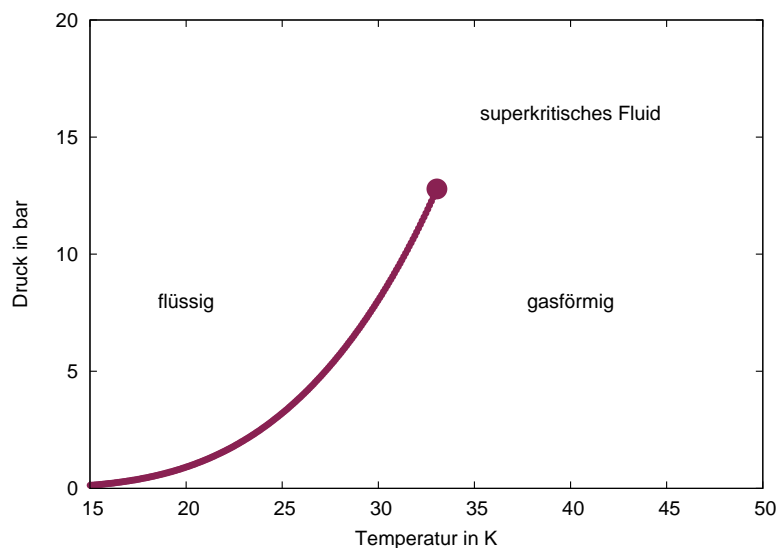


Abbildung 4.14: Dampfdruckkurve von Wasserstoff. Aufgetragen ist der Druck in bar gegen die Temperatur in K.

des Clusterstrahls untersucht werden. Beispielsweise eine Änderung im Clusterproduktionsprozess, wenn statt gasförmigem flüssiger Wasserstoff vor der Düse verwendet wird. Desweiteren können mit Hilfe des MCP-Detektors die Clustermassen abgeschätzt werden [Köh13]. Dazu können die ionisierten Cluster von einem Magnetfeld oder einem elektrischen Feld abgelenkt werden. Aus der zu beobachtenden Ablenkung auf dem MCP-Detektor können Aussagen über die Clustermassen getroffen werden [Köh13].

4.5 Installation des MCP-Detektors am ANKE-Experiment

Das ANKE-Experiment am COSY-Beschleuniger in Jülich verwendet ebenfalls ein Cluster-Jet Target. Der Kollimator besitzt bei diesem Target aktuell eine runde Öffnung mit einem Durchmesser von etwa 2 mm und der Abstand zwischen der Clusterquelle und dem Wechselwirkungspunkt beträgt beim ANKE-Target etwa 0,65 m [Täs⁺11].

Zur Visualisierung des Clusterstrahls wurde der MCP-Detektor erfolgreich am Auffänger des ANKE-Cluster-Jet Targets installiert. Zur Ionisation der Cluster dient bei den Aufnahmen der Protonenstrahl des Beschleunigers. In Abbildung 4.15 sind zwei Aufnahmen des Clusterstrahls am ANKE-Experiment in Falschfarben gezeigt. Die Ordinate stellt dabei jeweils die COSY-Strahlrichtung dar. Die Aufnahme links wurde zu Beginn eines Zyklus kurz nach der Injektion des Strahls in den COSY-Beschleuniger aufgenommen. Dabei ist der Strahl noch nicht im Speicherring beschleunigt worden. Die runde Form des Clusterstrahls ist gut zu erkennen. Im linken Bereich dieser Aufnahme sind die Blenden der Kryopumpen des Auffängers als Begrenzung des Clusterstrahls zu erkennen. Durch die bekannten Gitterabstände von 2,5 mm des Beschleunigungsgitters kann die Größe des Clusterstrahls abgeschätzt werden. Der Clusterstrahl besitzt bei dieser Aufnahme eine Größe von etwa 30 mm direkt vor dem Detektor. Wird der Protonenstrahl hochbeschleunigt setzt die sogenannte adiabatische Kühlung ein und die räumliche Ausdehnung des Beschleunigerstrahls verringert sich [Hin08]. In Abbildung 4.15 rechts ist eine Aufnahme des Clusterstrahls in Falschfarben durch den MCP-Detektor gezeigt, bei der der Protonenstrahl auf einen Impuls von etwa $2 \frac{\text{GeV}}{c}$ beschleunigt wurde. Es ist deutlich eine längliche Struktur

zu erkennen. Diese Struktur stellt den Überlappbereich zwischen Beschleunigerstrahl und Targetstrahl dar, da nur Cluster abgebildet werden, die zuvor vom Beschleunigerstrahl ionisiert wurden. Die Größe des Beschleunigerstrahls vor dem MCP-Detektor lässt sich wiederum grob durch die Gitterabstände abschätzen zu etwa $a_{\text{MCP}} = 10$ mm. Mit Hilfe des Strahlensatzes kann die Größe sowohl des Clusterstrahls als auch des Beschleunigerstrahls am Wechselwirkungspunkt abgeschätzt werden. Die Entfernung zwischen Kollimator des ANKE Cluster-Jet Targets und dem Wechselwirkungspunkt $d_{\text{Koll/WWP}}$ beträgt etwa 628 mm und der Abstand zwischen Kollimator und MCP-Detektor $d_{\text{Koll/MCP}}$ liegt bei etwa 1129 mm. Nach dem Strahlensatz ergibt sich mit den abgeschätzten Größen am

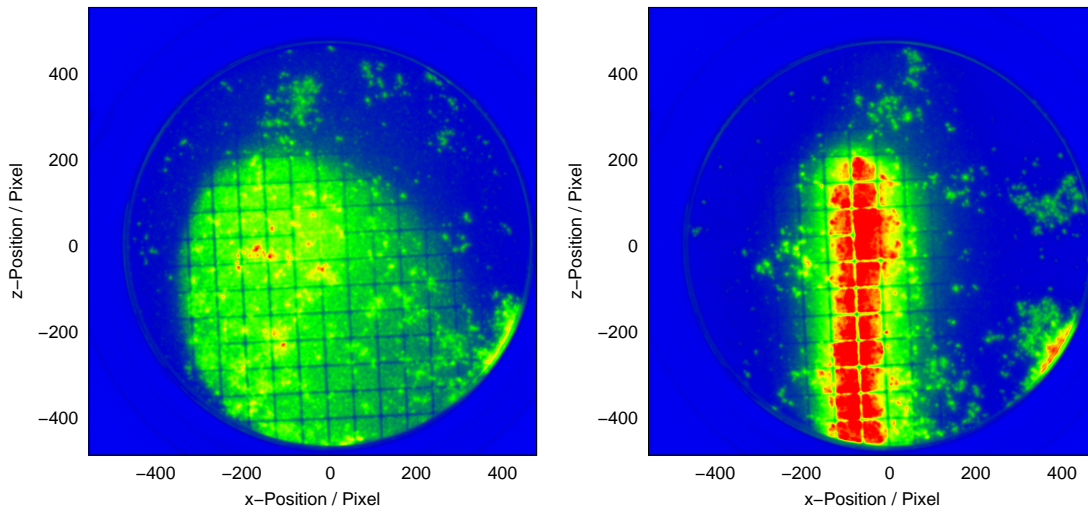


Abbildung 4.15: Aufnahmen des Clusterstrahls am ANKE-Experiment. Die Cluster wurden für diese Aufnahme vom COSY-Beschleunigerstrahl ionisiert. Links: Aufnahmezeitpunkt direkt nach Injektion des Protonenstrahls in den COSY-Ring. Es ist deutlich der runde Querschnitt des Clusterstrahls zu erkennen. Die Größe des Clusterstrahls vor dem Detektor lässt sich grob zu 30 mm abschätzen. Rechts: Aufnahme bei einem beschleunigten Protonenstrahl mit einem Impuls von etwa $2 \frac{\text{GeV}}{c}$. Der ionisierte Bereich des Clusterstrahls ist deutlich geringer als die gesamte Fläche. Der abgebildete Bereich entspricht dem Überlappbereich zwischen COSY- und Clusterstrahl mit einer Ausdehnung von etwa 12 mm am Detektor.

MCP-Detektor a_{MCP} und damit für die entsprechenden Größen am Wechselwirkungspunkt a_{WWP} :

$$\frac{d_{\text{Koll/MCP}}}{d_{\text{Koll/WWP}}} = \frac{a_{\text{MCP}}}{a_{\text{WWP}}} \quad (4.1)$$

$$\Rightarrow a_{\text{WWP}} = a_{\text{MCP}} \cdot \frac{d_{\text{Koll/WWP}}}{d_{\text{Koll/MCP}}} . \quad (4.2)$$

Der Durchmesser des Clusterstrahls am Wechselwirkungspunkt entspricht demnach etwa 16,5 mm. Die Breite des Beschleunigerstrahls beträgt etwa 5,5 mm.

Im Vergleich ist der runde Clusterstrahl etwa 3 mal so breit wie der Beschleunigerstrahl. Eine Verringerung der transversalen Ausdehnung des Clusterstrahls würde zu einer Verminderung des Restgasuntergrundes und somit zu einer Verbesserung der Vertex- und Impulsrekonstruktion führen. Im Rahmen dieser Masterarbeit wurden systematische Messungen mit Schlitzkollimatoren unterschiedlichster Größe am Münsteraner Cluster-Jet Target durchgeführt, die die Ausdehnung des Clusterstrahls verringern, ohne den effektiven Überlapp zwischen Target und Beschleunigerstrahl zu beeinflussen. Die Auswertung dieser Messungen wird im Folgenden vorgestellt.

Der MCP-Detektor konnte erfolgreich am Cluster-Jet Target des ANKE-Experiments installiert werden und ermöglicht die Visualisierung des Clusterstrahls beziehungsweise des Überlappbereichs mit dem Beschleunigerstrahl. Daher kann ein MCP-Detektor beim $\bar{\text{P}}$ ANDA-Experiment zur Visualisierung des Clusterstrahls wie erwartet eingesetzt werden und als Instrument zur Justage dienen.

5 Präparation von Clusterstrahlen

Nachdem der Clusterstrahl beim Durchlaufen der Lavaldüse erzeugt wurde, dienen einige Blenden zur Präparation. Zunächst trennt der Skimmer den Clusterstrahl vom Restgas. Eine weitere Blende, der Kollimator, ist anschließend für die weitere Separation und vor allem für die Formgebung des Clusterstrahls verantwortlich. Beim Münsteraner Cluster-Jet Target können unterschiedliche Arten von Kollimatoren verwendet werden: beispielsweise Kollimatoren mit einer runden Öffnung und Schlitzkollimatoren.

Beim $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment ist es wichtig, die Ausdehnung des Clusterstrahls am Wechselwirkungspunkt so klein wie möglich zu halten, um eine gute Impulsrekonstruktion zu gewährleisten und den Restgasuntergrund zu minimieren. Das bedeutet, dass der Targetstrahl in der Größenordnung der Ausdehnung des Antiprotonenstrahls sein sollte, da der Wechselwirkungsbereich nur über die Ausdehnung des Antiprotonenstrahls definiert wird. Der Antiprotonenstrahl im HESR besitzt nach Beschleunigung und Kühlung eine Ausdehnung von weniger als $100\text{ }\mu\text{m}$ [PAN13]. Die Dichte des Targetstrahls soll jedoch weiterhin größer als $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ sein.

In diesem Kapitel werden die Vorteile der Verwendung eines Schlitzkollimators gegenüber eines Kollimators mit runder Öffnung genauer diskutiert. Außerdem werden die Strahlprofile eines schlitzförmigen Clusterstrahls und die verwendete mathematische Funktion zur Berechnung der resultierenden Dichte erläutert. Darüber hinaus werden die Messungen mit unterschiedlichen Öffnungsweiten der Schlitzkollimatoren gezeigt und im Hinblick auf das Verhältnis von Signal zu Untergrund diskutiert.

Abschließend werden in diesem Kapitel unterschiedliche Arten der Kollimatorrohlinge vorgestellt.

5.1 Verwendung von Schlitzkollimatoren

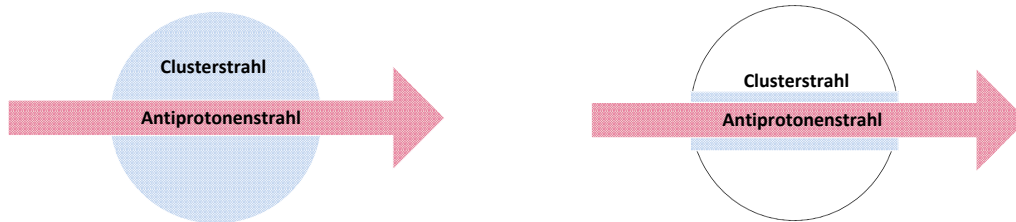


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Überlappbereichs zwischen Antiprotonen- und Clusterstrahl. Links: Überlappbereich bei einem runden Clusterstrahl. Rechts: Überlappbereich für einen Clusterstrahl, der mit einem Schlitzkollimator definiert wurde. Die Ausbreitungsrichtung des Clusterstrahls ist jeweils senkrecht zur Zeichenebene.

Mit einem Kollimator mit runder Öffnung und einer Öffnungsweite von 0,7 mm ist es bereits gelungen Targetdichten von mehr als $2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ zu erreichen. Am Wechselwirkungspunkt besitzt der Clusterstrahl dabei einen Durchmesser von etwa 10 mm. Um die transversale Ausdehnung des Clusterstrahls weiter zu verringern, können Kollimatoren mit schlitzförmiger Öffnung verwendet werden. Dadurch verringert sich die Targetfläche, der Überlappbereich zwischen Target- und Beschleunigerstrahl wird jedoch nicht beeinflusst. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 5.1 eine schematische Darstellung des Überlappbereichs zwischen Beschleunigerstrahl und Targetstrahl einmal für einen runden Clusterstrahl (links) und für einen Clusterstrahl, der durch einen Schlitzkollimator definiert wurde, gezeigt. Ein Schlitzkollimator ist in Abbildung 5.2 links dargestellt und eine Mikroskopaufnahme eines Schlitzes ist rechts zu sehen. Um einen solchen Kollimator herzustellen, wird ein Schlitz in einen Kollimatorrohling aus Edelstahl gelasert. Die Maße betragen für diesen Schlitz etwa 770 μm in der Länge und 190 μm in der Breite. Eine Aufnahme eines mit einem Schlitzkollimator definierten Clusterstrahls ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Durch einen Schlitzkollimator kann die Form des Clusterstrahls klar definiert werden und die rechteckige Form lässt mit dem MCP-Detektor gut visualisieren, was in Kapitel 4 näher erläutert wird.

Insgesamt stehen zur Zeit mehr als 20 Kollimatoren mit unterschiedlichen Öffnungsweiten

in verschiedenen Bauformen für den Einsatz am Cluster-Jet Target zur Verfügung. Die Bauformen werden in Abschnitt 5.2 diskutiert. Eine Tabelle mit allen Maßangaben der zur Verfügung stehenden Kollimatoren befindet sich im Anhang (vgl. Tabelle A.2). Basierend auf systematischen Untersuchungen im Rahmen einer Bachelorarbeit [Her10] und Aufnahmen des Clusterstrahls mit dem MCP-Detektor (vgl. Abbildung 5.3) konnte festgestellt werden, dass der Clusterstrahl sehr gut durch einen Schlitzkollimator definiert werden kann. Darauf aufbauend wurden im Rahmen dieser Masterarbeit fünf Schlitzkollimatoren mit unterschiedlichen Abmessungen eingesetzt und die Eigenschaften des Clusterstrahls in der Streukammer untersucht. Die untersuchten Kollimatoren sind jeweils aus einem Kegelstumpf gefertigt worden. In Tabelle 5.1 sind die genauen Abmessungen der verwendeten Kollimatoren eingetragen. Sie besitzen jeweils unterschiedliche Breiten, wobei vier in erster Näherung die gleiche Länge haben.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Eigenschaften des schlitzförmigen Clusterstrahls vor allem im Hinblick auf die Targetdichte (s. Kapitel 5.7) und dem Verhältnis aus Signal zu Untergrund (s. Abschnitt 5.8) genauer zu untersuchen. Dazu wurden die verschiedenen Schlitzkollimatoren mit unterschiedlicher Öffnungsweite in das Cluster-Jet Target eingesetzt, das Target justiert und der Clusterstrahl in der Streukammer untersucht. Im Folgenden werden zunächst die theoretischen Grundlagen zur Berechnung der Dichte des Clusterstrahls und anschließend die zu erwartenden Strahlprofile in der Streukammer diskutiert. Außerdem wird die mathematische Funktion, mit der die Strahlprofile beschrieben werden können, genauer erläutert.

Kollimator	Abmessungen / μm
1	789×116
2	798×142
3	770×189
4	765×194
5	580×221

Tabelle 5.1: Abmessungen (Länge \times Breite) der im Rahmen dieser Masterarbeit verwendeten Schlitzkollimatoren.

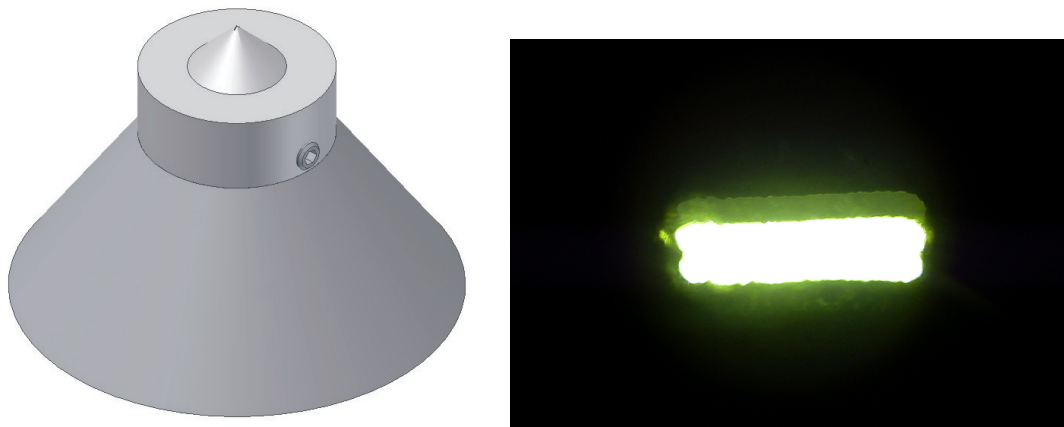


Abbildung 5.2: Links: Schlitzkollimator zur Definition der Form und der Größe des Clusterstrahls (basierend auf Abbildung von A. Täschner). Rechts: Mikroskopaufnahme des Schlitzes. Die Abmessungen dieses Schlitzes betragen etwa $770\text{ }\mu\text{m}$ in der Länge und $190\text{ }\mu\text{m}$ in der Breite.

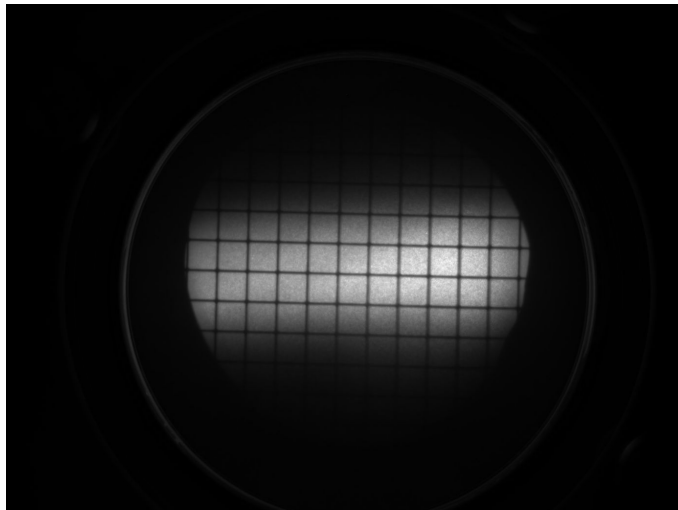


Abbildung 5.3: Aufnahme des durch einen Schlitzkollimator definierten Clusterstrahls. Für die Aufnahme wurden von der Software insgesamt 256 Einzelbilder gemittelt. Es ist deutlich die rechteckige Struktur des Clusterstrahls zu erkennen. Der Abstand des Beschleunigungsgitters zum Kollimator beträgt etwa 5 m.

5.2 Unterschiedliche Kollimatorrohlinge

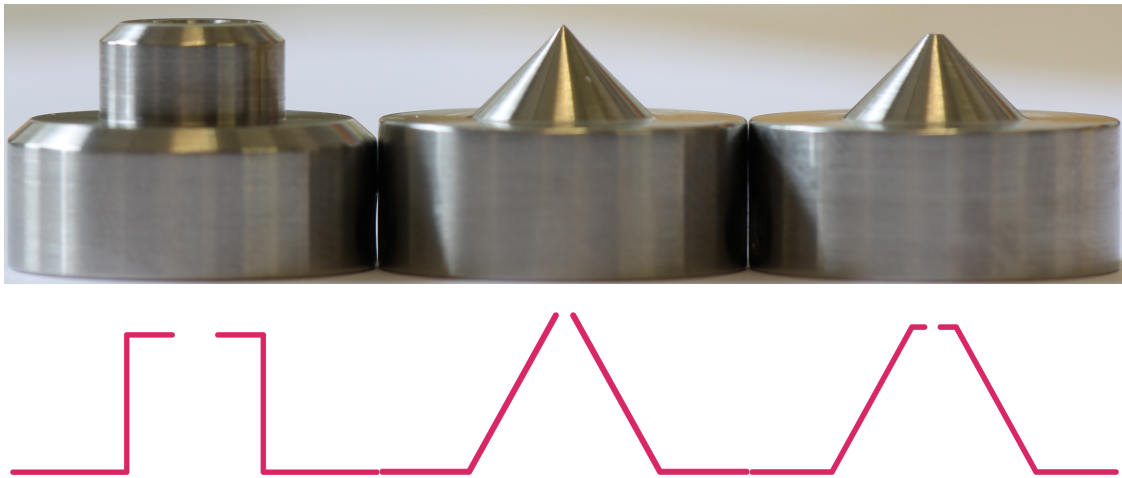


Abbildung 5.4: Oben: Fotografie der Schlitzkollimatorrohlinge (erstellt von P. Goslawski): Zylinder (links), Kegel (Mitte), Kegelstumpf (rechts). Unten: Schematische Darstellung der entsprechenden Querschnitte der Rohlinge.

Schlitzkollimatoren werden aus Kollimatorrohlingen gefertigt, indem ein Schlitz in diesen Rohling geätzt beziehungsweise gelasert werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit standen drei unterschiedliche Formen der Kollimatorrohlinge zur Verfügung: Zylinder, Kegel und Kegelstumpf. In Abbildung 5.4 ist jeweils ein Foto der Rohlinge und zusätzlich eine schematische Darstellung des Querschnittes gezeigt.

Eine neuartige Form der Kollimatorrohlinge stellt der Zylinder dar. Das besondere an diesem Rohling ist, dass die Deckfläche des Zylinders aus einer dünnen Metallplatte besteht, die ausgetauscht werden kann. Dadurch bietet sich die Möglichkeit die benötigte Öffnung (Schlitz oder Kreis) in diese Platte zu Ätzen. Durch das Ätzen kann eine sehr genaue Kantenform entstehen, was für die Schlitzform zur Analyse optimal wäre. Außerdem kann jede beliebige Form, nicht nur Schlitz oder Kreise, in die Metallplatte eingebracht werden, die dann mit dem MCP-Detektor visualisiert werden kann und Aufschlüsse über die Formbarkeit des Clusterstrahls geben kann. Mit diesem Kollimatorrohling wird zum ersten Mal ein Kollimator eingesetzt, der keine konische Form aufweist. Die konische Form wurde bisher gewählt, um eine möglichst gute Extraktion des Clusterstrahls ohne große

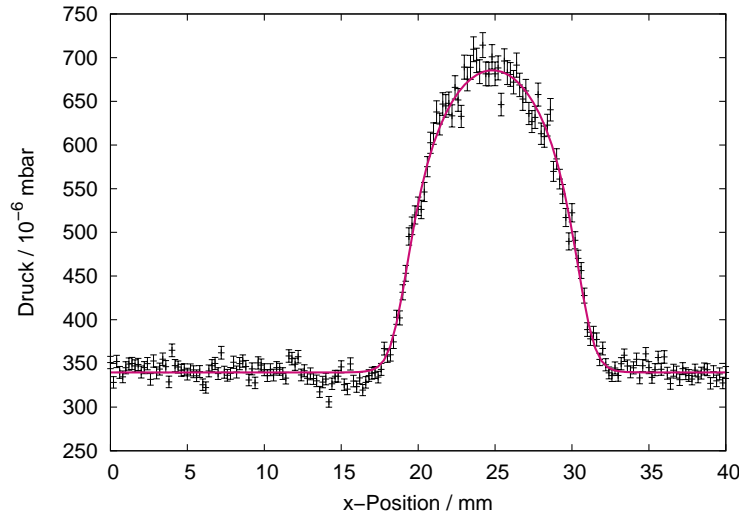


Abbildung 5.5: Strahlprofil des durch einen zylindrischen Kollimator definierten Clusterstrahls. Der Kollimator besitzt dabei eine Öffnungsdurchmesser von 0,7 mm. Die gestrichelte Linie zeigt die Anpassung des Strahlprofils.

Beeinflussung durch den Kollimator selbst zu gewährleisten. Um zu überprüfen, ob durch die zylindrische Form die gleichen Bedingungen des Clusterstrahls gegeben sind wie bei einem konischen Kollimator, wurde zunächst ein zylindrischer Kollimator mit einer runden Öffnung mit einem Durchmesser von 0,7 mm verwendet. Das lässt einen direkten Vergleich mit einem konischen Kollimator mit runder Öffnung und demselben Durchmesser zu. In Abbildung 5.5 ist ein Strahlprofil des durch den zylindrischen Kollimator definierten Clusterstrahls nach der Justage von Skimmer und Kollimator gezeigt. Die Form des Clusterstrahls in der Streukammer entspricht den bekannten Profilen (vgl. Abbildung 5.8). Die bisher maximal erreichte Targetdichte des Clusterstrahls liegt für die Messungen mit diesem Kollimator jeweils im Bereich von $1,5 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$. Der Restgasdruck in der Streukammer liegt zwischen $300 \times 10^{-6} \text{ mbar}$ und $350 \times 10^{-6} \text{ mbar}$. Für das gezeigte Strahlprofil ergibt sich nach den Überlegungen in Abschnitt 5.8 ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von $r_{S/U} = (166 \pm 5)$. Im Vergleich zur bisher maximal erreichten Targetdichte bei einem runden Clusterstrahl von mehr als $2,2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ ist die mit dem zylindrischen Kollimator erzielte Dichte deutlich geringer. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis liegt ebenfalls deutlich unter dem in Abschnitt 5.8 bestimmten Verhältnis von etwa 375 : 1. Der Unterschied liegt dabei bei einem Faktor im Bereich von 2.

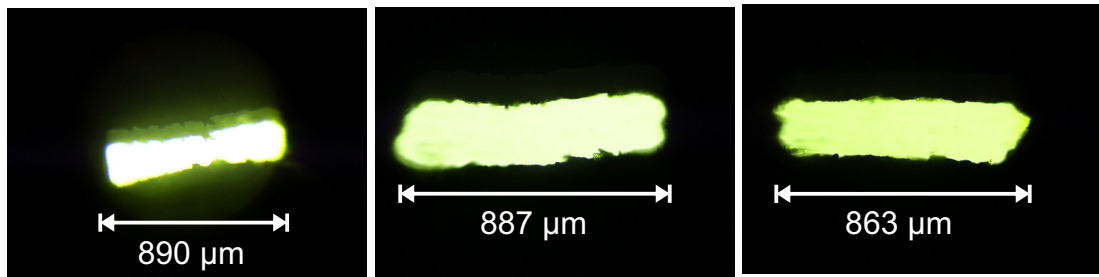


Abbildung 5.6: Beispielaufnahmen der Schlitze von kegelförmigen Kollimatoren. Es ist zu erkennen, dass die Schlitze nicht sauber gelasert und zum Teil hantelförmig sind.

Dies lässt den Schluss zu, dass der zylindrische Kollimator den Clusterstrahl in anderer Weise beeinflusst als ein konischer Kollimator.

Für Kollimatorrohlinge mit konischer Form besteht nur die Möglichkeit die Schlitze zu lasern. Bei Untersuchungen des Schlitzes unter dem Lichtmikroskop ist aufgefallen, dass die Schlitze nicht sauber in einen kegelförmigen Rohling eingebracht werden konnten. In Abbildung 5.6 sind beispielsweise drei Mikroskopaufnahmen des Schlitzes gezeigt. Zum Teil gleicht die Form der Schlitze einer Hantel. Außerdem sind die Kanten sehr ungleichmäßig gelasert. Eine unsaubere Form der Schlitze kann zu Nachteilen in der Anpassung der Druckprofile des Clusterstrahls führen. Das aufgenommene Druckprofil in der Streukammer weist dabei eine veränderte Form auf, sodass eine Anpassung mit dem in Abschnitt 5.4 gefundenen Modell nicht sinnvoll ist.

Durch die Abflachung des Kegels zu einem Kegelstumpf, entsteht eine ebene Fläche, in die der Schlitz gelasert werden kann. Diese Abwandlung des Rohlings bewirkt, dass die Schlitze deutlich genauer gelasert werden können, was in Abbildung 5.7 an drei Beispielen gezeigt ist. Die exaktere Form der Schlitze führt zu Strahlprofilen in der Streukammer, an die gut eine Anpassung durch die in Abschnitt 5.4 gefundene Verteilung erfolgen kann. Aus diesem Grund wurde für alle Messungen im Rahmen dieser Arbeit ein Schlitzkollimator verwendet, der aus einem Kegelstumpf gefertigt wurde.

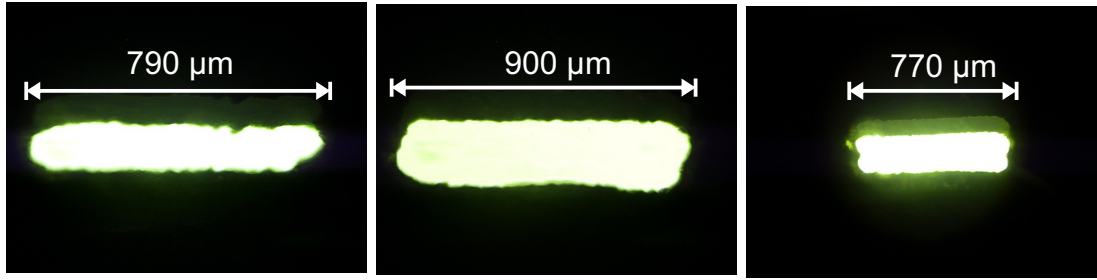


Abbildung 5.7: Beispielaufnahmen der Schlitze von Kollimatoren, die aus einem Kegelstumpf gefertigt wurden. Es ist zu erkennen, dass die Schlitze sauberer gelasert werden können, als bei den kegelförmigen Rohlingen.

5.3 Bestimmung der Dichte des Clusterstrahls

Um die Dichte des Clusterstrahls am Wechselwirkungspunkt zu bestimmen, wird ein Monitorsystem (I) in der Streukammer verwendet (vgl. Abbildung 3.9). Dabei werden Stäbe horizontal beziehungsweise vertikal durch die Streukammer bewegt. Trifft der Clusterstrahl auf einen der Stäbe, platzen die Cluster auf, was zu einem Druckanstieg in der Streukammer führt. Der maximale Druckanstieg ist ein Maß für die Dichte des Clusterstrahls. Für die Bestimmung der Dichte sind neben der Kenntnis des maximalen Druckanstiegs in der Streukammer die Clustergeschwindigkeit und die Breite des Clusterstrahls am Wechselwirkungspunkt von Bedeutung.

In den folgenden theoretischen Überlegungen, die im Rahmen der Doktorarbeit von A. Täschner durchgeführt wurden, wird der Zusammenhang dieser Größen und der Dichte hergeleitet [Täs13]. Die Abhängigkeit zwischen dem Druck p in der Vakuumkammer, der pV -Stromstärke q_{pV} und dem Saugvermögen S lautet [Wut08]:

$$q_{pV} = p S \quad (5.1)$$

$$p = \frac{q_{pV}}{S} . \quad (5.2)$$

Im Folgenden kann jedoch sinnvoller die Massenstromstärke q_m verwendet werden. Der Zusammenhang für die pV -Stromstärke q_{pV} kann aus der Zustandsgleichung des idealen Gases [Nol10]

$$\begin{aligned} pV &= \nu RT \\ &= \frac{mRT}{M_M} \end{aligned} \quad (5.3)$$

hergeleitet werden, wobei ν die Stoffmenge, m die Masse, T die Temperatur, V das Volumen, M_M die molare Masse der Gasmoleküle und R die universelle Gaskonstante ist. Durch zeitliche Ableitung dieser Gleichung ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(pV) &= \frac{dm}{dt} \frac{RT}{M_M} \\ q_{pV} &= q_m \frac{RT}{M_M}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Einsetzen von Gleichung 5.4 in Gleichung 5.2 liefert einen Zusammenhang zwischen dem Vakuumdruck und der Massenstromstärke:

$$p = \frac{q_m \cdot R \cdot T}{S \cdot M_M}. \quad (5.5)$$

Durch die Monitorstäbe in der Streukammer wird eine bestimmte Masse an Clustern aufgestaut, die dann zu einem Druckanstieg führt. Diese Masse kann aus der Volumendichte¹ $\rho(x, y, z)$ bestimmt werden:

$$m(x) = \int_{x-d/2}^{x+d/2} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int dz' \rho(x', y', z'). \quad (5.6)$$

Dabei entspricht d der Dicke des Monitorstabes. Das Koordinatensystem ist so gewählt, dass die Ausbreitungsrichtung des Clusterstrahls der z -Richtung entspricht und der Monitorstab in x -Richtung durch den Clusterstrahl bewegt wird. Die Integrationsgrenzen entsprechen dem Bereich des Clusterstrahls, der vom Stab aufgestaut wird. Außerdem

¹ $[\rho] = \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$.

wird angenommen, dass der Monitorstab wesentlich länger ist, als die Ausdehnung des Clusterstrahls in y -Richtung, sodass die Integrationsgrenzen in dieser Richtung zu $\pm\infty$ gewählt werden können. Zeitliche Ableitung von Gleichung 5.6 liefert direkt die Massenstromstärke q_m :

$$q_m(x) = \frac{d}{dt} \int_{x-d/2}^{x+d/2} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int dz' \rho(x', y', z'). \quad (5.7)$$

Wird angenommen, dass der Integrationsbereich in z -Richtung so klein ist, dass in diesem Bereich keine Änderung der Volumendichte auftritt, kann diese als unabhängig von der Variable z' angesehen werden. Die Positionsänderung in dieser Richtung kann durch die mittlere Clustergeschwindigkeit $v = dz'/dt$ angegeben werden. Dadurch ist es möglich, in Gleichung 5.7 eine Variablensubstitution von dz' zu dt durchzuführen:

$$\begin{aligned} q_m(x) &= \frac{d}{dt} \int_{x-d/2}^{x+d/2} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int dt v \rho(x', y') \\ &= v \int_{x-d/2}^{x+d/2} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \rho(x', y'). \end{aligned} \quad (5.8)$$

Einsetzen von Gleichung 5.8 in Gleichung 5.5 liefert für den Vakuumdruck in Abhängigkeit der Stabposition x :

$$p(x) = \frac{v \cdot R \cdot T}{S \cdot M_M} \int_{x-d/2}^{x+d/2} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \rho(x', y') + p_U. \quad (5.9)$$

Der Summand p_U beschreibt dabei den Restgasuntergrund.

Mit Gleichung 5.9 und den in der Streukammer aufgenommenen Profilen des Clusterstrahls lässt sich die Volumendichte der Cluster ermitteln. Sinnvollerweise kann dafür die Dichteverteilung nach der absoluten Höhe und der Form separiert werden:

$$\rho(x', y') = \rho_0 \cdot \tilde{\rho}(x', y'). \quad (5.10)$$

Dabei beschreibt ρ_0 die absolute Höhe der Volumendichte und $\tilde{\rho}(x',y')$ liefert eine dimensionslose Zahl. Häufig ist es sinnvoll $\tilde{\rho}(x',y')$ so zu wählen, dass im Maximum der Wert 1 angenommen wird. Dadurch ergibt sich aus der Konstanten ρ_0 direkt die maximale Volumendichte.

Werden die gemessenen Druckprofile der Streukammer durch die Funktion

$$p(x) = I_0 \int_{x-d/2}^{x+d/2} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \tilde{\rho}(x',y') + p_U \quad (5.11)$$

angepasst, kann mit der gefundenen Konstanten I_0 die absolute Volumendichte bestimmt werden zu:

$$\rho_0 = \frac{I_0 \cdot S \cdot M_M}{v \cdot R \cdot T} . \quad (5.12)$$

Beim $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment handelt es sich um ein Speicherringexperiment. Dabei ist nicht die Volumendichte ρ von Bedeutung, sondern die Teilchendichte² ρ_N beziehungsweise die sogenannte Targetdichte³ ρ_T .

Die Stoffmenge ν lässt sich sowohl aus der Masse m als auch aus der Anzahl der Gasatome N bestimmen. Daher lässt sich daraus direkt der Zusammenhang zwischen der Massen- und der Teilchendichte bestimmen:

$$\begin{aligned} \frac{N}{N_A} &= \nu = \frac{m}{M_A} \\ \rho_N &= \rho \cdot \frac{N_A}{M_A} . \end{aligned} \quad (5.13)$$

Hierbei ist M_A die molare Masse eines einzelnen Gasatoms. Der genaue Zusammenhang für die Teilchendichte lautet demnach:

$$\rho_N = \frac{I_0 \cdot S \cdot N_A \cdot M_M}{v \cdot R \cdot T \cdot M_A} . \quad (5.14)$$

² $[\rho_N] = \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$.
³ $[\rho_T] = \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$.

Das Münsteraner Cluster-Jet Target arbeitet derzeit mit Wasserstoff (H_2). Dafür gilt $M_M = 2 \cdot M_A$. Das Saugvermögen S in der Streukammer wurde im Rahmen der Diplomarbeit von E. Köhler zu $S = (216,6 \pm 3,3) \frac{\ell}{\text{s}}$ ermittelt [Köh10]. Darin wurden ebenfalls die Clustergeschwindigkeiten experimentell bestimmt. Diese betragen je nach Druck und Temperatur vor der Düse zwischen $200 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $1000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ [Köh10]. Im Rahmen der Doktorarbeit von A. Täschner wurde auf Grund dieser Messdaten die Geschwindigkeitsverteilung ermittelt [Täs13].

Die Bestimmung der Targetdichte ρ_T ergibt sich aus der Integration entlang des Beschleunigerstrahls durch das Target. Dabei wird der Beschleunigerstrahl als infinitesimal dünn angenommen. Wird das Koordinatensystem so gewählt, dass der Beschleunigerstrahl den Clusterstrahl in x -Richtung durchquert, ergibt sich für die Targetdichte ρ_T

$$\rho_T = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_N(x, y_0) dx. \quad (5.15)$$

Der Wert y_0 ist dabei so zu wählen, dass die Targetdichte maximal ist. Für einen runden Clusterstrahl liegt diese Koordinate im Zentrum des Querschnittes.

Anpassung der Strahlprofile eines runden Clusterstrahls

Für die Volumendichte eines runden Clusterstrahls genügt es auf Grund der Symmetrie nur eine radiale Dichteverteilung zu betrachten [Täs⁺11]:

$$\rho(r) = \rho_0 \cdot \tilde{\rho}(r). \quad (5.16)$$

Dabei ist ρ_0 die maximale Volumendichte und $r = \sqrt{x' + y'}$ die Entfernung zum Zentrum der Verteilung. Die Funktion $\tilde{\rho}(r)$ wird so gewählt, dass $\tilde{\rho}(r = 0) = 1$. Um die absolute Volumendichte des Clusterstrahls zu bestimmen, muss eine Anpassung der gemessenen

Druckprofile erfolgen. Die Anpassung erfolgt über Gleichung 5.11 mit der folgenden Verteilung [Täs⁺11]

$$\tilde{\rho}(r) = \rho_{Fermi}(r) = \left(\exp\left(-\frac{R}{s}\right) + 1 \right) / \left(\exp\left(-\frac{r-R}{s}\right) + 1 \right) . \quad (5.17)$$

Dabei ist R der Radius des Clusterstrahls in der Streukammer. Der Parameter s beschreibt die Kantenverschmierung der gemessenen Verteilung. Für die Targetdichte ρ_T gilt [Täs⁺11]:

$$\rho_T = 2 \int_0^\infty \rho(r) dr \quad (5.18)$$

$$= 2 \cdot \rho_0 \cdot \left(\exp\left(-\frac{R}{s}\right) + 1 \right) \cdot \left(R + s \cdot \log\left(\exp\left(-\frac{R}{s}\right) + 1\right) \right) . \quad (5.19)$$

Ein Strahlprofil eines runden Clusterstrahls mit eingezeichneter Anpassung gemäß Gleichung 5.17 ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Die Targetdichte für dieses Profil konnte zu $\rho_T = (2,15 \pm 0,06) \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ bestimmt werden. Der Durchmesser des Clusterstrahls in der Streukammer beträgt etwa 9,6 mm. Der in diesem Fall verwendete Kollimator besitzt einen Öffnungsdurchmesser von 0,7 mm. Der Druck vor der Düse betrug 17 bar und die Temperatur 22 K. Falls nicht anders angegeben, gelten diese Druck- und Temperaturbedingungen für alle in dieser Arbeit gezeigten Strahlprofile.

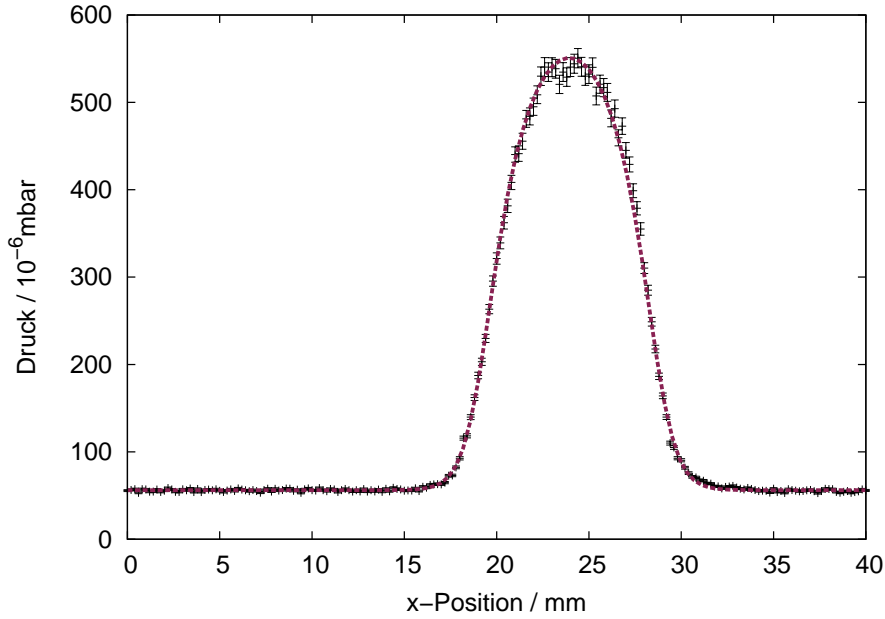


Abbildung 5.8: Strahlprofil eines runden Clusterstrahls mit eingezeichneter Anpassung (violett). Durch die Anpassung an das Druckprofil kann die Targetdichte bestimmt werden. In diesem Fall gilt $\rho_T = (2,15 \pm 0,06) \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ bei einem Durchmesser des Clusterstrahls in der Streukammer von etwa 9,6 mm.

5.4 Bestimmung der Dichte von schlitzförmigen Clusterstrahlen

Für das PANDA-Experiment ist es von großer Bedeutung, dass die Dichte des Targetstrahls im Bereich von $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ liegt. Dabei sollte die räumliche Ausdehnung des Strahls so gering wie möglich sein, um einen niedrigen Restgasuntergrund und eine gute Impulsrekonstruktion zu gewährleisten. Außerdem kann die Lebensdauer des Antiprotonenstrahls im Speicherring bei einem niedrigen Restgasuntergrund verlängert werden. Eine Möglichkeit der Reduzierung der Fläche des Clusterstrahls liegt in der Verwendung von Kollimatoren mit einer schlitzförmigen Öffnung. Dadurch wird der Überlappbereich zwischen Antiprotonen- und Targetstrahl nicht beeinflusst, bietet jedoch eine geringere Gesamttargetfläche. Wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit ist der Einsatz verschiedener Kollimatoren mit unterschiedlichen Öffnungsweiten und die Untersuchung des Einflusses auf die Dichte des Targetstrahls. Die Auswertung der in der Streukammer aufgenommenen Druckprofile zur Dichtebestimmung wird im Folgenden diskutiert.

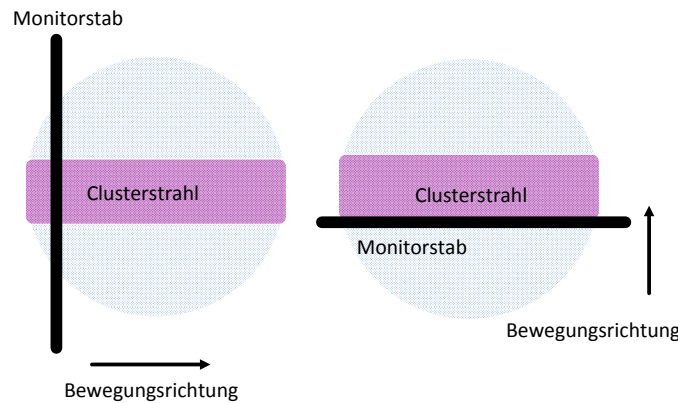


Abbildung 5.9: Vereinfachte Darstellung des Überdeckungsbereichs von Monitorstab und Clusterstrahl in horizontaler (links) und in vertikaler Richtung (rechts) im Vergleich zu einem runden Clusterstrahl. Die innerhalb des Kreises hellblau gezeichneten Bereiche werden durch den Schlitzkollimator ausgeblendet und tragen nicht mehr zu einem Druckanstieg in der Streukammer bei.

Erwartete Druckprofile

Zur Untersuchung der Eigenschaften des mit einem Schlitzkollimator definierten Clusterstrahls werden Druckprofile mit dem Monitorsystem in der Streukammer aufgenommen. Aktuell ist der Schlitzkollimator waagerecht in das Cluster-Jet Target eingebaut. Daher wird für das Druckprofil in horizontaler Richtung eine Verteilung mit einem relativ steilen Druckanstieg beziehungsweise -abfall und einem breiten Plateau erwartet. In vertikaler Richtung ergibt sich eine sehr schmale Verteilung mit einem wesentlich höheren Druckanstieg als in horizontaler Richtung, da die Längsseite des Clusterstrahls mit den Monitorstäben gescannt wird. Eine schematische Darstellung der Überlappbereiche zwischen Monitorstab und Clusterstrahl in horizontaler Richtung ist in Abbildung 5.9 links und für die vertikale Richtung rechts gezeigt. Es wird auf Grund von Kanteneffekten keine Rechteckverteilung erwartet, sondern eine Ausschmierung der Kanten des Druckprofils. Messungen des Druckanstiegs mit dem Monitorsystem ergeben, nach einer optimalen Justage von Skimmer und Kollimator, Druckprofile, wie sie in Abbildung 5.10 gezeigt sind. Den Erwartungen entsprechend ist in horizontaler Richtung eine breite Druckverteilung mit einem Plateau zu erkennen. In vertikaler Richtung zeigt sich, wie erwartet, die schmale

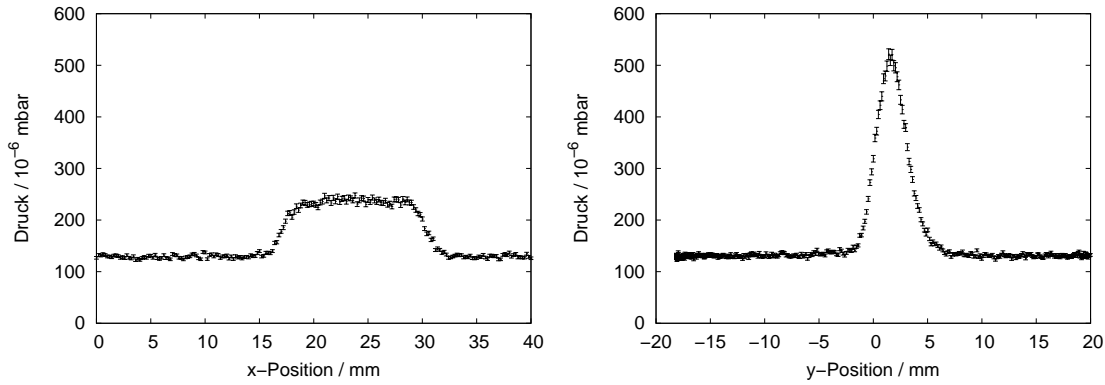


Abbildung 5.10: Strahlprofile in der Streukammer. Links: Profil in horizontaler Richtung. Es ist gut die breite Druckverteilung mit dem erwarteten Plateau zu erkennen. Rechts: Profil in vertikaler Richtung. Es zeigt sich die erwartete scharfe Druckverteilung mit höherem Maximaldruck.

Verteilung mit dem wesentlich höheren Druckanstieg. Zudem ist gut der Kanteneffekt zu erkennen, der sich in der Ausschmierung der Kanten zeigt.

Anpassung der Druckprofile

Um die Targetdichte des Clusterstrahls und weitere Eigenschaften, wie die räumliche Ausdehnung und die Position in der Streukammer, zu ermitteln, muss eine Funktion gefunden werden, die an die Druckprofile angepasst werden kann. Die Druckprofile des schlitzförmigen Clusterstrahls weisen eine große Ähnlichkeit mit einer Rechteckverteilung auf. Wenn keine Kanteneffekte zu erwarten wären, würden die Verteilungen in Rechteckverteilungen über gehen. Die Anpassung der Profile kann daher nach Gleichung 5.11 über eine Rechteckverteilung mit einer Ausschmierung erfolgen. Um die Ausschmierung zu beschreiben kann eine Faltung aus der Rechteckverteilung mit einer Gaußverteilung in zwei Dimensionen vorgenommen werden.

Für die Rechteckverteilung gilt:

$$g(x,y) = \text{rect}(x,y) = \begin{cases} 1 & \text{für } -r_x < x < r_x, -r_y < y < r_y \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} . \quad (5.20)$$

Die Gauß-Verteilung in zwei Dimensionen ist gegeben durch

$$f(x,y) = a \cdot e^{-\frac{1}{2}c(x^2+y^2)}. \quad (5.21)$$

Um die Rechteckfunktion mit der Gaußfunktion auszuschmieren, muss eine Faltung beider Funktionen erfolgen:

$$\tilde{\rho}(x,y) = f(x,y) * g(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_x \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_y f(\tau_x, \tau_y) \cdot g(x - \tau_x, y - \tau_y). \quad (5.22)$$

Die Faltung lässt sich in den x - und y -abhängigen Teil separieren zu

$$\tilde{\rho}(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_x f_x(\tau_x) g_x(x - \tau_x) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_y f_y(\tau_y) g_y(y - \tau_y). \quad (5.23)$$

Dabei gilt im x -abhängigen Teil für die Gaußfunktion $f_x(\tau_x) = \sqrt{a} \cdot e^{-\frac{1}{2}c\tau_x^2}$ und für die Rechteckfunktion $g_x(\tau_x) = \text{rect}(\tau_x)$. Diese Gleichungen können analog auf den y -abhängigen Teil übertragen werden.

Die Rechteckfunktion liefert nur innerhalb ihrer Grenzen einen von Null verschiedenen Beitrag zum Integral, sodass sich Gleichung 5.23 vereinfachen lässt zu

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(x,y) &= \int_{-r_x+x}^{r_x+x} d\tau_x f_x(\tau_x) \cdot 1 \cdot \int_{-r_y+y}^{r_y+y} d\tau_y f_y(\tau_y) \cdot 1 \\ &= a \cdot \int_{-r_x+x}^{r_x+x} e^{-\frac{1}{2}c\tau_x^2} d\tau_x \cdot \int_{-r_y+y}^{r_y+y} e^{-\frac{1}{2}c\tau_y^2} d\tau_y. \end{aligned} \quad (5.24)$$

Jedes der Integrale kann jeweils an der Stelle $\tau_{x,y} = 0$ in zwei Integrale getrennt werden:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(x,y) &= a \cdot \left(\int_0^{r_x+x} e^{-\frac{1}{2}c\tau_x^2} d\tau_x - \int_0^{-r_x+x} e^{-\frac{1}{2}c\tau_x^2} d\tau_x \right) \\ &\quad \cdot \left(\int_0^{r_y+y} e^{-\frac{1}{2}c\tau_y^2} d\tau_y - \int_0^{-r_y+y} e^{-\frac{1}{2}c\tau_y^2} d\tau_y \right). \end{aligned} \quad (5.25)$$

Substitution von $\Theta^2 = \frac{c}{2}\tau_{x,y}$ und der entsprechenden Anpassung der Grenzen liefert

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(x,y) = a \cdot & \left(\int_0^{\sqrt{\frac{2}{c}}(r_x+x)} \sqrt{\frac{2}{c}} e^{-\Theta_x^2} d\Theta_x - \int_0^{\sqrt{\frac{2}{c}}(-r_x+x)} \sqrt{\frac{2}{c}} e^{-\Theta_x^2} d\Theta_x \right) \\ & \cdot \left(\int_0^{\sqrt{\frac{2}{c}}(r_y+y)} \sqrt{\frac{2}{c}} e^{-\Theta_y^2} d\Theta_y - \int_0^{\sqrt{\frac{2}{c}}(-r_y+y)} \sqrt{\frac{2}{c}} e^{-\Theta_y^2} d\Theta_y \right). \end{aligned} \quad (5.26)$$

Die Integrale entsprechen nach den Umformungen der Errorfunktion:

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\vartheta^2} d\vartheta. \quad (5.27)$$

Durch Ersetzen der Integrale mit den entsprechenden Errorfunktionen vereinfacht sich Gleichung 5.26 zu

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(x,y) = a \frac{2\pi}{c} \cdot & \left(\operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{2}{c}}(r_x - x)\right) - \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{2}{c}}(-r_x - x)\right) \right) \\ & \cdot \left(\operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{2}{c}}(r_y - y)\right) - \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{2}{c}}(-r_y - y)\right) \right). \end{aligned} \quad (5.28)$$

In Gleichung 5.28 ist es sinnvoll die konstanten Radien der Verteilung r_x und r_y durch die entsprechenden Breiten des Clusterstrahls b_x beziehungsweise b_y auszudrücken. Daraus ergibt sich $r_x = \frac{b_x}{2}$ beziehungsweise $r_y = \frac{b_y}{2}$. Die Größe $s = \sqrt{\frac{2}{c}}$ ist für den Grad der Ausschmierung der Verteilung verantwortlich. Zwischen der Ausschmierung s und der Standardabweichung σ der Gaußfunktion besteht dann der Zusammenhang

$$s = \sqrt{2} \cdot \sigma. \quad (5.29)$$

Dadurch gilt für die Halbwertsbreite der Gaußverteilung:

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma = 2\sqrt{\ln 2} \cdot s. \quad (5.30)$$

Für die spätere Berechnung der Volumendichte ist es von Vorteil, die Vorfaktoren der Funktion zur Anpassung für $b \gg s$ so zu wählen, dass diese im Maximum einen Wert von 1 aufweist (vgl. Abschnitt 5.3). Für Gleichung 5.28 bedeutet es, dass $a \frac{2}{c} \frac{\pi}{4} = \frac{1}{4}$ gewählt werden muss. Ist $b \gg s$ nicht erfüllt, geht die Verteilung in eine Gaußfunktion über, deren Maximum mit b skaliert, was in der Berechnung der Dichte berücksichtigt werden muss (s. Abschnitt 5.4).

Für die Funktion zur Anpassung der gemessenen Druckprofile für einen schlitzförmigen Clusterstrahl in der Streukammer ergibt sich allgemein folgende Funktion:

$$\tilde{\rho}(x,y) = \underbrace{\frac{\left(\operatorname{erf}\left(\frac{b_x-x}{s}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{-b_x-x}{s}\right)\right)}{2}}_{=:\tilde{\rho}_x(x)} \cdot \underbrace{\frac{\left(\operatorname{erf}\left(\frac{b_y-y}{s}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{-b_y-y}{s}\right)\right)}{2}}_{=:\tilde{\rho}_y(y)}. \quad (5.31)$$

Für den Limes $s \rightarrow 0$ geht die Verteilung in eine Rechteckfunktion in zwei Dimensionen über. Die genaue Anpassung der gemessenen Druckprofile erfolgt nach Gleichung 5.11:

$$\begin{aligned} p(x) &= I_0 \int_{x-\frac{d}{2}}^{x+\frac{d}{2}} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \rho(x',y') + p_U \\ &= I_0 \int_{x-\frac{d}{2}}^{x+\frac{d}{2}} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \frac{\left(\operatorname{erf}\left(\frac{b_x-x'}{s}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{-b_x-x'}{s}\right)\right)}{2} \cdot \frac{\left(\operatorname{erf}\left(\frac{b_y-y'}{s}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{-b_y-y'}{s}\right)\right)}{2} + p_U. \end{aligned} \quad (5.32)$$

In Abbildung 5.11 ist die Volumendichteverteilung aus Gleichung 5.31 in 3 Dimensionen gezeigt. Die Verteilung entspricht den Erwartungen. Projektionen auf die jeweiligen Achsen ergeben die gemessenen Druckverteilungen in der Streukammer in horizontaler mit der breiten Verteilung und einem Plateau beziehungsweise in vertikaler Richtung mit einer scharfen Verteilung. Abbildung 5.12 zeigt ein aufgenommenes Druckprofil in der Streukammer in horizontaler (links) und vertikaler (rechts) Richtung. Zusätzlich ist die Anpassung von Gleichung 5.32 an diese Daten eingezeichnet. Anpassung und gemessenes

Profil stimmen sehr gut überein. Das reduzierte χ^2 beträgt in diesem Fall etwa 3, da systematische Unsicherheiten nicht berücksichtigt wurden.

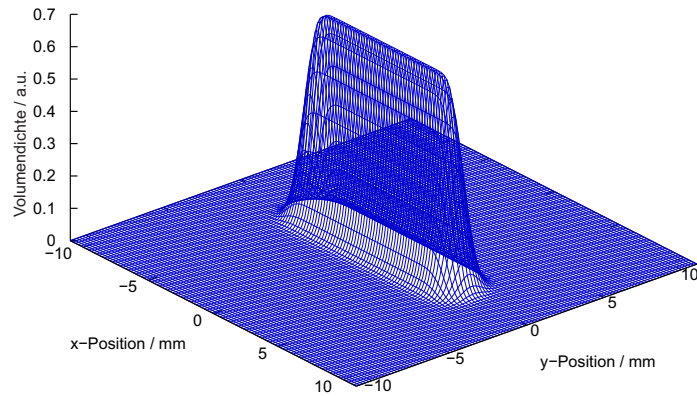


Abbildung 5.11: Volumendichteverteilung des schlitzförmigen Clusterstrahls in der Streukammer. In x-Richtung ist die breite Verteilung mit einem Plateau zu erkennen und in vertikaler Richtung die erwartete scharfe Verteilung.

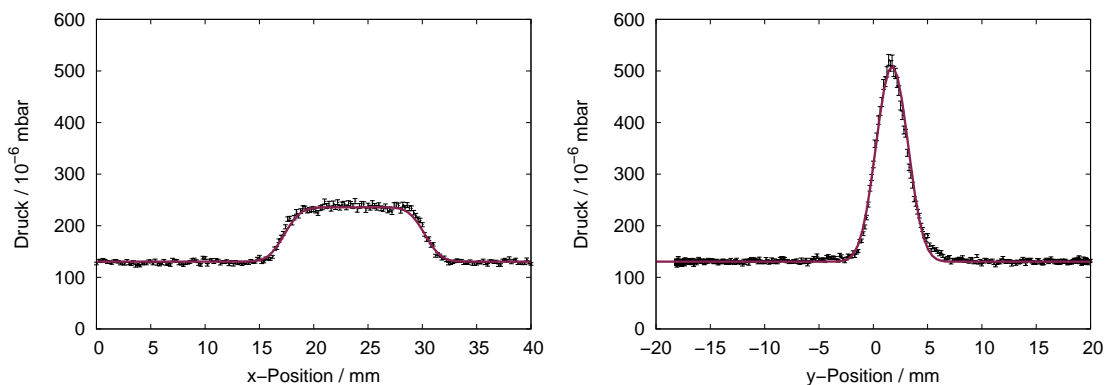


Abbildung 5.12: Druckprofile in der Streukammer mit eingezeichneter Anpassung (violett). Links: Profil in horizontaler Richtung. Rechts: Profil in vertikaler Richtung. Die Anpassung beschreibt die gemessenen Profile sehr gut.

Berechnung der Dichte

Da die gefundene Funktion $\tilde{\rho}(x', y')$ zur Anpassung der Druckprofile nur für $b \gg s$ im Maximum den Wert 1 annimmt und sonst in eine Gaußfunktion übergeht, die mit b skaliert, ist es sinnvoll die Volumendichte allgemein am Maximum der Verteilung (an der Stelle (0,0)) zu betrachten. Die Volumendichte für einen schlitzförmigen Clusterstrahl ergibt sich demnach aus der Anpassung nach Gleichung 5.10 und Gleichung 5.14 zu:

$$\begin{aligned} \rho_N = \rho(0,0) &= \rho_0 \cdot \tilde{\rho}(0,0) \\ &= \frac{I_0 \cdot S \cdot N_A \cdot M_M}{v \cdot R \cdot T \cdot M_A} \cdot \frac{\left(\operatorname{erf}\left(\frac{b_x}{2s}\right) - \operatorname{erf}\left(-\frac{b_x}{2s}\right)\right)}{2} \cdot \frac{\left(\operatorname{erf}\left(\frac{b_y}{2s}\right) - \operatorname{erf}\left(-\frac{b_y}{2s}\right)\right)}{2}. \end{aligned} \quad (5.33)$$

Die Targetdichte ist nach Gleichung 5.15 gegeben durch

$$\begin{aligned} \rho_T &= \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, y_0) dx \\ &= \rho_0 \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\left(\operatorname{erf}\left(\frac{b_x - x}{2s}\right) - \operatorname{erf}\left(-\frac{b_x - x}{2s}\right)\right)}{2} \cdot \frac{\left(\operatorname{erf}\left(\frac{b_y - y_0}{2s}\right) - \operatorname{erf}\left(-\frac{b_y - y_0}{2s}\right)\right)}{2}. \end{aligned} \quad (5.34)$$

Dabei ist die Konstante y_0 so zu wählen, dass die Targetdichte maximal wird. Beim schlitzförmigen Clusterstrahl ist dies im Zentrum der Verteilung bei $y_0 = 0$ gegeben. Damit lässt sich Gleichung 5.34 unter Berücksichtigung von $-\operatorname{erf}(-z) = \operatorname{erf}(z)$ vereinfachen zu

$$\rho_T = \frac{1}{2} \rho_0 \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{b_y}{2s}\right) \int_{-\infty}^{\infty} dx \left(\operatorname{erf}\left(\frac{b_x - x}{2s}\right) - \operatorname{erf}\left(-\frac{b_x - x}{2s}\right) \right). \quad (5.35)$$

Um das Integral zu lösen, kann ausgenutzt werden, dass der Integrand das Ergebnis einer Faltung ist:

$$\operatorname{erf}\left(\frac{b_x - x}{2s}\right) - \operatorname{erf}\left(-\frac{b_x - x}{2s}\right) = f(x) * g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau f(\tau) g(x - \tau). \quad (5.36)$$

Dabei ist $f(x)$ eine Gaußfunktion und $g(x)$ eine Rechteckfunktion.

Für das Integral aus Gleichung 5.35 gilt damit:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} d\tau f(\tau) g(x - \tau). \quad (5.37)$$

Nach dem Satz von Fubini ist es erlaubt die Reihenfolge der Integrationen zu verändern [Bro⁺96], so dass sich Gleichung 5.37 umformen lässt zu

$$\begin{aligned} I &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} d\tau f(\tau) g(x - \tau) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} d\tau f(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} dx g(x - \tau). \end{aligned} \quad (5.38)$$

Das Integral über die Gaußfunktion $f(x)$ liefert in den angegebenen Grenzen einen Wert von 1. Die Rechteckfunktion $g(x)$ liefert nur einen Beitrag innerhalb ihrer Grenzen von $-\frac{b_x}{2} + x$ bis $\frac{b_x}{2} + x$. Der maximale Wert der Rechteckfunktion liegt für $b_x \gg s$ bei 2. Diese Voraussetzung gilt, wenn der Kollimator waagrecht in das Target eingebaut ist, was im Falle des Experimentes näherungsweise gewährleistet ist. Dass die Rechteckfunktion im Maximum für $b_x \gg 2s$ den Wert 2 annimmt, ist aus dem Verlauf des ursprünglichen Integranden, die Kombination der Errorfunktionen (vgl. Gleichung 5.36), ersichtlich. In

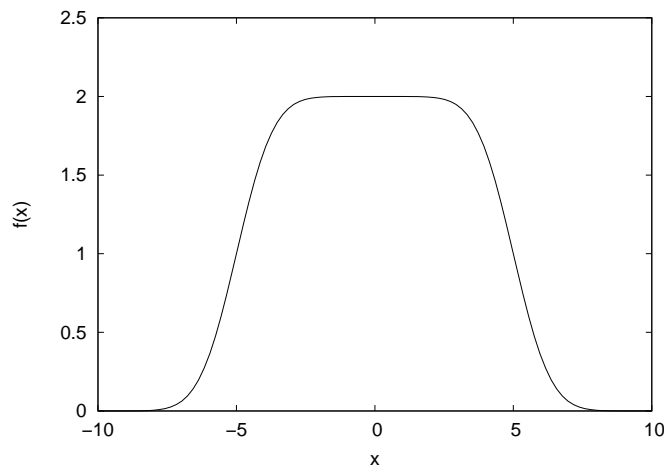


Abbildung 5.13: Verlauf von $f(x) = \operatorname{erf}(\frac{b_x - x}{s}) - \operatorname{erf}(\frac{-b_x - x}{s})$ bei $\frac{b_x}{2} = 5$ und $s = 1,5$. Es ist zu erkennen, dass das Maximum einen Wert von 2 annimmt.

Abbildung 5.13 ist der Verlauf der Kombinationen der Errorfunktionen für $b_x = 10$ und $s = 1,5$ gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Funktion einen Maximalwert von 2 annimmt. Daraus folgt für das Integral:

$$\begin{aligned}
 I &= \int_{-\infty}^{\infty} d\tau f(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} dx g(x - \tau) \\
 &= 1 \cdot \int_{-\frac{b_x}{2}+x}^{\frac{b_x}{2}+x} 2 dx \\
 &= 2x \Big|_{-\frac{b_x}{2}+x}^{\frac{b_x}{2}+x} \\
 &= 2 \cdot \left(\frac{b_x}{2} + x + \frac{b_x}{2} - x \right) = 2b_x.
 \end{aligned} \tag{5.39}$$

Damit ergibt sich eine Targetdichte von

$$\begin{aligned}
 \rho_T &= \frac{1}{2} \rho_0 \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{b_y}{2s}\right) \cdot 2b_x \\
 &= \frac{I_0 \cdot S \cdot N_A \cdot M_M}{v \cdot R \cdot T \cdot M_A} \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{b_y}{2s}\right) b_x.
 \end{aligned} \tag{5.40}$$

5.5 Kanteneffekte

Beim Extrahieren des Clusterstrahls mit dem Kollimator kommt es zu Randeffekten, sodass die Kanten des Clusterstrahls nicht scharf definiert sind, sondern eine Ausschmierung aufweisen. In den jeweiligen Anpassungen für den runden beziehungsweise den schlitzförmigen Clusterstrahl (vgl. Gleichung 5.17 und Gleichung 5.32) ist diese Ausschmierung durch den Parameter s mit einbezogen. Je größer dieser Parameter ist, desto größer ist auch der Kanteneffekt.

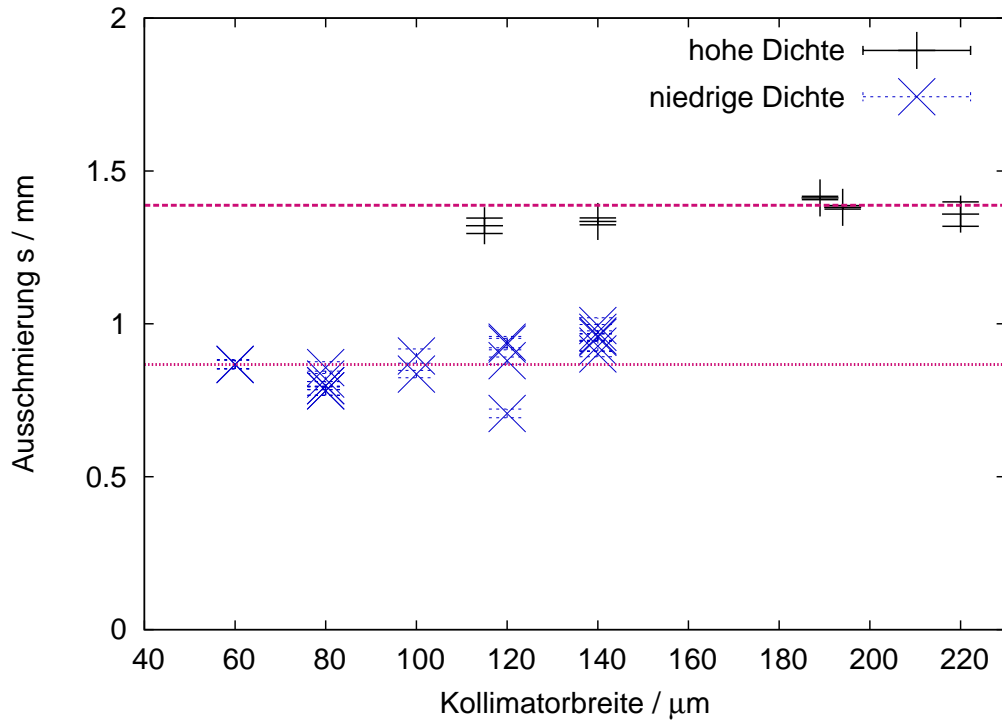


Abbildung 5.14: Ausschmierung s in Abhängigkeit der Öffnungsweite des verwendeten Kollimators. In blau sind die einzelnen s -Faktoren bei Dichten im Bereich von $10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ dargestellt. In schwarz sind die s -Faktoren bei Dichten im Bereich von $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ eingetragen. Die eingezeichneten Linien (violett) zeigen jeweils den Mittelwert der gemessenen Werte.

Parameter s bei schlitzförmigen Clusterstrahlen

Bei zahlreichen Messungen von Druckprofilen des schlitzförmigen Clusterstrahls mit unterschiedlichen Kollimatorgrößen konnte festgestellt werden, dass die Ausschmierung, gegeben durch den Parameter s , in erster Näherung konstant ist. Dies gilt auch für unterschiedliche Öffnungsweiten des Clusterstrahls. Der Kanteneffekt hängt nur von der Dichte des Clusterstrahls ab. Für niedrigere Dichten im Bereich von $10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ besitzt der s -Faktor einen geringeren Wert als bei hohen Dichten im Bereich von $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$. In Abbildung 5.14 sind die Werte der Ausschmierung s gegen die jeweiligen Öffnungsweiten des Kollimators⁴ für niedrige Dichten im Bereich von $10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ (oben, schwarz) beziehungsweise hohe Dichte von $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ (unten, blau) aufgetragen. Bei einer

⁴ Eine Auflistung der genauen Abmessungen der Kollimatoren, die für die Messungen der hohen Dichte verwendet wurden, ist in Abschnitt 5.1 gegeben.

niedrigen Dichte sind für die verschiedenen Kollimatoren jeweils vergleichsweise wenige Messungen durchgeführt worden, sodass jeweils alle Messwerte der Ausschmierung s eingetragen sind. Für die hohen Dichten sind je Kollimator nur die Mittelwerte der einzelnen Messungen gezeigt. Eine Darstellung der genauen Verteilungen dieser Messwerte befindet sich im Anhang A.3. Die waagerechten Linien in Abbildung 5.14 stellen jeweils den Mittelwert der abgebildeten Werte dar. Es ist deutlich zu erkennen, dass der mittlere s -Faktor von etwa $(0,87 \pm 0,09)$ mm bei den niedrigen Dichten geringer ist, als der für die hohen Dichten. Bei diesen beträgt die mittlere Ausschmierung etwa $(1,39 \pm 0,02)$ mm. Für die Angabe der Unsicherheiten wurde die aus dem lineare Fit ermittelte Unsicherheit jeweils mit der Wurzel aus dem reduzierten χ^2 der Verteilung, von 24,34 für die Ausschmierung bei niedriger Dichte beziehungsweise 12,02 bei hoher Dichte, skaliert. Dies wurde durchgeführt, da die einzelnen Messwerte eine vergleichsweise große Streuung aufweisen, was zum Teil auf kleine Unterschiede in den Bedingungen (Druck, Temperatur) für den Clusterstrahl zurückzuführen ist. Ein anderes Modell zur Anpassung der Druckprofile und Berechnung der Dichte ist dennoch nicht sinnvoll. Bei der Messreihe mit dem Kollimator der Breite von $221 \mu\text{m}$ waren die Bedingungen für den Clusterstrahl ebenfalls nicht vollständig stabil. Daher wurde für die gezeigten Messwerte dieser Reihe ebenfalls eine Skalierung der Unsicherheiten über das reduzierte χ^2 vorgenommen. Für alle weiteren Messwerte dieser Messreihe wird im Folgenden ebenfalls diese Skalierung vorgenommen.

Vergleich mit rundem Kollimator

Die Anpassung der Strahlprofile eines runden Clusterstrahls kann ebenfalls durch eine Funktion, die eine Errorfunktion beinhaltet, durchgeführt werden. Der Grad der Ausschmierung ist wiederum über den Parameter s innerhalb der Errorfunktion gegeben. Die Anpassung gemäß Gleichung 5.11 erfolgt über die Funktion:

$$\tilde{\rho}(r) = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - R}{s} \right) \right). \quad (5.41)$$

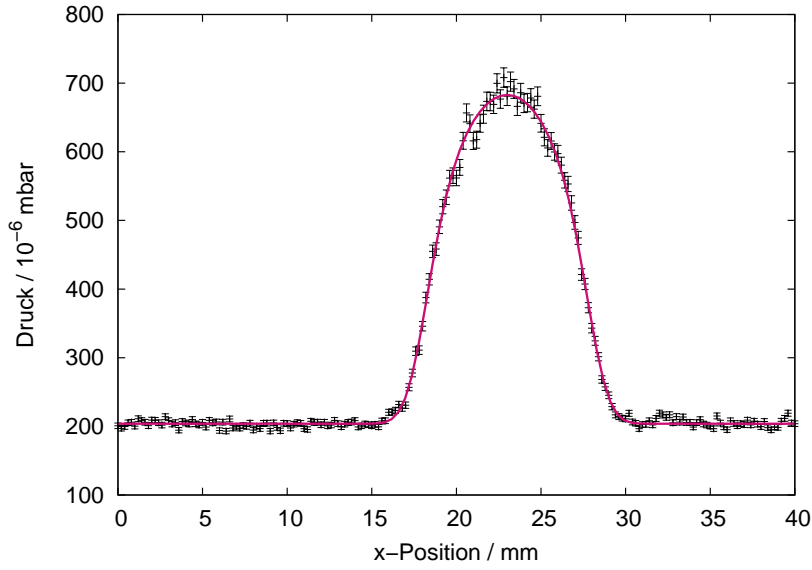


Abbildung 5.15: Druckprofil eines runden Clusterstrahls mit eingezeichneter Anpassung (violett). Die Anpassung erfolgte über Gleichung 5.41.

Dabei ist $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ und R der Radius der Verteilung. In Abbildung 5.15 ist ein Druckprofil eines runden Clusterstrahls mit eingezeichneter Anpassung durch die angegebene Funktion gezeigt. Die Anpassungen von Profilen eines runden Clusterstrahls ergaben jeweils einen Wert für die Ausschmierung s im Bereich von 1,35 mm. Die Dichte des Clusterstrahls wurde ebenfalls aus den Profilen bestimmt und liegt im Bereich von $2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$.

Der Wert der Ausschmierung s liegt im Bereich der Ausschmierungen des schlitzförmigen Clusterstrahls. Dadurch kann die Ausschmierung bei einem schlitzförmigen Clusterstrahl als konsistent angenommen werden. Außerdem ist daraus ersichtlich, dass der Clusterstrahl durch den Schlitzkollimator nur in der Form definiert und ansonsten in gleicher Weise wie bei einem runden Kollimator beeinflusst wird.

5.6 Räumliche Ausdehnung des Clusterstrahls in der Streukammer

Bei idealisierter Betrachtung lässt sich durch einen möglichst kleinen Schlitzkollimator die räumliche Ausdehnung soweit verringern, dass sie im Bereich der Ausdehnung des Antiprotonenstrahls von etwa $100\text{ }\mu\text{m}$ liegt [PAN13]. Durch die Definition des Kollimators kommt es jedoch zu Kanteneffekten innerhalb des Clusterstrahls, die wie beschrieben als gaußförmig angenommen wurden. Dadurch geht die gefundene Funktion zur Beschreibung der Druckprofile in der Streukammer (vgl. Gleichung 5.31) für kleine Breiten b in eine Gaußfunktion über, deren Höhe mit b skaliert; die Halbwertsbreite bleibt jedoch konstant. Das bedeutet, dass durch schmalere Kollimatoren keine Verringerung der effektiven Breite des Clusterstrahls in der Streukammer erzielt werden kann, sondern der Effekt nur in der geringeren Dichte bemerkbar ist. Dies stellt ein wesentliches Ergebnis dieser Arbeit dar. Zur Veranschaulichung ist es sinnvoll die Halbwertsbreiten der Verteilung $\tilde{\rho}_y(y)$ (s. Gleichung 5.31) zu bestimmen und in Abhängigkeit der Breite b_y aufzutragen. Dies ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Dabei wurde mit der konstanten Ausschmierung s von $1,39\text{ mm}$ die Breite b im Bereich zwischen 0 mm und 14 mm variiert und nach Gleichung 5.31 die Halbwertsbreite mittels Nullstellenbestimmung ermittelt. Die gezeigte Verteilung geht nicht linear auf Null zurück, sondern geht für kleine Breiten b in die Halbwertsbreite der Gaußverteilung gemäß Gleichung 5.30 von etwa 2 mm über. Ab einer Breite von $b_y > 4\text{ mm}$ ist der Verlauf nahezu linear. Dieser lineare Verlauf kennzeichnet den Bereich, in dem innerhalb der Druckverteilung ein Plateau erreicht wird (vgl. Abbildung 5.12 links). Der konstante Bereich für kleine b_y repräsentiert den Fall, dass innerhalb der Druckprofile kein Plateau angenommen wird und die Verteilung in eine Gaußfunktion übergeht. Der durch die Anpassung bestimmte Wert für die Breite in vertikaler Richtung b_y (bei waagrecht eingebautem Schlitzkollimator) ist stark mit der absoluten Höhe I_0 korreliert. Durch die Anpassung an die Messdaten kann es durch die starke Korrelation von I_0 und b_y zu einer Unterschätzung der Breiten kommen. Daher ist es sinnvoll die Breite des Clusterstrahls für die schmale Seite über die Halbwertsbreite der Verteilung zu definieren. Die Anpassung an

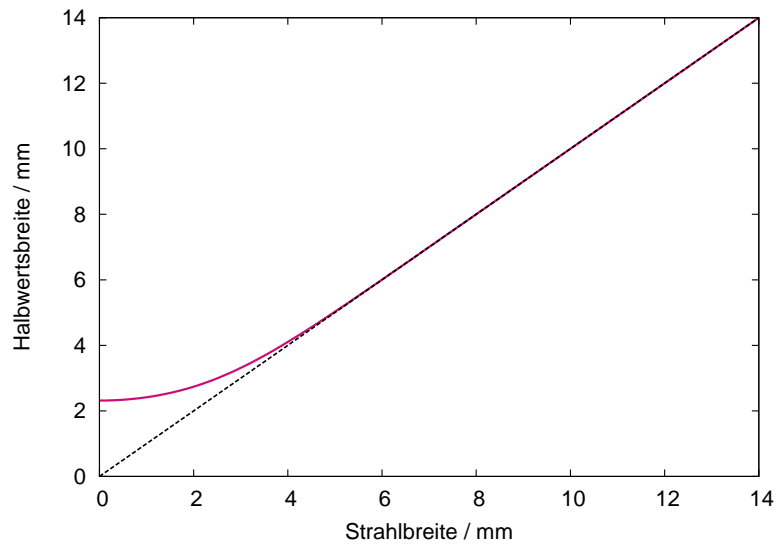


Abbildung 5.16: Halbwertsbreite in Abhängigkeit der Breite b aus der Anpassung der Druckprofile. Es ist zu erkennen, dass diese Verteilung nicht linear gegen den Ursprung strebt, sondern für kleine b in eine Konstante übergeht. Zur Veranschaulichung ist die Winkelhalbierende eingezeichnet.

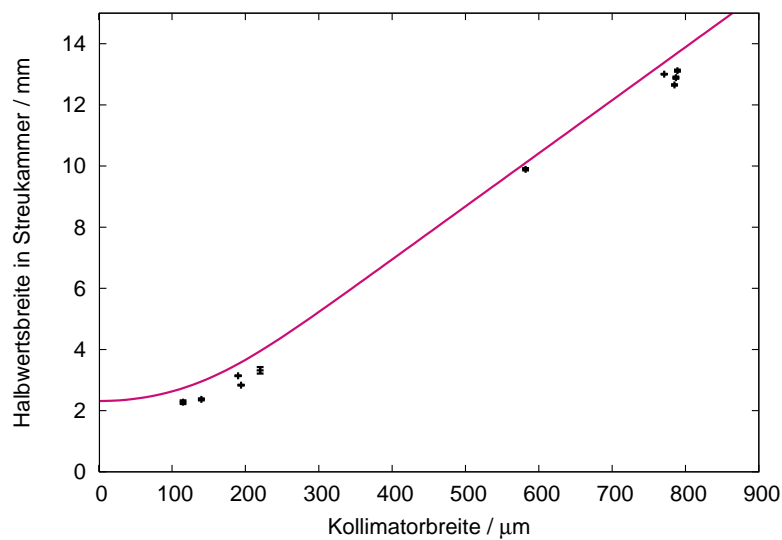


Abbildung 5.17: Halbwertsbreiten des Clusterstrahls in Abhängigkeit der Kollimatorbreite. Eingezeichnet sind die gemessenen Werte der im Rahmen dieser Masterarbeit verwendeten Schlitzkollimatoren (schwarz) sowie die berechneten Werte der Halbwertsbreite für unterschiedliche Kollimatorbreiten (violett).

die Messdaten liefert weiterhin einen sinnvollen Verlauf. In Abbildung 5.17 sind die über Nullstellenbestimmung ermittelten Halbwertsbreiten der im Rahmen dieser Masterarbeit verwendeten Schlitzkollimatoren gegen die reale Kollimatorbreite aufgetragen. Dabei stellen die niedrigeren Messwerte die Breite und die hohen Werte die Länge der verwendeten Kollimatoren dar. Der Clusterstrahl besitzt demnach in der Streukammer Abmessungen die zwischen $2,28 \pm 0,06 \text{ mm}$ und $3,32 \pm 0,11 \text{ mm}$ in der Breite und im Bereich von 13 mm in der Länge liegen. Die Länge des durch den Kollimator mit der Breite $221 \text{ }\mu\text{m}$ definierten Clusterstrahls in der Streukammer beträgt $9,89 \pm 0,04 \text{ mm}$.

Über den Strahlensatz lässt sich der Proportionalitätsfaktor zwischen Kollimatorbreite und Strahlbreite abschätzen. In Abbildung 5.18 ist schematisch der Strahlengang des Clusterstrahls gezeigt. Außerdem sind die festen Abstände zwischen Lavaldüse und Kollimator und zwischen Lavaldüse und Wechselwirkungspunkt eingezeichnet. Zwischen Kollimatorbreite und der Breite des Clusterstrahls am Wechselwirkungspunkt ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \frac{b}{b_{\text{Kollimator}}} &= \frac{2100 \text{ mm}}{121 \text{ mm}} \\ \Rightarrow b &= 17,36 \cdot b_{\text{Kollimator}} . \end{aligned} \quad (5.42)$$

In Abbildung 5.17 ist zusätzlich der mit Hilfe des bestimmten Proportionalitätsfaktors (vgl. Gleichung 5.42) berechnete Verlauf der Halbwertsbreite in Abhängigkeit der Kollimatorweiten bei einem festen s von $1,39 \text{ mm}$ eingezeichnet (violett). Es ist zu erkennen, dass die berechneten und die gemessenen Werte in guter Näherung gut übereinstimmen und die Kurve den Verlauf der Messwerte gut beschreibt. Es ist außerdem zu erkennen, dass die gemessenen Werte für die schmale Breite der verwendeten Kollimatoren im Übergangsbereich zwischen der konstanten Halbwertsbreite und dem linearem Verlauf liegen. Das bedeutet, dass die Druckverteilung in dieser Richtung noch keine Gaußverteilung ist. Ein Plateau ist jedoch ebenfalls noch nicht erreicht, sodass die volle Höhe der Verteilung nicht angenommen wird. Dies könnte zu Verlusten in der absoluten Targetdichte führen. Dennoch kann die Wahl der Breite in diesem Übergangsbereich

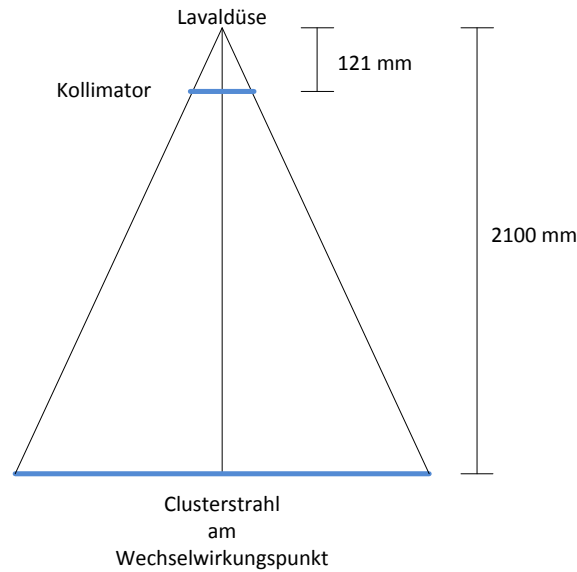


Abbildung 5.18: Schematische Darstellung des Strahlengangs des Clusterstrahls in die Streukammer (nicht maßstabsgetreu). Eingezeichnet sind zudem die Abstände zwischen Lavaldüse und Kollimator sowie zwischen Düse und Wechselwirkungspunkt.

sinnvoll sein. In diesem Bereich ist es noch gut möglich mit unterschiedlichen Kollimatoren die Breite des Clusterstrahls zu variieren. Trotzdem ist die räumliche Ausdehnung des Clusterstrahls gegenüber einem runden Strahl sehr gering. Entscheidend ist die absolute Targetdichte, die mit den Schlitzkollimatoren erzielt werden kann sowie das Verhältnis aus Signal zu Untergrund. Beide werden im Folgenden diskutiert.

5.7 Maximal erzielte Dichte des Clusterstrahls

Die Dichte des Clusterstrahls muss für das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment bei über $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ liegen, um eine ausreichende Luminosität zu gewährleisten. Um die Eigenschaften des durch einen Schlitzkollimator definierten Clusterstrahls zu untersuchen, wurden Druckprofile mit dem Monitorsystem in der Streukammer aufgenommen. Skimmer und Kollimator wurden jeweils für jeden eingesetzten Kollimator neu justiert, um die höchstmögliche Targetdichte am Wechselwirkungspunkt zu erzielen. Die Strahlprofile, die zur Berechnung

der maximalen Dichte benutzt wurden, sind im Anhang A.4 gezeigt.

Um die Targetdichte des Clusterstrahls zu bestimmen, wurde die durch Gleichung 5.32 gegebene Funktion an die aufgenommenen Profile angepasst und dann die Dichte nach Gleichung 5.40 berechnet. Die nach Justage von Skimmer und Kollimator maximal erzielte Dichte der eingesetzten Kollimatoren ist in Tabelle 5.2 dargestellt. Alle Clusterstrahldichten wurden bei einer Temperatur von 22 K und einem Druck von 17 bar vor der Düse gemessen. Mit der Breite des Schlitzkollimators nimmt die Targetdichte zu. In Tabelle 5.2 ist zu beachten, dass der Schlitzkollimator mit der Breite 221 μm eine geringere Länge besitzt, als die übrigen, wodurch der Clusterstrahl in der Streukammer eine geringere Ausdehnung aufweist und die Targetdichte abnimmt. Es ist möglich die Dichte auf die Länge der anderen Kollimatoren zu extropolieren. Für die Dichteberechnung wurde daher die Länge des Clusterstrahls, der durch den Kollimator mit der Breite 142 μm definiert wurde, angenommen. Damit ergibt sich dann eine Targetdichte von $2,2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$.

Dies ist ein wichtiges Ergebnis dieser Arbeit. Mit Hilfe eines Schlitzkollimators ist es möglich eine Dichte im Bereich von $2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ zu erzielen. Dabei kann die effektive Targetbreite am späteren Wechselwirkungspunkt beim $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment auf etwa 3,3 mm (vgl. Abschnitt 5.6) reduziert werden. Bei einem runden Clusterstrahl derselben Dichte beträgt der Durchmesser des Strahls etwa 10 mm.

Außerdem ist es möglich mit unterschiedlichen Schlitzkollimatoren die Dichte zu variieren. Mit den untersuchten Schlitzkollimatoren kann die Targetdichte durch Variation der Schlitzbreiten um etwa eine Größenordnung verändert werden.

Kollimator	Abmessungen / μm	Dichte / $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$
1	789×116	$1,07 \pm 0,14$
2	798×142	$1,50 \pm 0,17$
3	770×189	$1,93 \pm 0,18$
4	765×194	$1,94 \pm 0,21$
5	580×221	$1,66 \pm 0,70$

Tabelle 5.2: Maximale Targetdichte in der Streukammer für unterschiedliche Schlitzkollimatoren.

5.8 Signal-zu-Untergrund-Verhältnis

Neben der maximalen Targetdichte ist es beim späteren Experiment wichtig, einen geringen Restgasuntergrund zu gewährleisten. Durch einen niedrigen Untergrund können Reaktionen des Antiprotonenstrahls mit Gasteilchen außerhalb des gewünschten Vertexpunktes vermieden werden. Dies ist vor allem für die Vertexrekonstruktion wichtig, aber auch für die Lebensdauer des Antiprotonenstrahls. Daher muss unter Umständen ein Kompromiss zwischen Targetdichte, effektiver Targetfläche und dem daraus resultierenden Restgasuntergrund gefunden werden. Eine wichtige Größe ist dabei das Verhältnis aus Signal und Untergrund. Mit einem Schlitzkollimator ist es bereits gelungen, die effektive Targetfläche im Gegensatz zu einem runden Clusterstrahl bei gleicher Dichte zu reduzieren (vgl. Abschnitte 5.6, 5.7). Um das Verhältnis aus Signal und Untergrund zu bilden, müssen aus den aufgenommen Druckprofilen in der Streukammer Signal und Untergrund bestimmt werden.

Trifft der Antiprotonenstrahl am Wechselwirkungspunkt zentral auf das Target, ist das Signal, das gesehen wird, die maximale Flächendichte. Das bedeutet, dass als Signal die in Abschnitt 5.7 nach Gleichung 5.15 berechnete Targetdichte angenommen werden kann. Der Restgasuntergrund wurde mit der Aufnahme der Strahlprofile in der Streukammer gemessen. Um aus dem Signal und dem Restgasuntergrund ein sinnvolles Verhältnis zu bilden, kann aus dem Restgasuntergrund ebenfalls eine Flächendichte bestimmt werden. Der gemessene Restgasuntergrund in der Streukammer wird nicht durch das Aufstauen des Gases an den Monitorstäben verursacht, sondern ist ein Druck, der auch ohne Stäbe gemessen werden kann. Das Restgas p_U kann als ideales Gas betrachtet werden, das sich gemäß der idealen Gasgleichung [Wut08]

$$p_U \cdot V = N \cdot k_B \cdot T \quad (5.43)$$

verhält. Dabei ist p_U der gemessene Restgasdruck in der Streukammer, V das Volumen, N die Teilchenzahl, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur.

Formt man Gleichung 5.43 um, so erhält man eine Teilchendichte:

$$\rho = \frac{N}{V} = \frac{p_U}{k_B \cdot T}. \quad (5.44)$$

Dies stellt jedoch eine Teilchen-Volumendichte dar. Um die Flächendichte zu bestimmen, muss Gleichung 5.44 entlang einer Linie integriert werden:

$$\begin{aligned} \rho_{p_U} &= \int_0^x \frac{p_U}{k_B \cdot T} dx' \\ &= \frac{p_U}{k_B \cdot T} \cdot x. \end{aligned} \quad (5.45)$$

Der Integrationsbereich wird zu $x = 1 \text{ m}$ gewählt, sodass er viel größer ist, als der Messbereich des Monitorsystems. Der Restgasdruck p_U kann aus der Anpassung der Strahlprofile ermittelt werden, für die Temperatur T wird 273 K angenommen und für die Boltzmann-Konstante gilt $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$ [Wut08], sodass die Flächendichte des Restgasunterdruckes berechnet werden kann.

Für das Verhältnis aus Signal zu Untergrund folgt demnach:

$$r_{S/U} = \frac{\rho_T}{\rho_{p_U}}. \quad (5.46)$$

Das bedeutet, dass für das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ein möglichst hoher Wert angestrebt werden sollte. In Tabelle 5.3 ist die Targetdichte ρ_T , der Restgasdruck p_U und die daraus berechnete Flächendichte des Restgasuntergrundes ρ_{p_U} eingetragen. Tabelle 5.4 zeigt das resultierende Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für die untersuchten

Kollimator	Maße / μm	$\rho_T / 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$	$p_U / 10^{-6} \text{ mbar}$	$\rho_{p_U} / 10^{12} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$
1	789×116	$1,07 \pm 0,14$	$88,47 \pm 0,06$	$2,35 \pm 0,02$
2	798×142	$1,50 \pm 0,17$	$114,91 \pm 0,08$	$3,05 \pm 0,02$
3	770×189	$1,93 \pm 0,18$	$143,34 \pm 0,13$	$3,80 \pm 0,04$
4	765×194	$1,94 \pm 0,21$	$132,48 \pm 0,12$	$3,52 \pm 0,03$
5	580×221	$1,66 \pm 0,70$	$130,00 \pm 0,58$	$3,45 \pm 0,16$

Tabelle 5.3: Targetdichte ρ_T , der Restgasdruck p_U (die Unsicherheiten ergeben sich aus der Anpassung an die Strahlprofile) und die Flächendichte des Restgasuntergrundes ρ_{p_U} .

Kollimator	Abmessungen / μm	$r_{S/U}$ / 10^2
1	789×116	$4,56 \pm 0,60$
2	798×142	$4,92 \pm 0,58$
3	770×189	$5,07 \pm 0,47$
4	765×194	$5,52 \pm 0,60$
5	580×221	$4,81 \pm 2,03$

Tabelle 5.4: Signal-zu-Untergrund-Verhältnis $r_{S/U}$ der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Schlitzkollimatoren. Zu beachten ist, dass die große Unsicherheit des Kollimators 5 aus der Skalierung mit dem reduzierten χ^2 resultiert.

Schlitzkollimatoren. Zur Veranschaulichung ist das Signal-zu-Untergrundverhältnis $r_{S/U}$ in Abbildung 5.19 gegen die Kollimatorbreite aufgetragen (Die untersuchten Kollimatoren besitzen in erster Näherung die gleiche Länge). Das Signal-zu-Untergrundverhältnis ist in erster Näherung und im Rahmen der Unsicherheiten konstant. Im Falle der untersuchten Schlitzkollimatoren ist für den Kollimator der Breite $194 \mu\text{m}$ das Verhältnis aus Signal zu Untergrund jedoch am besten und liegt bei etwa $552 : 1$. Dennoch weisen die berechneten Verhältnisse keine signifikanten Unterschiede auf. Wie in Abschnitt 5.6 beschrieben, führen kleine Breiten der Schlitzkollimatoren nicht unbedingt zu entsprechend kleineren Ausdehnungen des Clusterstrahls in der Streukammer. Die untersuchten Kollimatoren befinden sich alle im Übergangsbereich zu einer konstanten Halbwertsbreite (vgl. Abbildung 5.17). Dieser Verlauf könnte auch für das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis gelten.

Ab einem bestimmten Wert führt ein Verkleinern der Breiten der Schlitzkollimatoren im Wesentlichen nur zu einer Abnahme der Dichte; ein signifikanter Einfluss auf den Restgasuntergrund entsteht dagegen nicht. Ein Vergleich der gefundenen Verhältnisse aus Signal und Untergrund und dem entsprechenden Verhältnis für einen runden Clusterstrahl ergeben wie erwartet für die Schlitzkollimatoren bessere Werte.

Zur Bestimmung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses für einen runden Clusterstrahl (Kollimatordurchmesser $0,7 \text{ mm}$) wurde eine Langzeitmessung ausgewertet. Dabei wurde alle 15 min insgesamt 29 mal ein Strahlprofil in der Streukammer aufgenommen und die Targetdichte sowie die Flächendichte des Restgasuntergrundes bestimmt. Die Targetdichte der jeweiligen Messungen liegt im Bereich von $2,0 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ bis $2,2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$. Der

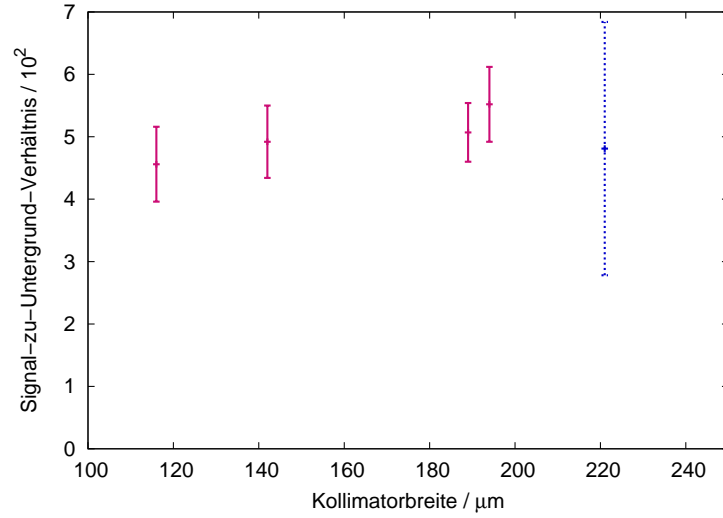


Abbildung 5.19: Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für die untersuchten Kollimatoren. Es ist zu beachten, dass die Länge des Kollimators der Breite $221\ \mu\text{m}$ (blau) geringer ist als bei den übrigen. Daher kann das Verhältnis aus Signal und Untergrund nicht direkt in Beziehung zu den anderen Messwerten gesetzt werden. Die große Unsicherheit für diesen Wert resultiert aus der Skalierung mit dem reduzierten χ^2 auf Grund nicht stabiler Bedingung während der Messung.

entsprechende Restgasdruck beträgt dabei jeweils etwa zwischen $200 \times 10^{-6}\text{ mbar}$ und $220 \times 10^{-6}\text{ mbar}$. Daraus ergibt sich ein mittleres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von $r_{S/U} = 375 \pm 2$.

Dieser Wert liegt deutlich unter den entsprechenden Verhältnissen für die Schlitzkollimatoren. Für den Kollimator der Breite $194\ \mu\text{m}$ ist das Verhältnis $r_{S/U}$ um einen Faktor 1,5 mal höher als für den runden Kollimator.

Ein Vergleich der Flächen des runden Kollimators und des Schlitzkollimators führt zu einem abweichenden Ergebnis. Die Fläche des runden Kollimators mit einem Durchmesser von $0,7\text{ mm}$ beträgt etwa $0,38\text{ mm}^2$. Für den Kollimator mit der Breite $194\ \mu\text{m}$ ergibt sich eine Fläche im Bereich von $0,15\text{ mm}^2$. Aus dieser geometrischen Betrachtung würde man im Vergleich mit einem runden Clusterstrahl ein um einen Faktor von 2,5 höheres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für einen schlitzförmigen Clusterstrahl erwarten. Das bedeutet, dass der Restgasuntergrund nicht allein durch rückgestreute Cluster aus dem Bereich des Auffängers verursacht wird, sondern auch direkt von der Clusterquelle in die Streukammer gelangt. Zur Überprüfung können zusätzliche Blenden direkt hinter der Kryopumpe der

Clusterquelle eingesetzt werden. Dadurch kann der Gasfluss zur Streukammer vermindert werden. Aktuell wird die finale Clusterquelle für das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment aufgebaut und getestet (vgl. Kapitel 6). Dafür ist ein neuer Pumpstand mit höherem Saugvermögen geplant. Der Einsatz dieses Pumpstandes kann ebenfalls zu einer Verminderung des Restgasuntergrundes führen. Eine weitere Möglichkeit den Restgasuntergrund in der Streukammer, sowohl für den runden als auch für einen schlitzförmigen Clusterstrahl, zu reduzieren, besteht in der Veränderung des Auffängers. Aktuell befindet sich an der vierten Auffängerstufe ein MCP-Detektor zur Visualisierung des Clusterstrahls (vgl. Kapitel 3.1.3, 4). Anstelle dieses Detektors kann eine zusätzliche Turbomolekularpumpe angebracht werden. Diese wird exzentrisch zum Strahlrohr installiert. Dadurch treffen die Cluster direkt auf die Leitbleche der Turbomolekularpumpe, platzen auf und können abgesaugt werden, sodass eine Rückstreuung in die Streukammer verhindert werden kann.

Durch den Einsatz eines Schlitzkollimators kann die räumliche Ausdehnung des Clusterstrahls am späteren Wechselwirkungspunkt reduziert werden. Mit den untersuchten Schlitzkollimatoren konnten Breiten im Bereich zwischen 2,3 mm und 3,3 mm gemessen werden. Die Breite kann jedoch auf Grund von Kanteneffekten nicht beliebig verringert werden. Bei den beobachteten Ausschmierungen kann die minimale Breite auf etwa 2 mm bei gegebener Form der Kollimatoren abgeschätzt werden, was durch die getesteten Kollimatoren bereits fast erreicht wird.

Die dabei maximal erzielte Targetdichte liegt im Bereich von etwa $2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$. Das bedeutet, dass mit einem Schlitzkollimator dieselbe Dichte erzielt werden kann, wie mit einem runden Kollimator. Mit einem Schlitzkollimator kann das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessert werden. Aktuell liegt das Verhältnis um etwa 50 % höher im Vergleich zu einem runden Clusterstrahl (Kollimator mit Durchmesser 0,7 mm). Eine Verbesserung ist durch zusätzliche Blenden und ein neues Pumpsystem möglich.

Die Untersuchungen in diesem Kapitel zeigen, dass ein Schlitzkollimator mit den Abmessungen von etwa $790 \mu\text{m} \times 220 \mu\text{m}$ eine bestmögliche Wahl für das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment darstellt, bei der die räumliche Ausdehnung des Targestrahls bei höchster Dichte so gering wie möglich ist.

6 Aufbau und erste Tests wesentlicher Komponenten der finalen $\overline{\text{PANDA}}$ -Clusterquelle

Der Prototyp des Cluster-Jet Targets für das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment wurde bereits im Jahr 2008 an der Universität Münster aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Mit dem Prototypen ist es gelungen Targetdichten von mehr als $2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ zu erzielen. Außerdem ist der Einsatz von speziell geformten Kollimatoren, sogenannten Schlitzkollimatoren, erprobt worden. Dadurch kann der Gasfluss zum späteren Wechselwirkungspunkt mit den Antiprotonen und somit eventuell auftretende Untergrundreaktionen beim späteren Experimentierbetrieb bei $\overline{\text{PANDA}}$ verringert werden. Systematische Untersuchungen von Schlitzkollimatoren verschiedener Größe und Form wurden im Rahmen dieser Masterarbeit durchgeführt und sind in Kapitel 5 dargestellt.

Parallel zum Betrieb des Prototypen wurde die finale Clusterquelle für $\overline{\text{PANDA}}$ von D. Bonaventura entworfen. Bisher wurden der Vakuumpumpstand und die zentralen Elemente der Clusterquelle zur Clusterproduktion aufgebaut. Die wesentlichen Komponenten der Clusterquelle beinhalten den Kaltkopf zur Gaskühlung, die Gasleitungen, die Elemente zur Temperaturüberwachung (Temperaturdiode, Heizpatrone und Temperaturregler) und die Lavalldüse. Skimmer- und Kollimatorkammer werden zu einem späteren Zeitpunkt aufgebaut und separat getestet.

In diesem Kapitel werden der genaue Aufbau der finalen Clusterquelle sowie erste Tests vorgestellt.

6.1 Überblick über die finale $\overline{\text{PANDA}}$ -Clusterquelle

Eine Darstellung des Aufbaus der finalen Clusterquelle ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Darin ist als zentrales Element die Stützvakuunkammer zu erkennen. Dort ist ein Kaltkopf zur Gaskühlung installiert. Daran anschließend befinden sich Skimmer- und Kollimator-kammer. Mit einem kann der gesamte Kaltkopf mit vorn aufgesetzter Lavalldüse verkippt werden, sodass unterschiedliche Bereiche des Clusterstrahls vom Skimmer extrahiert werden können. Der Drehpunkt des Kugelgelenks stellt der engste Querschnitt der Düse dar. Am unteren Bildrand ist die Schrittmotorsteuerung des Kugelgelenks zu erkennen.

6.2 Aufbau und Test des Kaltkopfsystems zur Gaskühlung

Zur Kühlung des Wasserstoffgases zur Clusterproduktion wird ein zweistufiger Kaltkopf des Typs Coolpower 10MD mit zugehörigem Kompressor Coolpak6000 der Firma Leybold verwendet. Die Kühlleistung der warmen Stufe des Kaltkopfes wird mit etwa 110 W bei einer Temperatur von 80 K und die der kalten Stufe mit 18 W bei einer Temperatur von 20 K angegeben [Umr97]. Ein Kaltkopf arbeitet mit Helium, das nach dem Gifford-McMahon-Prozess komprimiert und expandiert wird. Die Inbetriebnahme und erste Tests zur Kühlleistung, Endtemperatur sowie zur Temperaturstabilität des Kaltkopfes wurden im Rahmen der Bachelorarbeit von A. Zannotti durchgeführt [Zan12]. Der Kaltkopf 10MD erreicht demzufolge eine Endtemperatur von etwa 10,8 K mit einer Abweichung von einigen mK. Diese Tests wurden ohne aufgesetzte Gasleitungen und Gasfluss durchgeführt. Um Wasserstoffgas auf Temperaturen von weniger als 20 K abzukühlen, werden Gasleitungen in mehreren Windungen um die beiden Stufen des Kaltkopfes geführt. Abbildung 6.2 rechts zeigt den Kaltkopf mit aufgesetzten Gasleitungen. Die Gasleitungen sind aus Kupfer und Edelstahl gefertigt. Die Windungen direkt um die Stufen des Kaltkopfes bestehen aus Kupfer, um einen möglichst guten Wärmetransport zu gewährleisten. Vor und zwischen beiden Stufen bestehen die Gasleitungen aus Edelstahl.

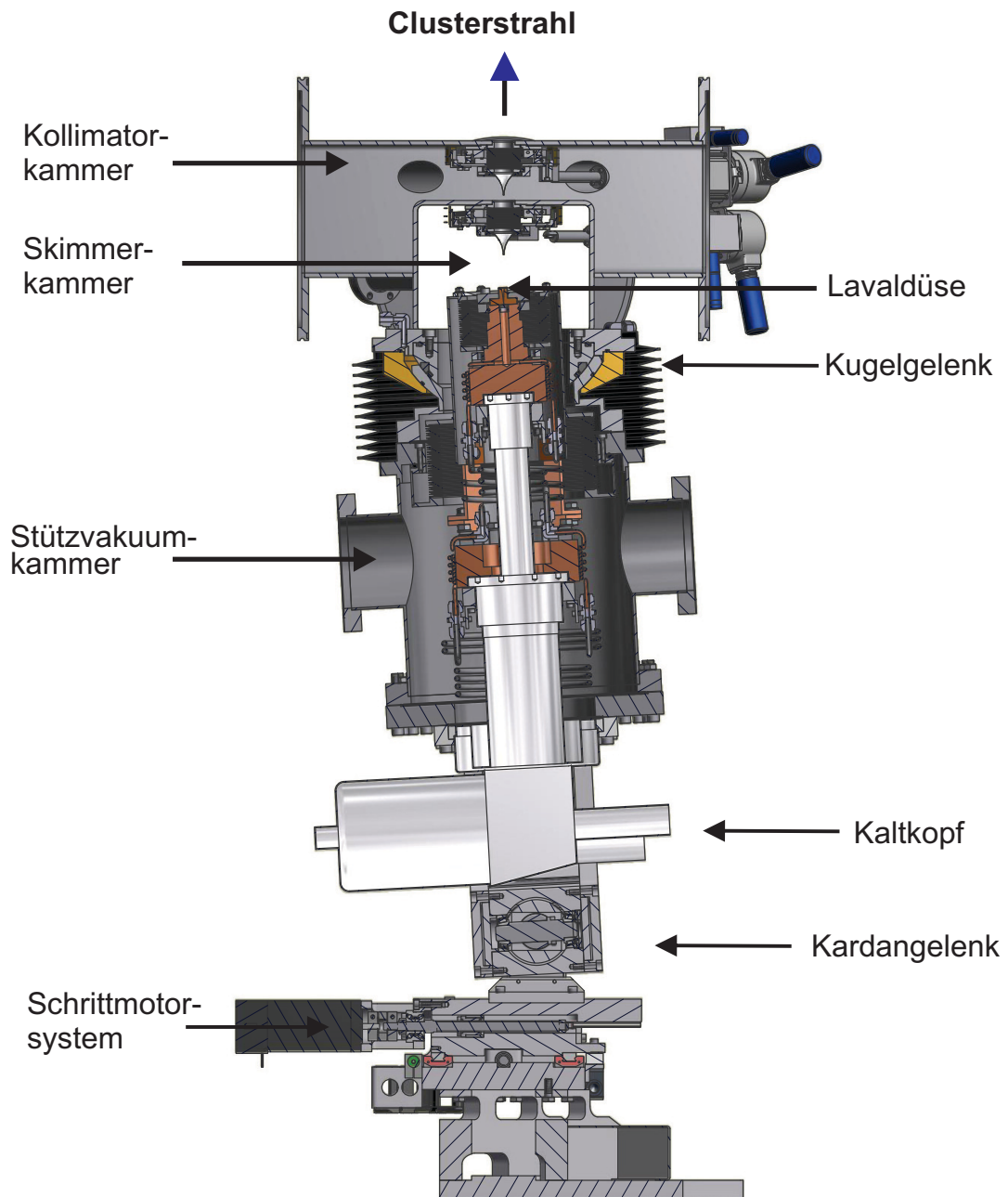


Abbildung 6.1: Querschnittszeichnung der Clusterquelle für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment (basierend auf einer Abbildung von D. Bonaventura). In der Mitte befindet sich die Stützvakuumkammer mit Kaltkopf zur Gaskühlung. Daran schließen sich Skimmer- und Kollimatorkammer an. Die Position der Lavalldüse ist eingezeichnet. Links ist die Schrittmotorsteuerung des Kugelgelenks zu erkennen. Dadurch kann der gesamte Kaltkopfaufbau verkippt werden, sodass unterschiedliche Bereiche des Clusterstrahls vom Skimmer extrahiert werden können.

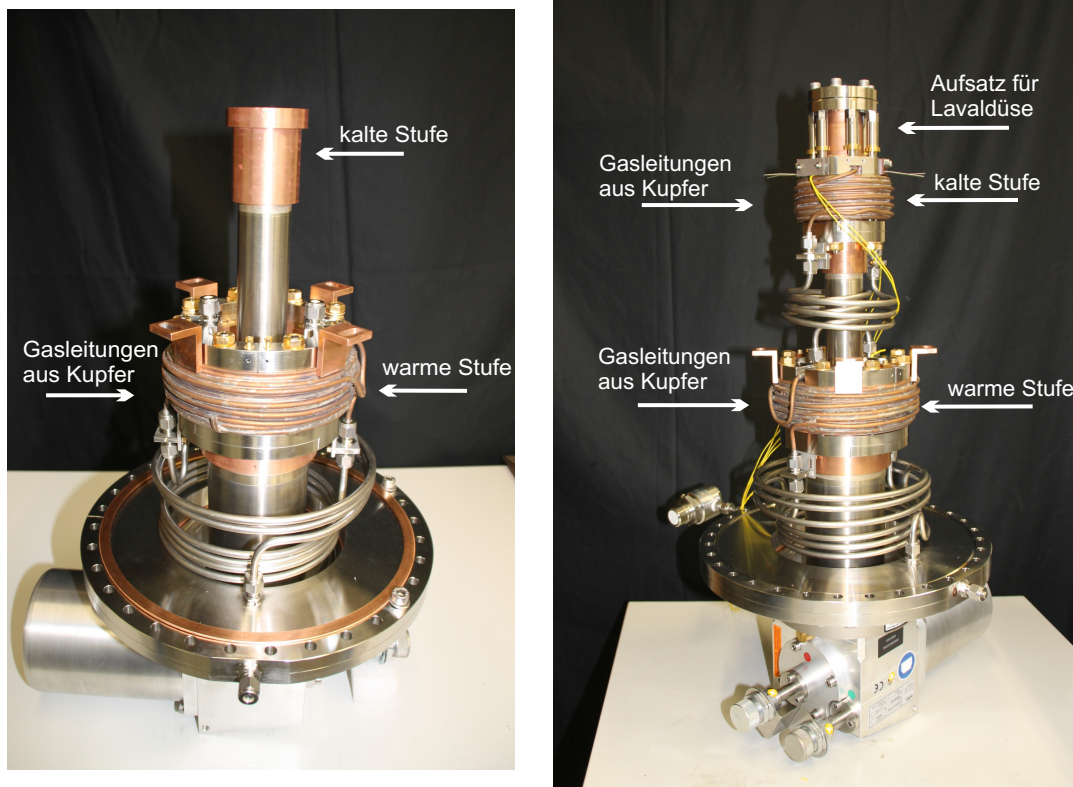


Abbildung 6.2: Fotografie des Kaltkopfes mit aufgesetzten Gasleitungen. Links: Nur die Gasleitungen der warmen Stufe sind an den Kaltkopf angebracht. Rechts: Fertige Montage der Gasleitungen an beiden Stufen des Kaltkopfes. Die Gasleitungen, die sich direkt an den beiden Stufen des Kaltkopfes befinden, sind aus Kupfer gefertigt, um einen guten Wärmetransport zu gewährleisten. Die Zuleitung und die Verbindung zwischen beiden Stufen bestehen aus Edelstahl.

Die Gasleitungen aus Kupfer sind miteinander verschweißt und der gesamte Block wird durch eine Edelstahlhalterung an die jeweilige Stufe des Kaltkopfes angedrückt. Die Verbindungen innerhalb der Halterung werden durch vergoldete Schrauben gehalten. Ein Schmiermittel ist daher nicht nötig und Verunreinigungen des Vakuums der späteren Stützvakuumkammer werden verhindert. Zur Temperaturmessung und -reglung sind in den Kaltkopf Temperaturdioden und Heizpatronen eingebracht. In die warme Stufe des Kaltkopfes ist eine Temperaturdiode zur Überwachung der Temperatur und zwei Heizpatronen mit einer Heizleistung von jeweils 25 W eingelassen. In die kalte Stufe sind zwei Temperaturdioden und zwei Heizpatronen mit einer Heizleistung von jeweils 50 W

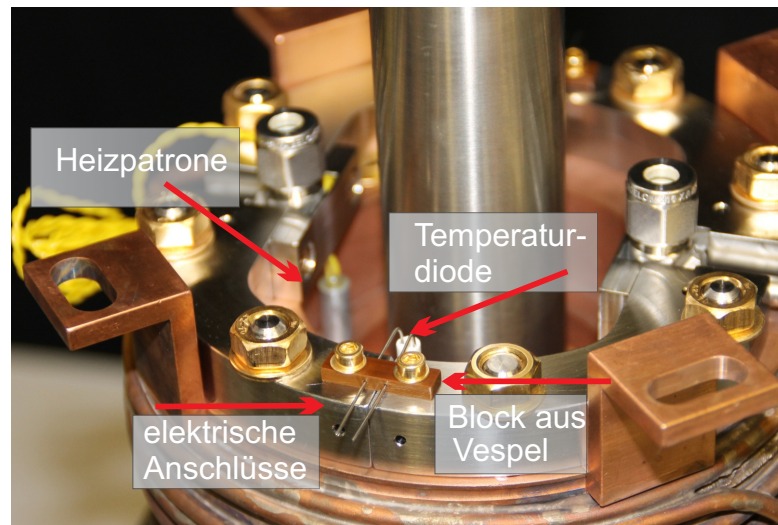


Abbildung 6.3: Elektrische Verbindung der Temperaturdioden. Um Überschlüsse und Kurzschlüsse mit den Gasleitungen beziehungsweise den metallischen Befestigungen zu vermeiden, werden die Drähte, die zur Diode führen, durch einen Block aus Vespel geführt. Im Hintergrund ist zusätzlich die Heizpatrone und die zugehörigen elektrischen Verbindungen zu erkennen.

eingbracht. Um einen direkten Kontakt der elektrischen Anschlüsse mit dem Kaltkopf selbst und dadurch Kurzschlüsse zu vermeiden, werden die Drähte, die direkt in die Temperaturdioden führen, durch einen Block aus Vespel¹ geführt. Abbildung 6.3 zeigt die elektrischen Verbindungen und den Vespelblock zur Vermeidung von Überschlüssen. Die elektrische Verbindung mit einem Temperaturregler (Modell 336) der Firma LakeShore erfolgt über Vakuumdurchführungen. Der Temperaturregler ermöglicht einen Betrieb, bei dem eine konstante Temperatur eingestellt und die erforderliche Heizleistung der Heizpatronen, über ständige Kontrolle der Temperatur, angepasst wird. Am oberen Ende der kalten Stufe des Kaltkopfes befindet sich ein Aufsatz aus Kupfer. Ein Sinterfilter dient zum Schutz vor groben Verunreinigungen. In diese Halterung kann dann die Lavaldüse eingesetzt werden. Um den Übergang von Aufsatz und Düse abzudichten, wird Indium verwendet. In Abbildung 6.4 ist der Aufsatz mit eingesetzter Lavaldüse gezeigt.

Der gesamte Kaltkopfaufbau befindet sich in einer Vakuumkammer, der späteren

¹ Kunststoff Polyimid. Vespel zeichnet sich unter anderem durch eine hohe Temperaturbeständigkeit aus.

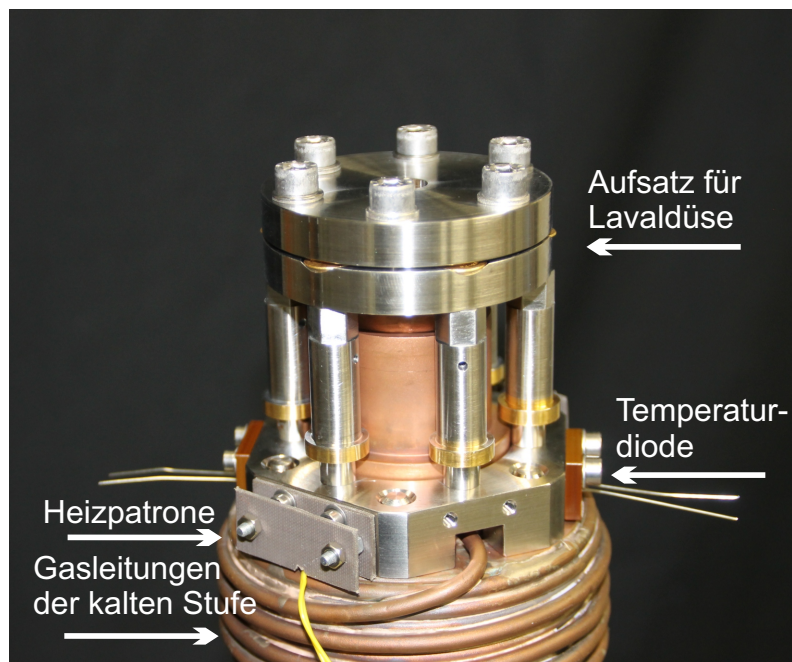


Abbildung 6.4: Aufsatz mit Lavaldüse am oberen Ende der kalten Stufe des Kaltkopfes. Um den Übergang zwischen Aufsatz und Düse abzudichten, wird Indium verwendet.

Stützvakuunkammer, um Wärmeleitung von außen zu minimieren (vgl. Abbildung 6.10). Der Kaltkopfaufbau und die Stützvakuunkammer wurden bereits errichtet und ersten Tests unterzogen (s. folgende Abschnitte). Die Stützvakuunkammer inklusive Kaltkopfaufbau lässt sich durch ein Kugelgelenk verkippen. Diese Verkipfung wird durch ein Kreuztischsystem realisiert, welches durch Schrittmotoren gesteuert wird. Über ein Kardangelen wird die Verbindung zur Stützvakuunkammer beziehungsweise zum Kaltkopf geschaffen (vgl. Abbildung 6.1). Erste Inbetriebnahme und Tests des Kreuztischsystems wurden im Rahmen der Bachelorarbeit von A. Zannotti durchgeführt [Zan12]. Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, schließt sich an die Stützvakuunkammer auch beim finalen Cluster-Jet Target eine Skimmer- und Kollimatorkammer an. Realisiert werden die beiden Kammern durch eine Kreuzkammer. Innerhalb der Kreuzkammer sind Skimmer- und Kollimatorkammer voneinander getrennt. Skimmer und Kollimator befinden sich wie auch beim Prototypen auf Kreuztischen und können durch Schrittmotoren bewegt werden. Durch eine geeignete Justage kann eine optimale Extraktion des Clusterstrahls mit höchsten Dichten erfolgen.

Das gesamte Kalkopfsystem aus Kalkopf, Gasleitungen, Temperaturdioden und Heizpatronen wurde erfolgreich aufgebaut. Für den Einsatz an der finalen Clusterquelle muss das System einigen Tests unterzogen werden, darunter einem Überdrucktest der Gasleitungen und Lecktests unter Atmosphären- und Vakuumdruck mit Helium. Außerdem muss die Endtemperatur des gesamten Kalkopfaufbaus bestimmt werden. Dabei kann auch das Abkühlverhalten des Kalkopfes genauer untersucht werden.

In den folgenden Abschnitten werden diese Tests genauer erläutert und die Ergebnisse vorgestellt.

6.2.1 Überdruck- und Lecktests der Gasleitungen mit Helium

Im späteren Betrieb der Clusterquelle wird das Wasserstoffgas mit einem Druck zwischen 4 bar und 20 bar durch die Gasleitungen zur Lavalldüse geleitet. Um die Gasleitungen des Kalkopfaufbaus auf ihre Stabilität und Dichtigkeit bei hohem Druck hin zu überprüfen, wurde zunächst ein Überdrucktest mit Helium durchgeführt. Dazu wurde ein Kupferblock anstatt der Lavalldüse an das Kalkopfsystem angebracht, sodass ein abgeschlossenes Gasleitungssystem entstanden ist. Auf die Gasleitungen wurde dann Helium mit steigendem Druck bis zu einem Maximaldruck von 32 bar gegeben. Das Gasleitungssystem konnte dem Maximaldruck standhalten, sodass dieser Überdrucktest erfolgreich abgeschlossen werden konnte.

Um die allgemeine Dichtigkeit der Gasleitungen zu überprüfen, wurde ein Lecktest durchgeführt. Dazu wurde das Gasleitungssystem an einen Lecktester der Firma Leybold angeschlossen und evakuiert. Von außen wurden die Gasleitungen mit Helium abgesprüht. Sind Lecks vorhanden, kann das Helium leicht in die Gasleitungen gelangen und wird vom Lecktester detektiert.

Es wurden Leckraten im Bereich von $5 \times 10^{-7} \frac{\text{mbar}\ell}{\text{s}}$ bei einem Vakuumdruck von $5,6 \times 10^{-3} \text{ mbar}$ detektiert, was guten Werten entspricht. Daher kann dieser Lecktest als erfolgreich angesehen werden.

6.2.2 Lecktests und Abkühlen des Kaltkopfes unter Vakuumbedingungen

Um das Kaltkopfsystem auf Kältelecks hin zu untersuchen und das Abkühlverhalten und die Endtemperatur des Kaltkopfes mit aufgesetzten Gasleitungen zu bestimmen, wurde der Kaltkopfaufbau mit Stützvakuummkammer an einen Vakuumtestpumpstand angeschlossen. Der Testpumpstand besteht aus einer Turbomolekularpumpe mit einem Saugvermögen (für Luft) von $360 \frac{\text{ℓ}}{\text{s}}$ und einer Drehschieberpumpe als Vorpumpe. Zur Überwachung der Drücke dienen zwei Vakuummessgeräte. Der gesamte Aufbau mit Kaltkopfsystem, Stützvakuummkammer und Testpumpstand ist schematisch in Abbildung 6.5 dargestellt. Mit einem Temperaturregler kann die Temperatur zweier Temperaturdioden ausgelesen werden. Eine Diode befindet sich an der warmen, die andere an der kalten Stufe des Kaltkopfes.

Für die Tests wurde auf die Gasleitungen ein Anfangsdruck von 10 bar Helium gegeben und der Testaufbau aus Stützvakuummkammer und Pumpstand evakuiert. Dann wurde der Kaltkopf heruntergekühlt und etwa alle 15 Minuten der Druck aufgenommen. Außerdem wurde über den Temperaturregler die Temperatur der beiden Dioden an warmer und kalter Stufe des Kaltkopfes kontinuierlich mit einer Rate von mehreren Werten pro Sekunde gemessen. Dieser Test wurde an unterschiedlichen Tagen insgesamt sechs Mal wiederholt. Die Messungen stimmen in ihren Ergebnissen überein. Beispielhaft ist eine Messreihe in Abbildung 6.6 gezeigt. Darin sind die Abkühlkurven der beiden Stufen des Kaltkopfes und der gemessene Druck in der Stützvakuummkammer dargestellt. Die übrigen Messungen sind im Anhang gezeigt (s. Abschnitt A.5). Man erkennt, dass die kalte Stufe des Kaltkopfes eine Endtemperatur im Bereich von 10 K erreicht. Die Temperatur der kalten Stufe ist die Temperatur, die direkt vor der Düse anliegt und für die Clusterproduktion von Bedeutung ist. Der Druck in der Stützvakuummkammer erreicht einen Wert im Bereich von 10^{-7} mbar. Dieser Enddruck kann erreicht werden, da der abgekühlte Kaltkopf auch als Kryopumpe fungiert. Insgesamt dauert das Abkühlen des Kaltkopfes und das Erreichen der Endtemperatur etwa 2,5 bis 3 Stunden.

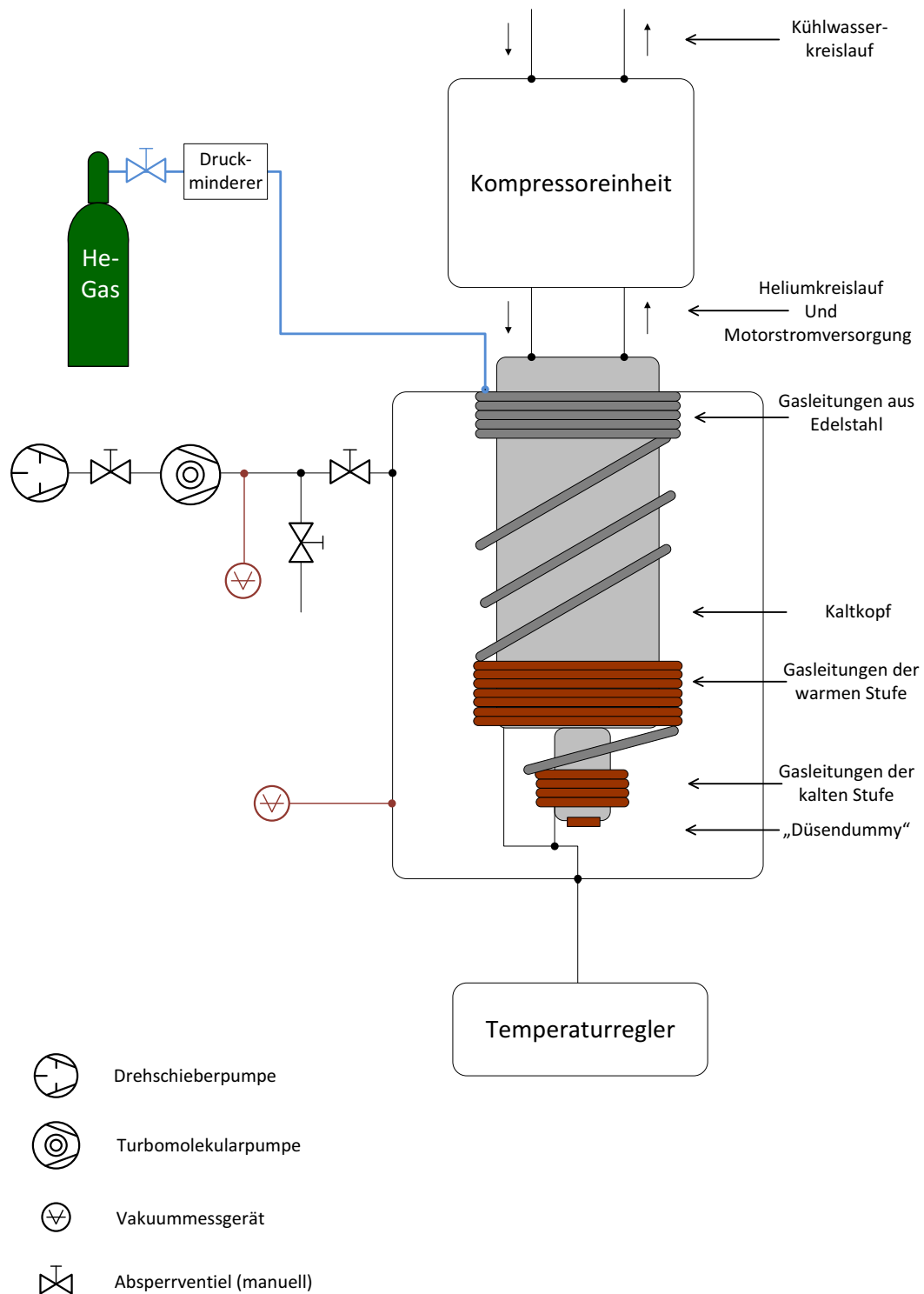


Abbildung 6.5: Schematische Darstellung des Vakuumaufbaus aus Kalktopfsystem, Stützvakuumkammer und Testpumpstand. Das gesamte Kalktopfsystem befindet sich in der späteren Stützvakuumkammer, die hier durch eine Turbomolekularpumpe mit Vorpumpe evakuiert wird. Zur Überwachung des Druckes dienen zwei Vakuummessgeräte.

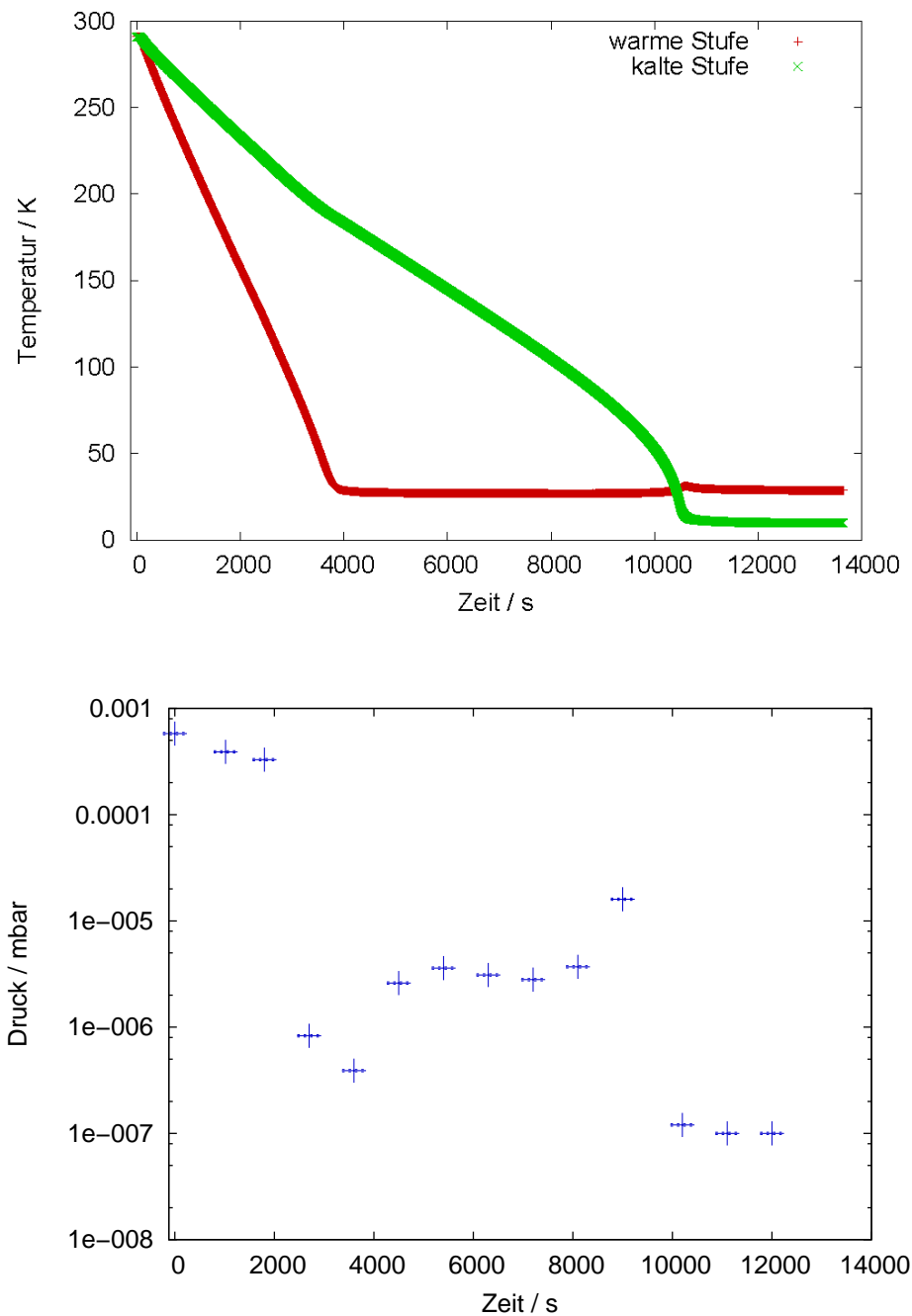


Abbildung 6.6: Oben: Abkühlkurven der beiden Stufen des Kaltkopfes. Es ist ein unterschiedliches Abkühlverhalten der beiden Stufen zu erkennen. Die warme Stufe (rot) erreicht eine Endtemperatur im Bereich von knapp 30 K und die kalte Stufe (grün) eine Temperatur im Bereich von 10 K. Unten: Druck in Abhängigkeit der Zeit in der Stützvakuumkammer. Es wird ein Enddruck im Bereich von 10^{-7} mbar erreicht. Außerdem ist im Verlauf der Messung ein temporärer Druckanstieg zu erkennen, bevor der Enddruck erreicht wird.

Im Verlauf der Druckmessung ist jedoch ein temporärer Druckanstieg zu erkennen (vgl. Abbildung 6.6). Dieser Druckanstieg ist nicht auf ein Kälteleck zurückzuführen, sondern vielmehr auf das Abkühlverhalten des Kaltkopfes. Zunächst wird nur die warme Stufe des Kaltkopfes stark abgekühlt und die kalte Stufe eher schwächer. Ab einem bestimmten Zeitpunkt wird auch die kalte Stufe des Kaltkopfes stark abgekühlt. Dabei pumpt sie soviel Wärme zur warmen Stufe, dass dort ausgefrorenes Restgas (vornehmlich Stickstoff) wieder gasförmig wird und zu einem Druckanstieg führt. Mit Erreichen der Endtemperatur der kalten Stufe friert dieses Gas wieder aus und ein niedriger Enddruck kann erreicht werden. Dieses Verhalten der beiden Stufen des Kaltkopfes wird aus Abbildung 6.7 deutlich. Darin ist die Temperatur der kalten Stufe gegen die Temperatur der warmen Stufe aufgetragen. Man erkennt, dass sich die kalte Stufe im Vergleich zur warmen Stufe anfangs nur relativ schwach abkühlt. Ab Erreichen der Endtemperatur der warmen Stufe wird die kalte Stufe sehr schnell abgekühlt.

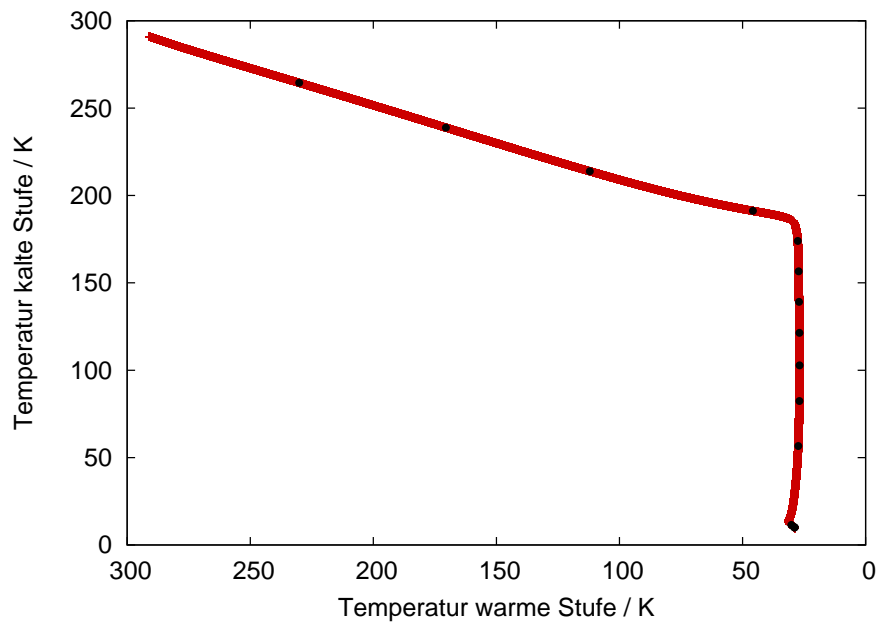


Abbildung 6.7: Abkühlverhalten der beiden Stufen des Kaltkopfes im Temperaturbereich zwischen 300 K und 0 K. Aufgetragen ist die Temperatur der kalten Stufe gegen die Temperatur der warmen Stufe. Die schwarzen Punkte markieren jeweils eine Zeitspanne von 15 Minuten. Zunächst wird die kalte Stufe im Vergleich zur warmen Stufe nur schwach abgekühlt. Ab Erreichen einer Endtemperatur der warmen Stufe wird die kalte Stufe sehr stark abgekühlt.

Der Lecktest unter Vakuumbedingungen konnte erfolgreich abgeschlossen werden. Auch bei niedrigen Temperaturen ist kein Leck an den Gasleitungen zu erkennen. Außerdem konnte eine Endtemperatur der kalten Stufe im Bereich von 10 K erreicht werden. Dieser Wert liegt sogar unter der Endtemperatur von etwa 12 K, die aus den ersten Messungen der Abkühlkurven ohne aufgesetzte Gasleitungen von A. Zannotti hervorgeht [Zan12].

6.3 Das Vakuumsystem

Für den Betrieb der Clusterquelle für das \bar{P} ANDA-Experiment kommen verschiedene Vakuumpumpen zum Einsatz. Darunter Drehschieber-, Roots- und Turbomolekularpumpen. Im Gegensatz zum Prototypen des Cluster-Jet Targets, der aktuell in Betrieb ist, sind keine Kryopumpen vorgesehen. Das Vakuumsystem der finalen Clusterquelle ist in Abbildung 6.8 gezeigt und das nominelle Saugvermögen der einzelnen Pumpen ist in Tabelle 6.1 dargestellt.

Die Clusterquelle verfügt über ein differentielles Pumpsystem, ähnlich dem des Prototypen. Die erste Stufe bildet das Vakuumsystem der Skimmerkammer. Es besteht aus einem einzelnen Pumpstand, der jedoch symmetrisch über zwei Flansche an beiden Seiten mit der Skimmerkammer verbunden ist. Dadurch wird eine Verschiebung des Clusterstrahls zu einer Saugseite hin vermieden (vgl. [Köh10]). Der Pumpstand besteht aus zwei Rootspumpen (RP_1 , RP_2) mit einem Saugvermögen (für Luft) von maximal $7800 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ beziehungsweise $2000 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$. Das Saugvermögen der Rootspumpen kann jedoch über einen Frequenzwandler verändert werden. Vorgepumpt werden beide Pumpen durch zwei Drehschieberpumpen (VP_1 , VP_2) mit einem Saugvermögen (für Luft) von jeweils $300 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$. Auf Grund des hohen Gasflusses in die Skimmerkammer von bis zu $5 \frac{\ell\text{n}}{\text{min}}$ liegen hier Drücke im Bereich von 10^{-1} mbar vor. Der Pumpstand der Skimmerkammer wurde bereits vollständig aufgebaut und zusammen mit dem Kaltkopfaufbau ersten Tests unterzogen (vgl. Abschnitt 6.3.1). Abbildung 6.9 zeigt eine CAD-Zeichnung des

aufgebauten Pumpstandes. In Kürze wird der Pumpstand am Prototypen des Cluster-Jet Targets installiert und eine genaue Saugvermögensbestimmung durchgeführt. Die zweite Stufe des differentiellen Pumpsystems bildet die Kollimatorkammer. Sie wird durch eine symmetrische Anordnung von zwei Turbomolekularpumpen evakuiert. Die beiden Turbomolekularpumpen (TP₂, TP₃) besitzen dabei ein nominelles Saugvermögen von jeweils $2000 \frac{\ell}{s}$ (für Luft). Als Vorpumpensystem dient das Vakuumsystem der Skimmerkammer. In der Kollimatorkammer werden bei Betrieb mit höchsten Dichten Drücke im Bereich von etwa 10^{-4} mbar erreicht.

Um Verluste in der Kühlleistung des Kaltkopfes zur Gaskühlung zu vermeiden, befindet sich der gesamte Kaltkopfaufbau in einer separaten Vakuumkammer, der Stützvakuumkammer. Diese wird durch eine Turbomolekularpumpe (TP₁) mit einem nominellen Saugvermögen für Luft von $300 \frac{\ell}{s}$ gepumpt. Als Vorvakuumssystem dient auch hier das System der Skimmerkammer.

Innerhalb des Vakuumsystems sind einige Vakuumventile eingebaut. Diese erlauben eine Separation von Pumpeinheiten vom Vakuumsystem. Dadurch kann die gesamte Clusterquelle gleichzeitig angepumpt beziehungsweise belüftet werden.

n	Vorpumpe $VP_n / \frac{m^3}{h}$	Rootspumpe $RP_n / \frac{m^3}{h}$	Turbomolekularpumpe $TP_n / \frac{\ell}{s}$
1	300	2000	300
2	300	7000	2000
3	-	-	2000

Tabelle 6.1: Nominelles Saugvermögen der verwendeten Vakuumpumpen für die PANDA-Quelle. Alle Angaben gelten für Luft.

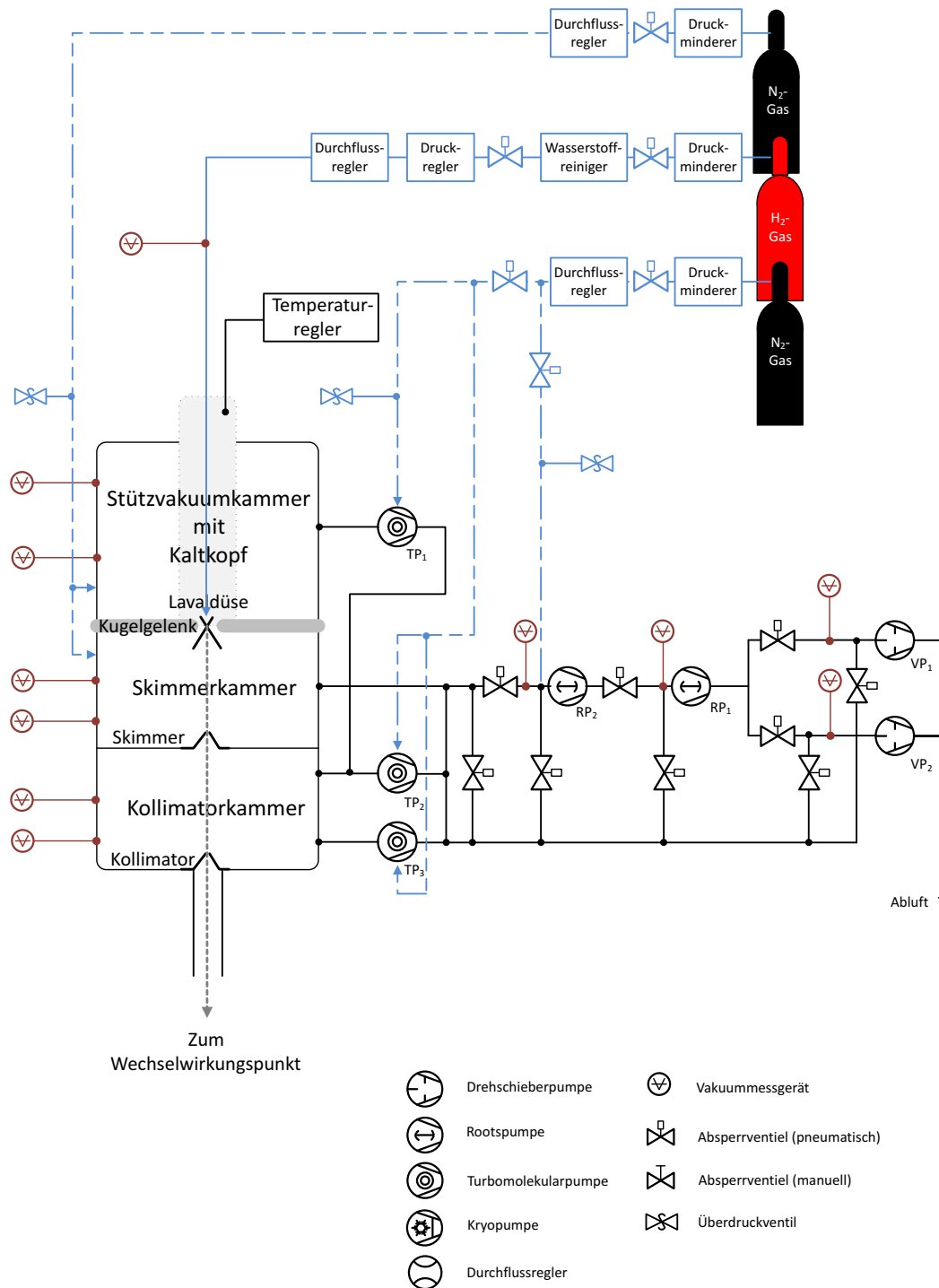


Abbildung 6.8: Vakuumsystem der Clusterquelle für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment. In Zusammenhang mit Tabelle 6.1 können den Pumpen die nominellen Saugvermögen für Luft zugeordnet werden. Zusätzlich ist das Gassystem der Clusterquelle eingezeichnet.

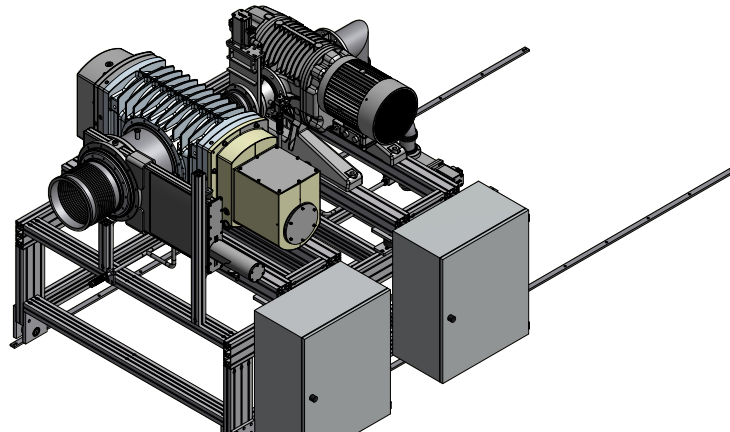


Abbildung 6.9: Vakuumpumpstand der Skimmerkammer (erstellt von D. Bonaventura). Die Skimmerkammer wird durch zwei Rootspumpen mit einem nominalen Saugvermögen von über $7000 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ evakuiert. Als Vorvakuumssystem dienen zwei Drehschieberpumpen mit einem nominalen Saugvermögen von jeweils $300 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ (für Luft).

6.3.1 Integration und Test des Kaltkopfaufbaus mit dem Vakuumsystem

Die Überdruck- und Lecktests sowohl unter Atmosphären- als auch Vakuumdruck wurden erfolgreich abgeschlossen (vgl. Abschnitt 6.2). Um die Clusterquelle unter realistischen Bedingungen mit Wasserstoffgas und einem Gasdurchfluss zu testen, wurde diese mit dem Pumpstand der Skimmerkammer verbunden. Dies diente zusätzlich als erster Test des neuen Pumpstandes für die Skimmerkammer unter Gaslast.

Für den Test wurde der Kupferblock, der bei den Überdruck- und Lecktests verwendet wurde, durch eine Lavaldüse² ersetzt. Die Stützvakuunkammer mit Kaltkopfsystem wurde mit dem Pumpstand für die Skimmerkammer verbunden. Dabei zeigte die Lavaldüse Richtung Pumpstand, sodass das Gas nach dem Durchfluss durch die Düse direkt in den Pumpstand gelangt. An die Stützvakuunkammer wurde zusätzlich eine Turbomolekularpumpe mit einem Saugvermögen von $300 \frac{\text{l}}{\text{s}}$ (für Luft) angebracht. Dies entspricht dem finalen Aufbau der Stützvakuunkammer (vgl. Abbildung 6.8). In

² Der Durchmesser des engsten Querschnitts beträgt etwa $60 \mu\text{m}$.

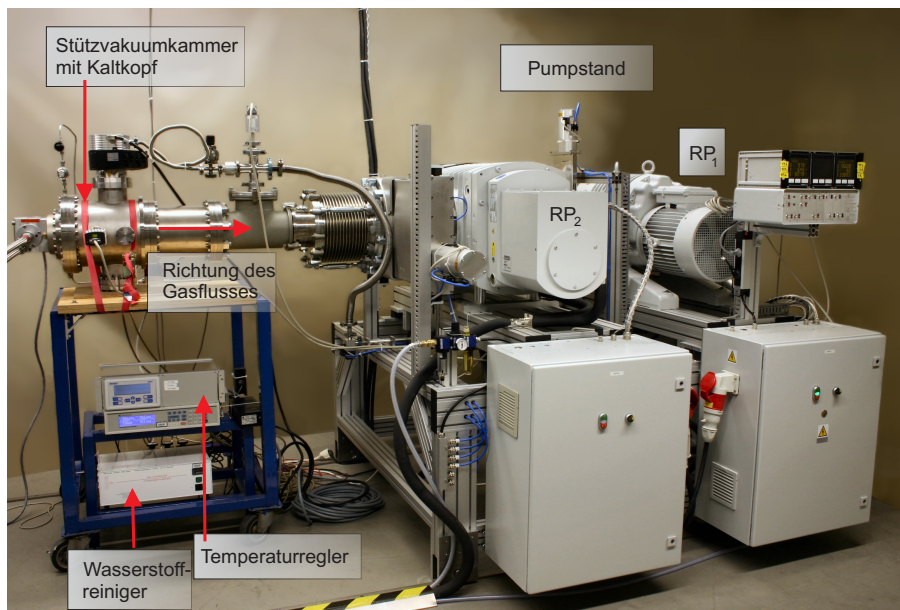


Abbildung 6.10: Testaufbau aus Stützvakuumkammer mit Kaltkopfsystem und Pumpstand der Skimmerkammer (aufgenommen von W. Hassenmeier). Links befindet sich die Stützvakuumkammer mit Kaltkopfsystem und rechts ist der Pumpstand der Skimmerkammer zu erkennen. Der Gasfluss durch die Lavalldüse führt in diesem Fall von links nach rechts direkt auf die Saugseite des Pumpstandes. In der linken unteren Ecke ist der Temperaturregler und der Wasserstoffreiniger zu erkennen.

Abbildung 6.10 ist der Aufbau mit Kaltkopfsystem in der Stützvakuumkammer und dem Pumpstand der Skimmerkammer gezeigt. Links ist die Stützvakuumkammer zu erkennen und rechts befindet sich der Pumpstand.

Für die Tests mit Gasfluss wurde das Wasserstoffgas zunächst mit einem Wasserstoffreiniger mit Palladiummembran gereinigt und über einen Druckminderer und Durchflussregler in die Gasleitungen am Kaltkopf geleitet. Der Kaltkopf wurde dann bei einem Gasfluss von etwa $0,6 \frac{\ell\text{n}}{\text{min}}$ heruntergekühlt. Dabei wurde die Temperatur der beiden Stufen des Kaltkopfes über einen Temperaturregler überwacht. Die Endtemperatur, die der Kaltkopf erreicht, lag hierbei bei etwa 16,5 K. Mit abnehmender Temperatur steigt der Durchfluss durch die Düse. Dieser beträgt bei tiefsten Temperaturen etwa $5,6 \frac{\ell\text{n}}{\text{min}}$ bei einem Druck von 1,16 bar. Dieser Durchfluss entspricht dem Durchfluss beim Betrieb des Targetprototypen mit höchsten Dichten. Daher kann die Endtemperatur auf den späteren Betrieb bei höchsten Dichten übertragen werden.

Die Endtemperatur stellt einen sehr guten Wert dar und eignet sich sehr gut für die Clusterproduktion auch bei hohen Dichten. Außerdem wurde durch diesen Test mit Gasfluss bei tiefen Temperaturen zum ersten mal ein Clusterstrahl mit der neuen Clusterquelle erzeugt.

Der Gasflusstest diente auch als erster Test für den neuen Pumpstand der Skimmerkammer. Es konnten erste Enddrücke bei einem bestimmten Gasfluss bestimmt werden. In der Stützvakuunkammer lag ein Enddruck im Bereich von etwa $2,7 \times 10^{-6}$ mbar vor. Daran schloss sich beim Testaufbau eine Vakuunkammer an, die im späteren Betrieb der Skimmerkammer entspricht. Der Druck in dieser Kammer lag unterhalb der Nachweisgrenze des verwendeten Messgerätes von etwa 10^{-3} mbar. An der folgenden Rootspumpe (RP₂) stellte sich ein Enddruck von $2,4 \times 10^{-3}$ mbar und an der weiteren Rootspumpe (RP₁) ein Druck von $2,1 \times 10^{-1}$ mbar ein. An beiden Vorpumpen lag ein Druck im Bereich von 1 mbar an. Diese Drücke stellen gute Druckwerte für den Betrieb mit Gaslast dar. Ein Druck in der Skimmerkammer im Bereich von 10^{-1} mbar hat keinen negativen Einfluss auf die Clusterproduktion [Kho⁺99].

Der durchgeführte Test des Pumpstandes ist nur ein erster Funktionstest. Der Pumpstand der Skimmerkammer wird noch am Prototypen des Cluster-Jet Targets installiert und weiteren Tests unterzogen. Unter anderem ist eine genaue Saugvermögensbestimmung geplant. Der Aufbau und erste Tests sowohl des Kaltkopfsystems mit Gasleitungen und der Stützvakuunkammer als auch des neuen Pumpstandes für die Skimmerkammer konnte erfolgreich durchgeführt und abgeschlossen werden. Im Kaltkopfsystem konnten keine Lecks festgestellt werden. Außerdem konnte das Abkühlverhalten des Kaltkopfes mit den beiden Kaltkopfstufen ermittelt werden. Die sich einstellende Temperatur beträgt dabei etwa 10 K.

Im Betrieb mit Wasserstoffgas und Gasfluss stellt sich eine Endtemperatur von etwa 16,5 K ein. Diese Endtemperatur liegt zwar über der gemessenen Temperatur ohne Gaslast, stellt dennoch einen hervorragenden Wert für die Clusterproduktion mit höchsten Dichten dar.

7 Zusammenfassung und Ausblick

An der Westfälischen Wilhelms-Universität in Münster wurde im Jahr 2008 der Prototyp eines Cluster-Jet Targets für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment aufgebaut und ist seitdem erfolgreich in Betrieb. Im Rahmen dieser Masterarbeit wurden systematische Untersuchungen zur Präparation und Definition von Clusterstrahlen durchgeführt. Dazu wurde ein Microchannel Plate-Detektor (MCP-Detektor) eingesetzt, der eine direkte Beobachtung des Clusterstrahls ermöglicht. Die Form des Clusterstrahls, die durch den Kollimator definiert wird, kann dadurch visualisiert werden. Systematisch untersucht wurden speziell schlitzförmige Kollimatoren, um im Hinblick auf Restgasuntergrund und Dichte am späteren Wechselwirkungspunkt beziehungsweise in der Streukammer die optimale Schlitzbreite zu bestimmen. Desweiteren wurden unterschiedliche Kollimatorrohlinge verwendet, um eine bestmögliche Rohlingform zu ermitteln. Parallel dazu wurden wesentliche Komponenten der finalen Clusterquelle für das $\bar{\text{PANDA}}$ Cluster-Jet Target aufgebaut, in Betrieb genommen und weiteren Tests unterzogen.

Mit dem MCP-Detektor kann der durch eine Elektronenkanone ionisierte Clusterstrahl auf einem Phosphorschirm beobachtet werden. Dadurch kann die Formbarkeit des Clusterstrahls direkt sichtbar gemacht werden und es ist zu erkennen, dass der Strahl sehr gut durch einen Kollimator in der Form definiert werden kann. Erste Tests zur Formbarkeit wurden im Rahmen dieser Arbeit mit runden beziehungsweise Schlitzkollimatoren durchgeführt. Der MCP-Detektor kann darüber hinaus als Justagekontrolle genutzt werden. Die Abbildung auf dem MCP-Detektor zeigt direkt, ob der Clusterstrahl optimal von der Quelle zum Auffänger gelangt.

Mit Hilfe dieses Detektors konnte eine Ablenkung der ionisierten Cluster bei der Produktion mit gasförmigen Wasserstoff beobachtet werden. Betreibt man das Target mit gasförmigen Wasserstoff ($p = 6,5$ bar und $T > 28,7$ K) ist die runde Form des Clusterstrahls nicht zu erkennen und der Strahl trifft den Detektor trotz guter Justage nicht zentral. Bei flüssigem Wasserstoff ($p = 6,5$ bar und $T \leq 28,7$ K) zeigt sich die runde Struktur und der Clusterstrahl trifft bei weiterer Absenkung der Temperatur den Detektor zentral. Das deutet auf eine Änderung im Clusterproduktionsprozess sowie eine Änderung der Massenverteilung hin. Ein weiterer Hinweis auf eine Massenänderung ist die Tatsache, dass der Clusterstrahl bei Temperaturen $T < 28,8$ K in der Streukammer vollständig sichtbar ist (Durchmesser der Cluster im Bereich des eingestreuten Lichts, Mie-Streuung), bei höheren Temperaturen jedoch nicht vollständig beobachtet werden kann. Die Ausprägung der Strukturen innerhalb des Clusterstrahls und die Ablenkung bei $T > 28,7$ K können durch Randfelder verursacht sein, die die Cluster auf einer Flugstrecke von fast 5 m beeinflussen. Dies wird aktuell näher untersucht.

Aus der Ablenkung der Cluster durch ein Magnet- oder elektrisches Feld können Aussagen über die Clustermassen getroffen werden, was aktuell im Rahmen der Doktorarbeit von E. Köhler untersucht wird [Köh13].

Der MCP-Detektor konnte außerdem erfolgreich am Auffänger des Cluster-Jet Target des ANKE-Experiments am COSY-Beschleuniger am Forschungszentrum Jülich installiert werden. Dabei war es möglich den Clusterstrahl und darüber hinaus den Überlappbereich mit dem Beschleunigerstrahl während des Experimentbetriebs zu visualisieren. Die Ionisation der Cluster erfolgte dabei durch den Beschleunigerstrahl selbst. Dies bietet eine neue Möglichkeit den Interaktionsbereich zwischen Beschleuniger- und Targetstrahl zu visualisieren. Durch die Gitterabstände des Beschleunigungsgitter kann eine Größenabschätzung von Target- und Beschleunigerstrahl vorgenommen werden. Eine genauere Bestimmung der Größen kann durch Intensitätsprofile und Projektionen auf die jeweiligen Achsen und der Betrachtung der Halbwertsbreite erfolgen.

Der Test am ANKE-Experiment hat gezeigt, dass ein MCP-Detektor erfolgreich an einem Fixed Target-Experiment installiert werden kann. Für einen Einsatz am PANDA-

Experiment bedeutet das, dass ein solcher Detektor zur Justagekontrolle und relativen Dichtebestimmung sowie zur Visualisierung des Interaktionsbereichs zwischen Target und Antiprotonenstrahl genutzt werden kann.

Die Untersuchungen mit dem MCP-Detektor am ANKE-Experiment haben gezeigt, dass der Überlappbereich zwischen dem Beschleuniger- und dem Clusterstrahl klein ist im Vergleich zur Größe des Clusterstrahls. Durch den Einsatz eines Schlitzkollimators kann die räumliche Ausdehnung des Clusterstrahls bei gleichem Überlapp mit dem Beschleunigerstrahl verringert werden. Aufnahmen mit dem MCP-Detektor haben deutlich gezeigt, dass der Clusterstrahl leicht mit einem Schlitzkollimator definiert werden und die Form den Erwartungen entspricht.

Innerhalb der Untersuchungen musste eine optimale Form der Kollimatorrohlinge gefunden werden. Insgesamt standen drei verschiedene Rohlinge zur Verfügung: ein Zylinder, ein Kegel und ein Kegelstumpf. Mit dem zylindrischen Kollimator wurde zum ersten Mal ein nicht konischer Kollimator in das Cluster-Jet Target eingesetzt. Die zylindrische Form des Kollimators bietet die Möglichkeit die Schlitzbeziehungsweise jede andere Form sehr genau zu ätzen. Um zu überprüfen, ob die zylindrische Form den Clusterstrahl in gleicher Weise definiert, wie ein konischer, wurde zunächst ein Kollimator mit runder Öffnung untersucht (Öffnungsdurchmesser jeweils 0,7 mm). Dadurch kann ein direkter Vergleich mit früheren Messungen erfolgen. Die Untersuchung ergab eine Targetdichte im Bereich von $1,5 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$, was deutlich unter der bisher maximal erzielten Dichte von $2,2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ liegt. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis konnte zu etwa 166 : 1 bestimmt werden. Dieser Wert liegt ebenfalls weit unter dem eines konischen Kollimators, der bei etwa 375 : 1 liegt.

In einen kegelförmigen Kollimatorrohling können die Schlitzbeziehungsweise nicht sauber gelasert werden. Dadurch besitzen die aufgenommenen Druckprofile eine leicht veränderte Form, die eine Anpassung an das Profil erschwert und dadurch zu Nachteilen in der Analyse der Strahleigenschaften führt. In einen Kegelstumpf kann der Schlitz wesentlich sauberer gelasert werden, sodass eine Auswertung der Druckprofile gut möglich ist. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit lediglich Schlitzkollimatoren mit Kegelstumpf systematisch

untersucht.

Insgesamt wurden 5 Schlitzkollimatoren mit unterschiedlichen Abmessungen in das Cluster-Jet Target eingesetzt und der so definierte Clusterstrahl in der Streukammer auf seine Eigenschaften hin analysiert. Dazu wurden mit dem Monitorsystem Strahlprofile aufgenommen. Zur Bestimmung der Eigenschaften des Clusterstrahls, wie die Breite und die Targetdichte, wurde eine Funktion gefunden, die an die Druckprofile angepasst werden kann. Diese Funktion stellt eine Faltung aus einer Rechteck- und einer Gaußverteilung dar. Die Auswertung der gemessenen Druckprofile ergab, dass der Verschmierungsparameter dieser Funktion in erster Näherung konstant ist und für Dichten im Bereich von $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ bei etwa 1,39 mm liegt. Für einen runden Kollimator ergab sich eine Ausschmierung in derselben Größenordnung. Daher kann dieser Wert als konsistent angenommen werden. Ebenfalls ist daraus ersichtlich, dass ein Schlitzkollimator den Clusterstrahl auf dieselbe Weise beeinflusst wie ein runder Kollimator.

Es konnte gezeigt werden, dass die räumliche Ausdehnung des Clusterstrahls am späteren Wechselwirkungspunkt nicht beliebig verringert werden kann. Für kleine Kollimatorbreiten geht die Druckverteilung auf Grund von Kanteneffekten (die als gaußförmig angenommen werden) in eine Gaußverteilung über, deren Halbwertsbreite konstant bleibt. Bei gegebener Ausschmierung kann die minimale Breite zu etwa 2 mm abgeschätzt werden. Die mit den untersuchten Kollimatoren gemessenen Breiten liegen zwischen 2,3 mm und 3,3 mm und liegen damit nah am kleinsten Wert der Breite. Um die bisher minimale Breite weiter zu verringern, muss die Ausschmierung gesenkt werden. Dies kann beispielsweise durch eine Kollimatorform geschehen, die den Clusterstrahl so wenig wie möglich beeinflusst und somit die Kanteneffekte minimiert.

Die mit den untersuchten Schlitzkollimatoren maximal erzielte Dichte mit einem Kollimator mit den Abmessungen $765 \mu\text{m} \times 194 \mu\text{m}$ lag im Bereich von etwa $2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$. Eine Extrapolation der Dichte auf einen Schlitzkollimator mit den Abmessungen von etwa $798 \mu\text{m} \times 221 \mu\text{m}$ führt zu einer Dichte von $2,2 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$. Dadurch konnte gezeigt werden, dass die Targetdichte mit einem Schlitzkollimator die gleichen Werte erreichen kann, wie mit einem runden Kollimator.

Aus der Targetdichte und der Dichte des Restgasuntergrundes in der Streukammer kann das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bestimmt werden. Für einen Schlitzkollimator ergibt sich mit etwa $552 : 1$ ein um 50 % besserer Wert als für einen runden Clusterstrahl ($375 : 1$) bei vergleichbaren Dichten. Geometrische Überlegungen führen zu einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für einen Schlitzkollimator, das um einen Faktor 2,5 höher liegt als das eines runden Kollimators. Das bedeutet, dass der Restgasuntergrund zu einem großen Teil direkt von der Clusterquelle in die Streukammer gelangt und nicht nur durch rückgestreute Cluster aus dem Bereich des Auffängers resultiert. Zur Überprüfung können zusätzliche Blenden in das Strahlrohr hinter der Kryopumpe der Quelle eingebracht werden. Dadurch kann der Gasfluss in die Streukammer und somit der Restgasuntergrund vermindert werden. Eine weitere Möglichkeit der Reduzierung des Untergrundes bietet die Möglichkeit am Auffänger eine zusätzliche Turbomolekularpumpe anzubringen. Diese wird exzentrisch zum Strahlrohr angebracht, so dass die Cluster direkt auf die Leitbleche der Pumpe treffen und abgesaugt werden können.

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass mit einem Schlitzkollimator dieselbe Dichte wie mit einem runden Kollimator erzielt werden kann und eine wesentliche Verringerung der räumlichen Ausdehnung am späteren Wechselwirkungspunkt erzielt wird. Für das PANDA-Experiment stellt bisher ein Schlitzkollimator aus einem Kegelstumpf mit den Abmessungen von etwa $790\text{ }\mu\text{m} \times 220\text{ }\mu\text{m}$ eine bestmögliche Wahl dar, bei der die räumliche Ausdehnung des Targestrahls bei höchster Dichte so gering wie möglich ist.

Parallel zum Betrieb des Targetprototypen wurde das finale Cluster-Jet Target geplant und im Rahmen dieser Masterarbeit wesentliche Komponenten der Clusterquelle aufgebaut und getestet.

Das gesamte Kaltkopfsystem zur Gaskühlung wurde montiert und Lecktests unterzogen. Die Dichtigkeit der Gasleitungen wurden bei Raumtemperatur zum einen durch einen Überdrucktest mit Helium und zum anderen mit Lecktester überprüft. Der Überdrucktest konnte mit einem Maximaldruck von 32 bar erfolgreich abgeschlossen werden. Auch der Lecktest ergab zufriedenstellende Leckraten.

Um das Kaltkopfsystem auf Kältelecks zu überprüfen und das Abkühlverhalten sowie

die Endtemperatur des Kaltkopfes zu bestimmen, wurde der Kaltkopfaufbau in eine Vakuumkammer eingesetzt und unter Vakuumbedingungen abgekühlt. Dabei wurde auf die Gasleitungen Helium mit einem Druck von 10 bar gegeben und der Druck in der Stützvakuumkammer sowie die Temperatur an beiden Stufen des Kaltkopfes während des Abkühlens überwacht. Der Kaltkopf erreichte eine Endtemperatur im Bereich von 10 K nach einer Abkühlzeit von etwa 2,5 Stunden. Dabei wurde ein Druck von 10^{-7} mbar erzielt. Temporäre Druckanstiege während des Abkühlens konnten auf das Abkühlverhalten des Kaltkopfes zurückgeführt werden, sodass sie nicht auf Kältelecks hinweisen. Dieser Lecktest unter Vakuumbedingungen konnte daher ebenfalls erfolgreich abgeschlossen werden.

Für einen Test unter realistischen Bedingungen mit Gasdurchfluss wurde das Kaltkopfsystem mit dem neuen Pumpstand für die Skimmerkammer verbunden und an die Stützvakuumkammer eine zusätzliche Turbomolekularpumpe installiert. Dieser Aufbau diente zusätzlich zu einem ersten Test des Pumpstandes unter Gaslast. Mit einem Gasfluss von etwa $5,6 \frac{\ell n}{\text{min}}$ bei einem Druck von 1,16 bar lag die Endtemperatur des Kaltkopfes im Bereich von 16,5 K. Diese Temperatur stellt einen sehr guten Wert für die Clusterproduktion mit höchsten Dichten dar. In der Skimmerkammer stellte sich ein Druck im Bereich von 10^{-1} mbar ein, der keinen negativen Einfluss auf die Clusterproduktion hat [Kho⁺99]. Der Test des Kaltkopfsystems unter Gasfluss konnte erfolgreich abgeschlossen werden und dabei zum ersten mal ein Clusterstrahl mit dem Kaltkopfsystem der neuen Clusterquelle erzeugt werden.

Aktuell ist der neue Pumpstand mit dem Targetprototypen verbunden und wird ausführlich getestet. Desweiteren folgt in Kürze eine genaue Saugvermögensbestimmung des Pumpstandes. Parallel werden zudem die weiteren Komponenten des Cluster-Jet Targets wie beispielsweise die Schrittmotorsteuerung des Kugelgelenks aufgebaut.

A Anhang

A.1 Eigenschaften der Quarks

Quark	up u	down d	charm c	strange s	top t	bottom b
Masse / $\frac{\text{GeV}}{c^2}$	0,004	0,007	1,5	0,15	174,0	4,7
el. Ladung e	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3
Isospin I_3	+1/2	-1/2	0	0	0	0
schwache Ladung	+1/2	-1/2	+1/2	-1/2	+1/2	-1/2
Strangeness S	0	0	0	-1	0	0

Tabelle A.1: Übersicht der Quantenzahlen und Eigenschaften der Quarks [Pov⁺08].

A.2 Abmessungen der Schlitzkollimatoren

	Rohlinge		
	Kegel	Kegelstumpf	Zylinder
Abmessungen / μm	950×63	880×78	820×181
	880×75	880×91	
	880×100	880×109	
	880×113	789×116	
	970×143	890×131	
	880×150	798×142	
	930×156	880×144	
	880×63	890×156	
	900×181	900×170	
	900×190	890×180	
	890×213	770×189	
	860×215	765×194	
	563×550	580×221	
		606×594	

Tabelle A.2: Abmessungen der Schlitzkollimatoren. Zur Fertigung der Schlitzkollimatoren stehen drei unterschiedliche Rohlinge zur Verfügung: Kegel, Kegelstumpf und Zylinder.

A.3 Ausschmierung bei hohen Dichten

In Abschnitt 5.5 sind in Abbildung 5.14 die Mittelwerte der Ausschmierung s bei hohen Clusterstrahldichten für die untersuchten Kollimatoren gezeigt. Im Folgenden sind jeweils die s -Faktoren für jede Messung der unterschiedlichen Schlitzkollimatoren gezeigt.

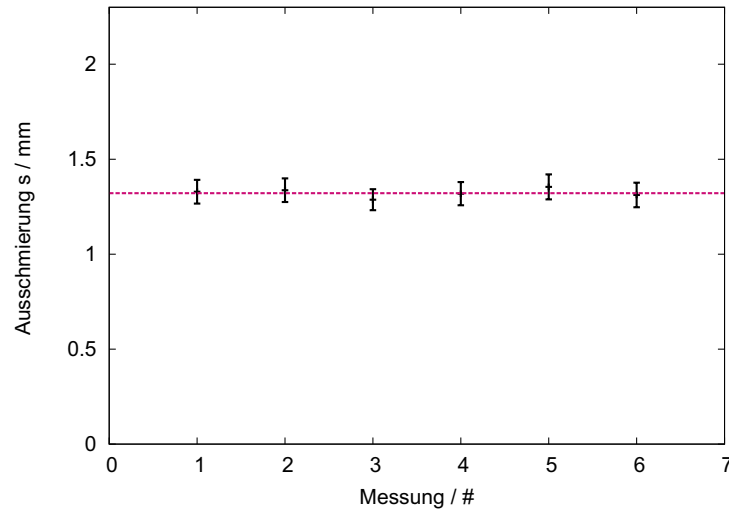


Abbildung A.1: Ausschmierung s für den Schlitzkollimator mit einer Breite von etwa $116 \mu\text{m}$. Der Mittelwert für die Ausschmierung liegt bei $(1,32 \pm 0,03) \text{ mm}$.

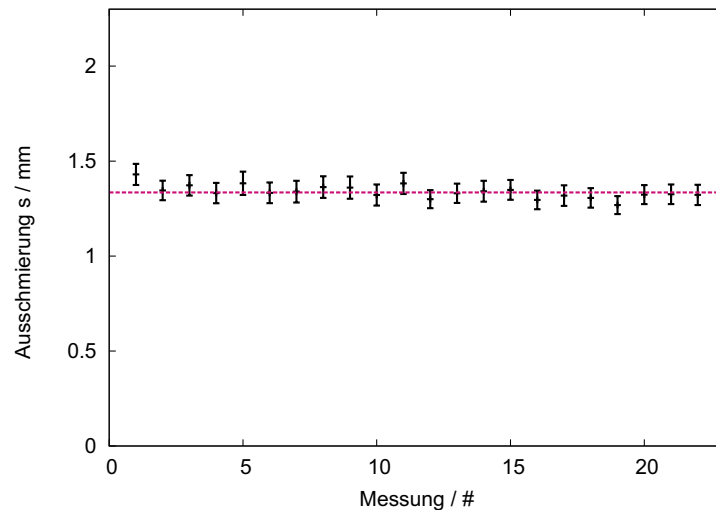


Abbildung A.2: Ausschmierung s für den Schlitzkollimator mit einer Breite von etwa $142 \mu\text{m}$. Der Mittelwert für die Ausschmierung liegt bei $(1,34 \pm 0,02) \text{ mm}$.

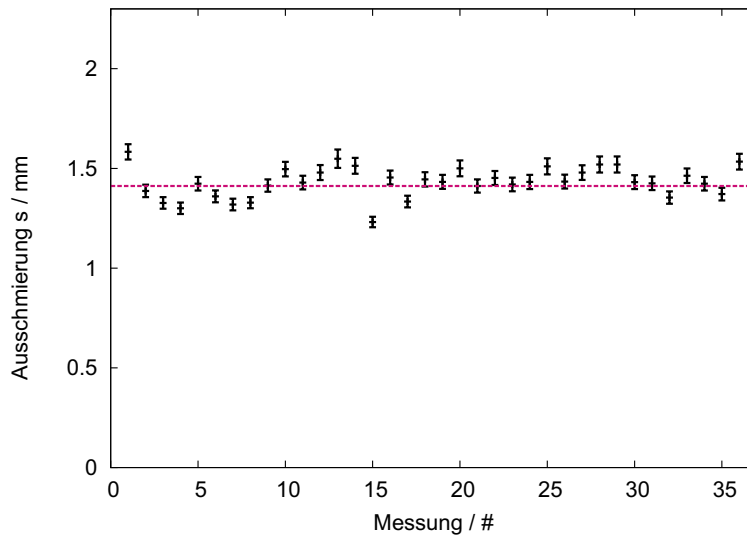


Abbildung A.3: Ausschmierung s für dem Schlitzkollimator mit einer Breite von etwa $189\text{ }\mu\text{m}$. Der Mittelwert für die Ausschmierung liegt bei $(1,38 \pm 0,01)\text{ mm}$.

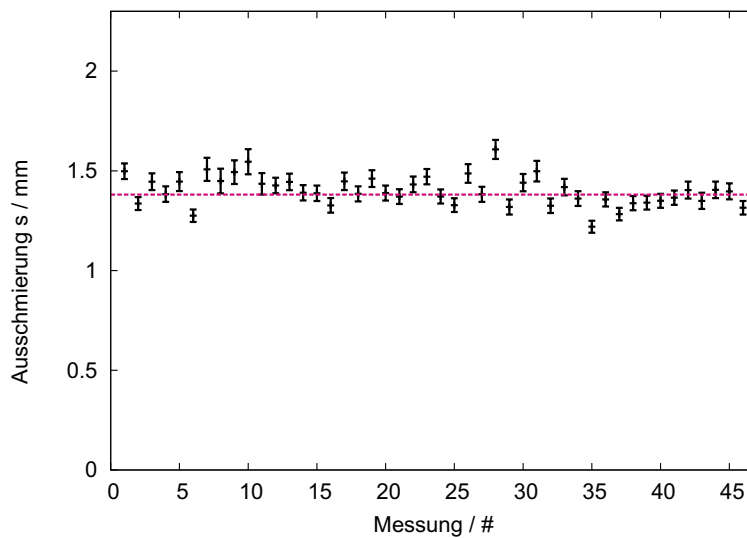


Abbildung A.4: Ausschmierung s für dem Schlitzkollimator mit einer Breite von etwa $194\text{ }\mu\text{m}$. Der Mittelwert für die Ausschmierung liegt bei $(1,41 \pm 0,01)\text{ mm}$.

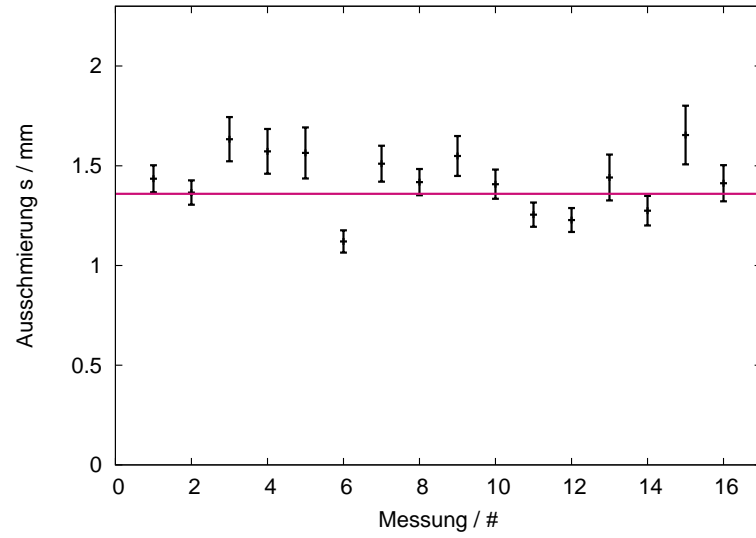


Abbildung A.5: Ausschmierung s für dem Schlitzkollimator mit einer Breite von etwa $221\text{ }\mu\text{m}$. Der Mittelwert für die Ausschmierung liegt bei $(1,36 \pm 0,04)\text{ mm}$. Auf Grund von nicht völlig stabilen Bedingungen von Druck und Temperatur vor der Düse während der Messreihe ergeben sich Druckschwankungen innerhalb der Strahlprofile (vgl. Abschnitt A.4), was in der Anpassung der Profile zu hohen Schwankungen im reduzierten χ^2 führt. Dennoch ist das gefundene Modell zur Anpassung der Strahlprofile sinnvoll und daher wurden die Unsicherheiten der Ausschmierung s mit der Wurzel des jeweiligen reduzierten χ^2 skaliert.

A.4 Strahlprofile des Clusterstrahls für die untersuchten Schlitzkollimatoren

In Kapitel 5.7 wird der Einfluss der Schlitzkollimatoren auf die maximale Clusterstrahldichte am Wechselwirkungspunkt untersucht. Im Folgenden sind die gemessenen Strahlprofile, die zur Berechnung der maximalen Dichte benutzt wurden, für die jeweiligen Kollimatoren gezeigt.

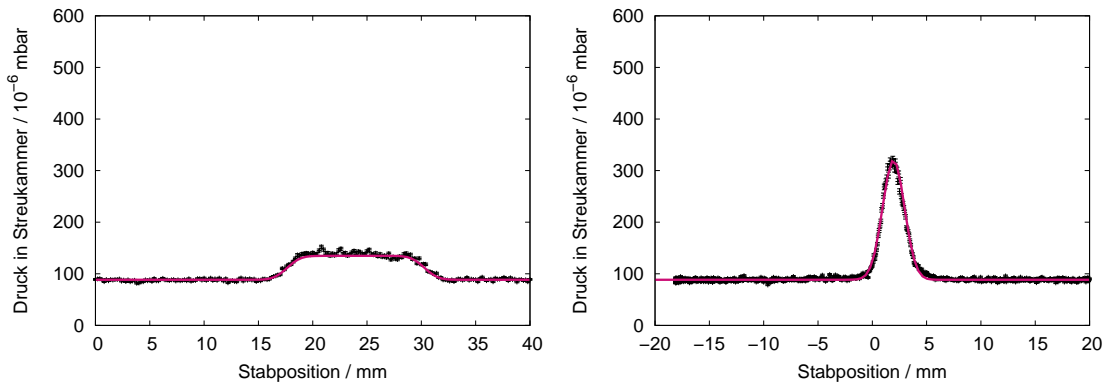


Abbildung A.6: Gemessenes Druckprofil in der Streukammer für den Schlitzkollimator mit der Breite 116 µm. Links: horizontale Richtung. Rechts: vertikale Richtung. Ebenfalls ist die Anpassung des Druckprofils eingezeichnet (violett). Die daraus berechnete Dichte beträgt etwa $1,07 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$.

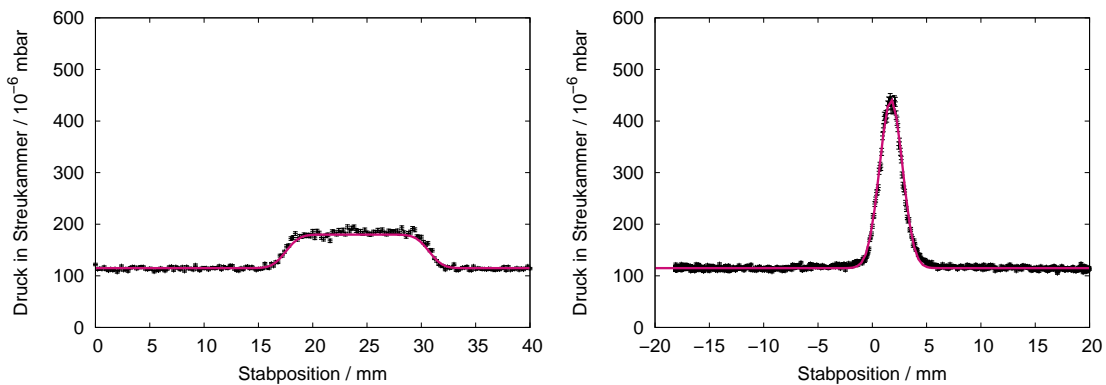


Abbildung A.7: Gemessenes Druckprofil in der Streukammer für den Schlitzkollimator mit der Breite 142 µm. Links: horizontale Richtung. Rechts: vertikale Richtung. Ebenfalls ist die Anpassung des Druckprofils eingezeichnet (violett). Die daraus berechnete Dichte beträgt etwa $1,50 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$.

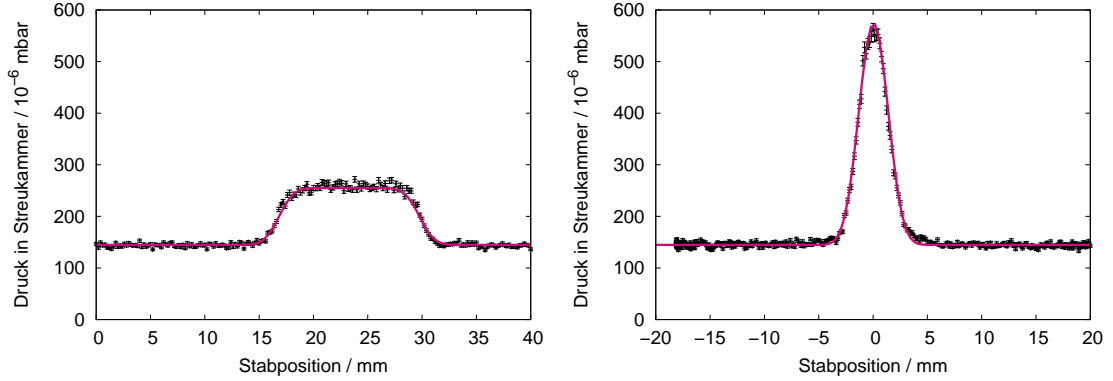


Abbildung A.8: Gemessenes Druckprofil in der Streukammer für den Schlitzkollimator mit der Breite $189\text{ }\mu\text{m}$. Links: horizontale Richtung. Rechts: vertikale Richtung. Ebenfalls ist die Anpassung des Druckprofils eingezeichnet (violett). Die daraus berechnete Dichte liegt im Bereich von $1,93 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$.

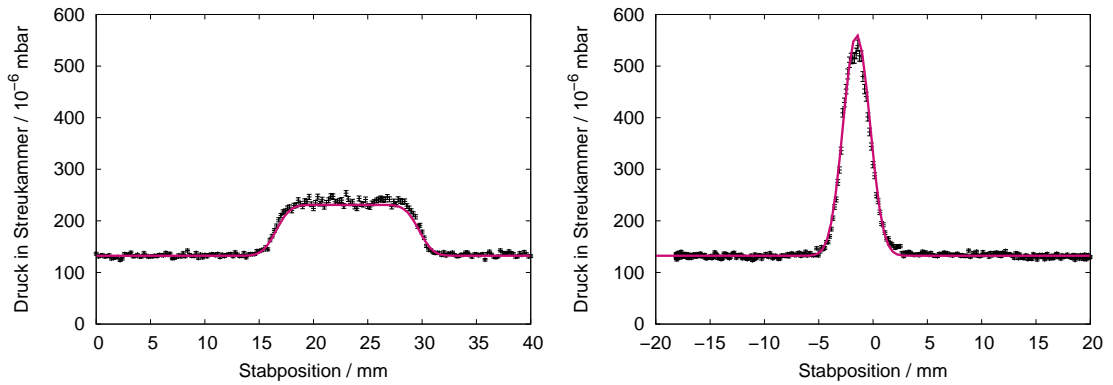


Abbildung A.9: Gemessenes Druckprofil in der Streukammer für den Schlitzkollimator mit der Breite $194\text{ }\mu\text{m}$. Links: horizontale Richtung. Rechts: vertikale Richtung. Ebenfalls ist die Anpassung des Druckprofils eingezeichnet (violett). Die daraus berechnete Dichte beträgt etwa $1,94 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$.

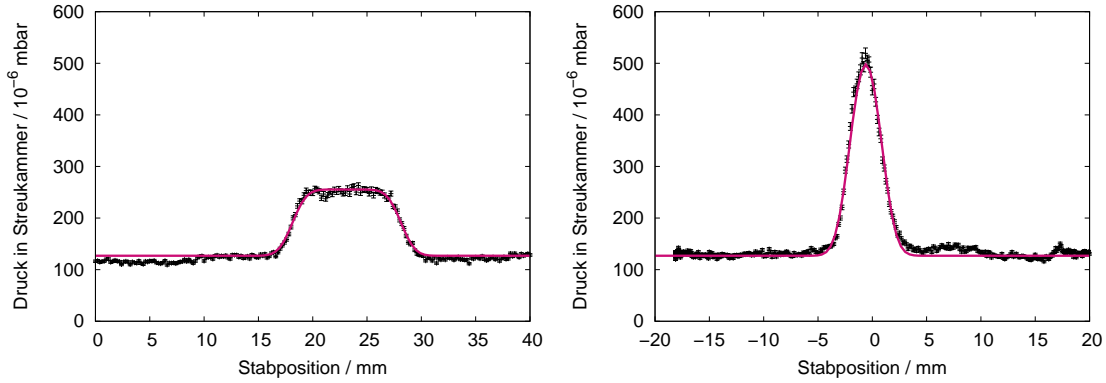


Abbildung A.10: Gemessenes Druckprofil in der Streukammer für den Schlitzkollimator mit der Breite $221\text{ }\mu\text{m}$. Links: horizontale Richtung. Rechts: vertikale Richtung. Ebenfalls ist die Anpassung des Druckprofils eingezeichnet (violett). Die daraus berechnete Dichte liegt im Bereich von $1,66 \times 10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$.

Innerhalb des Strahlprofils in Abbildung A.10 sind Sprünge im Restgasuntergrund zu erkennen. Diese Sprünge sind auf kleine Änderungen der Druck- und Temperaturbedingungen vor der Lavalldüse zurückzuführen, was zu einer Erhöhung des reduzierten χ^2 führt. Dennoch ist eine Anpassung mit dem im Rahmen dieser Arbeit gefundenen Modell sinnvoll. Daher werden alle Unsicherheiten der Messwerte und berechneten Größen mit dem jeweiligen reduzierten χ^2 skaliert.

A.5 Druck- und Temperaturmessungen beim Abkühlen des Kaltkopfaufbaus

In Kapitel 6 wurde der Aufbau des Kaltkopfes mit den Gasleitungen zur Kühlung des Gases beschrieben. Außerdem wurden die Tests zum Herunterkühlen des gesamten Kalkopfsystems unter Vakuumbedingungen diskutiert. Dazu wurde das Kaltkopfsystem insgesamt sechs mal abgekühlt und die Temperatur an der warmen und der kalten Stufe sowie der Druck in der Stützvakuunkammer aufgenommen. Im Folgenden sind die einzelnen Messungen dargestellt, die nicht in Kapitel 6.2 gezeigt wurden.

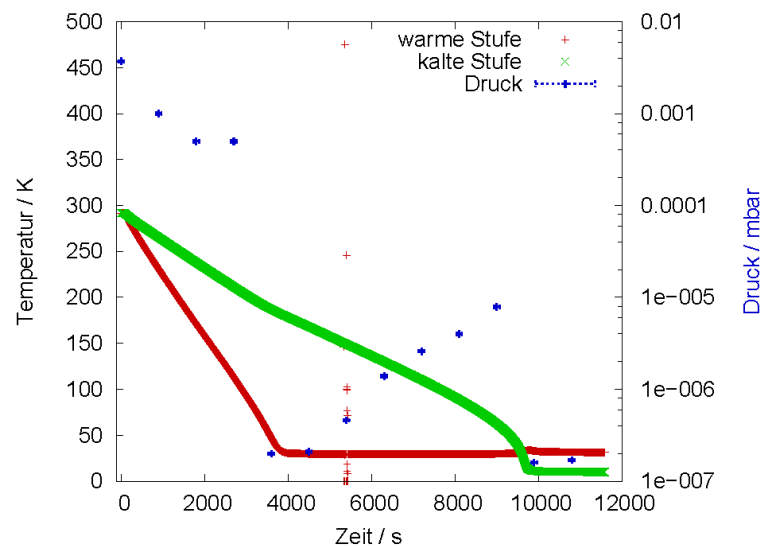


Abbildung A.11: Kühlkurven des Kaltkopfes für die warme (rot) und die kalte Stufe (grün) und der Druck in der Stützvakuunkammer (blau) für Messung 1.

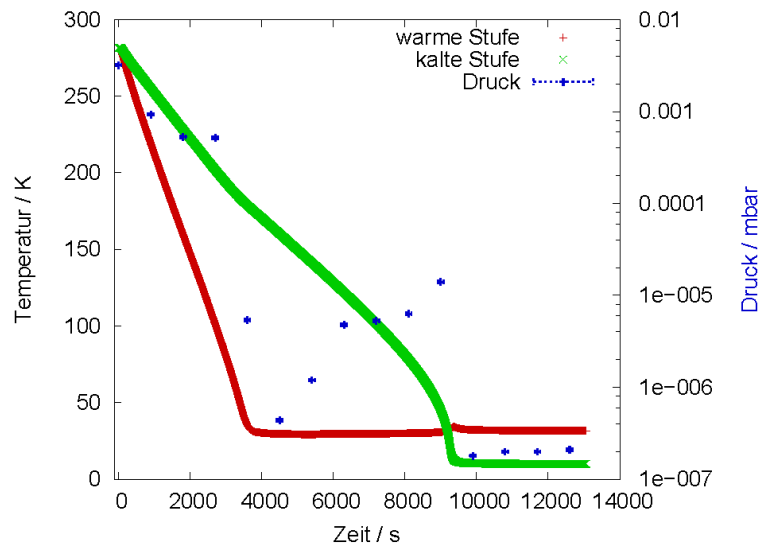


Abbildung A.12: Kühlkurven des Kaltkopfes für die warme (rot) und die kalte Stufe (grün) und der Druck in der Stützvakuumkammer (blau) für Messung 2.

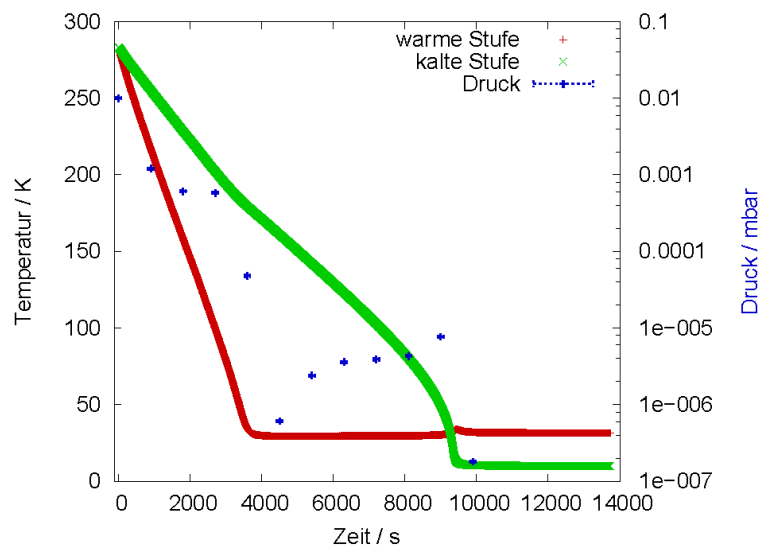


Abbildung A.13: Kühlkurven des Kaltkopfes für die warme (rot) und die kalte Stufe (grün) und der Druck in der Stützvakuumkammer (blau) für Messung 3.

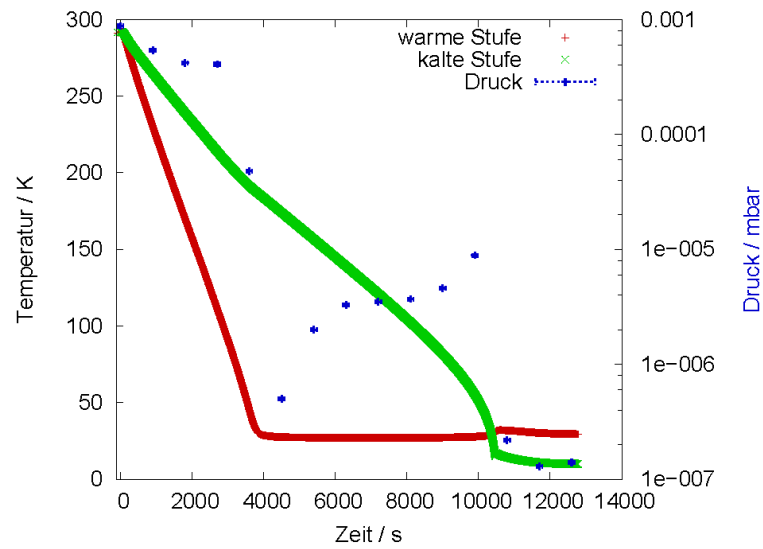


Abbildung A.14: Kühlkurven des Kaltkopfes für die warme (rot) und die kalte Stufe (grün) und der Druck in der Stützvakuumkammer (blau) für Messung 4.

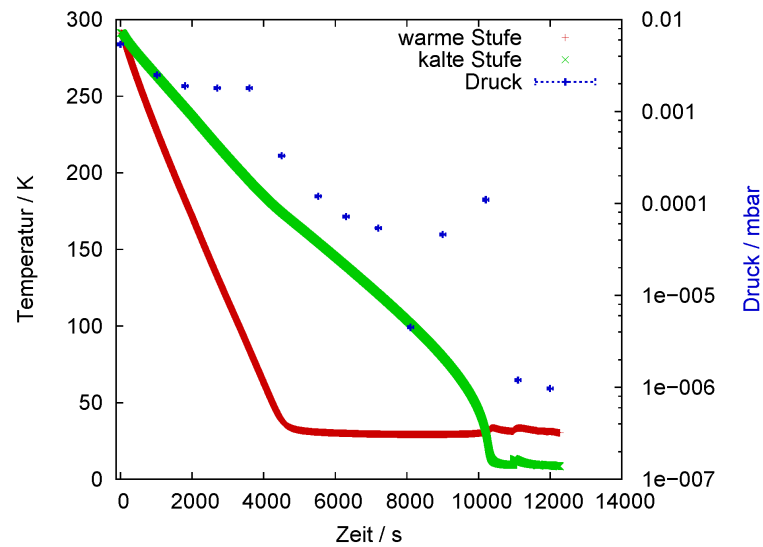


Abbildung A.15: Kühlkurven des Kaltkopfes für die warme (rot) und die kalte Stufe (grün) und der Druck in der Stützvakuumkammer (blau) für Messung 5.

Literatur

- [Ada⁺04] H.-H. Adam et al.: *Proposal for the Wide Angle Shower Apparatus (WASA) at COSY-Jülich - "WASA at COSY"*. 2004.
- [Ams⁺08] C. Amsler et al.: *Physics Letters B667,1*. Particle Data Group, 2008.
- [Bar09] J. Barnstedt: *Versuch MCP-Detektoren*. Fortgeschrittenen-Praktikum der Eberhard-Karls-Universität Tübingen. Kepler-Zentrum für Astro- und Teilchen-Physik, Institut für Astronomie und Astrophysik. 2009.
- [Ber09] F. Bergmann: *Studien zum seltsamen Zerfall des η -Mesons am Experiment Aufbau Wasa-at-COSY*. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [Ber⁺08] F. Bergmann et al.: *The WASA-at-COSY pellet target*. FZ Jülich IKP Annual Report (2008), S. 52.
- [Ber⁺12] J. Beringer et al.: *Review of particle physics*. J. Phys. G 86 (2012). 010001.
- [Bet09] D. Bettoni: *The E835 experiment at Fermilab*. 2009.
- [Bro⁺96] I. Bronštejn et al.: *Teubner-Taschenbuch der Mathematik. [1](1996)*. Teubner-Taschenbuch der Mathematik-Teil II. Teubner B.G. GmbH, 1996.
- [Col09] $\overline{\text{PANDA}}$ Collaboration: *Technical Design Report for the $\overline{\text{PANDA}}$ Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets*. Techn. Ber. 2009.
- [Dem04] W. Demtröder: *Experimentalphysik 4*. 2. Auflage. Springer, 2004.
- [Dem10] W. Demtröder: *Experimentalphysik 3*. 4. Auflage. Springer, 2010.

- [Dor⁺06] T. Dorfmüller et al.: *Bergmann-Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 5, Gase, Nanosysteme, Flüssigkeiten*. Hrsg. von K. Kleinermanns. Walter de Gruyter, Berlin, New York, 2006.
- [GSI05] GSI Helmholzzentrum für Schwerionenforschung und Facility for Antiproton and Ion Research FAIR: *Wissenschaftliche Zielsetzungen und Forschungsprogramme*. Statusbericht. 2005.
- [GSI06] GSI Helmholzzentrum für Schwerionenforschung und Facility for Antiproton and Ion Research FAIR: *FAIR - Baseline Technical Report, Volume 2, Accelerator and Scientific Infrastructure*. Technical Report. FAIR, März 2006.
- [GSI09] GSI Helmholzzentrum für Schwerionenforschung und Facility for Antiproton and Ion Research FAIR: *Green Paper - The Modularized Start Version*. Okt. 2009.
- [Ham06] Hamamatsu: *MCP Assembly, Technical Information*. 2006.
- [Her10] A.-K. Hergemöller: *Optimierungsarbeiten am Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2 - ein Prototyp für das \bar{P} ANDA-Experiment*. Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010.
- [Hin08] F. Hinterberger: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [Kho⁺99] A. Khoukaz et al.: *Systematic studies on hydrogen cluster beam production*. Eur. Phys. J. D 5.2 (Feb. 1999), S. 275–281.
- [Kuc04] H. Kuchling: *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 2004.
- [Köh10] E. Köhler: *Das Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2, ein Prototyp für das PANDA-Experiment, & die Analyse der Eigenschaften des Clusterstrahls*. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010.
- [Köh13] E. Köhler: *Doktorarbeit*. In Vorbereitung. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2013.

-
- [Mes07] J. G. Messchendorp: *Hadron physics with anti-protons: The $\bar{\text{PANDA}}$ -experiment at FAIR*. In: *MENU 2007, 11th International Conference on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon*. 2007.
- [Nol10] W. Nolting: *Grundkurs Theoretische Physik, 4, Spezielle Relativitätstheorie, Thermodynamic*. Springer, 2010.
- [PAN05] $\bar{\text{PANDA}}$ Collaboration: *Strong Interaction Studies with Antiprotons*. Technical Progress Report. FAIR, Feb. 2005.
- [PAN09] $\bar{\text{PANDA}}$ Collaboration: *Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons*. Technical Report. FAIR, 2009.
- [PAN13] $\bar{\text{PANDA}}$ Collaboration: *Technical Design Report for the $\bar{\text{PANDA}}$ Internal Targets: The Cluster-Jet Target and Developments for the Pellet Target*. Eingereicht. FAIR, 2013.
- [Pov⁺08] B. Povh et al.: *Teilchen und Kerne*. 8. Auflage. Springer, 2008.
- [Tec] *tectra GmbH*. URL: <http://www.tectra.de/MCP.htm>.
- [Täs13] A. Täschner: *Entwicklung und Untersuchung von Cluster-Jet-Targets höchster Dichte*. Doktorarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2013.
- [Täs⁺11] A. Täschner et al.: *High density cluster jet target for storage ring experiments*. Nucl. Instrum. Methods A 660 (2011), S. 22–30.
- [Umr97] D. W. Umrath: *Grundlagen der Vakuumtechnik*. 1997.
- [Win11] A. Winnemöller: *Analyse des verbotenen η -Meson Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ am Experimentaufbau WASA-at-COSY*. Doktorarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2011.
- [Wiz79] J. L. Wiza: *Microchannel Plate Detectors*. Nucl. Instrum. Methods 162.1-3 (1979), S. 587–601.
- [Wut08] M. Wutz: *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. Hrsg. von K. Jousten. Vieweg, 2008.

- [Zan12] A. Zannotti: *Inbetriebnahme und Test wesentlicher Produktions-, Justage- und Detektorkomponenten des $\overline{\text{PANDA}}$ Cluster-Jet Targets*. Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2012.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich möchte mich sehr bei Prof. Dr. A. Khoukaz für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die sehr interessante Aufgabenstellung und die aufmerksame und freundliche Betreuung bedanken.

Ich danke Dr. C. Klein-Bösing für die Übernahme des Koreferats.

Ich danke der Elektronikwerkstatt unter der Leitung von R. Berendes und der Feinmechanischen Werkstatt unter der Leitung von G. Bourichter für die Unterstützung am Cluster-Jet Target.

Daniel Bonaventura danke ich für die besondere Unterstützung in allen Belangen des Cluster-Jet Targets (und iPads ☺). Danke auch für die Hilfe beim Öffnen von widerspenstigen Ventilen.

Esperanza Köhler, Kay Demmich, Silke Grieser und Dr. Alexander Täschner danke ich für die Korrektur dieser Arbeit.

Für die freundliche Aufnahme und die tolle Atmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe möchte ich den jetzigen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, also Florian Bergmann, Elena Ceballos Romero, Kay Demmich, Michael Evelt, Christopher Fritzs, Paul Goslawski, Silke Grieser, Nils Hüsken, Christina Husmann, Esperanza Köhler, Malte

Mielke, Michele Neumann, Michael Papenbrock, Annika Passfeld, Manuel Perez-Mayo, Marcel Rump, Florian Schepers, Daniel Schröer, Julian Sohn, Dr. Alexander Täschner und Alessandro Zannotti, danken.

Ich danke dem besten Büro der Welt, Florian, Kay, Silke, Esperanza und Alexander. Danke für die Unterstützung und Hilfe, wenn ich mal nicht weiter wusste, die Kinderriegelsticker-Sammelaktionen und einfach für die tolle Zeit!

Ein besonderer Dank geht an die Targetgirls ♡Esperanza und ♡Silke für die tolle und überaus lustige Zeit am Target. Wir sind ein super Team!



Ich danke dir, Kay. Ohne dich wäre ich nicht bis hierher gekommen. Danke für deine Unterstützung und Hilfe bei allem. ☆ Und danke vor allem für deine Freundschaft. ☆

Ich möchte mich auch vor allem bei meinen Eltern bedanken. Danke für ein wundervolles Zuhause und danke, dass ihr während meines gesamten Studiums und auch sonst immer hinter mir standet.

Als letztes möchte ich mich besonders bei Fabian bedanken. Danke für die Unterstützung während der Masterarbeitszeit. Und einfach danke, dass du da bist!

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, März 2013

.....

(Ann-Katrin Hergemöller)