

**Department of Physics and Astronomy**  
**University of Heidelberg**

Bachelor Thesis in Physics  
submitted by

**Martin Sell**

born 1987 in Nürnberg (Germany)

**2010**



**Entwicklung, Aufbau und Test eines  
ortsempfindlichen Teilchendetektors zur  
Untersuchung von Stößen zwischen Ionen und  
lasergekühlten Atomen**

This Bachelor Thesis has been carried out by Martin Sell at the  
MPI für Kernphysik in Heidelberg  
under the supervision of  
Dr. Daniel Fischer



In dieser Arbeit wurde ein orts- und zeitauflösender Elektronen- und Ionendetektor entwickelt, aufgebaut und getestet. Dieses Detektorsystem soll später in einem neuartigen, sogenannten Reaktionsmikroskop zur Untersuchung von Ion-Atom-Stößen eingesetzt werden. Der Detektor basiert auf einer Anordnung einer Delay-Line-Anode mit einem Multichannel-Plate Z-Stack. Durch Bestrahlung einer Apertur mit  $\alpha$ -Teilchen wurde seine Zeit- und Ortsauflösung mit etwa 140 ps bzw.  $< 0,69$  mm ermittelt. Die letztlich erreichbare Ortsauflösung sollte jedoch etwa um den Faktor 3 besser sein, da die in dieser Arbeit durchgeführte erste Messung noch durch systematische Fehler beschränkt war. Für die Totzeit des Detektors, der bei späteren Experimenten eine entscheidende Bedeutung zukommen wird, wurde ein hervorragender Wert von etwa 6 ns erreicht.

In this thesis, a specially-designed detector for use in a state-of-the-art reaction microscope was built and tested. It uses a configuration of a delay-line-anode combined with a Z-stack multichannel plate detector. This detector system will be used to analyze the momentum of all constituent particles in ion-atom-collisions. By irradiating an aperture with  $\alpha$ -particles, the detector's time and spatial resolution was determined to be approximately 140 ps and  $< 0,69$  mm, respectively. Due to systematic first measurement errors, the spatial resolution should be improved by a factor of 3. On the other hand, the detector's dead time has a precision of about 6 ns.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Ortsauflösende Microchannel-Plate-Detektoren</b>	<b>7</b>
2.1	Microchannel-Plates . . . . .	7
2.1.1	Theoretisch erreichbare Verstärkung . . . . .	7
2.1.2	Chevron-MCP-Stacks und Z-Stacks . . . . .	9
2.1.3	Totzeit der MCP . . . . .	10
2.2	Ortsaufgelöste Anoden . . . . .	11
2.2.1	Methoden zur Bestimmung des Auftreffortes . . . . .	11
2.2.2	Delay-Line-Anoden (DLA) . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>17</b>
3.1	Der Detektor . . . . .	17
3.1.1	Konstruktion und Zusammenbau . . . . .	17
3.2	Der Testaufbau . . . . .	22
3.2.1	Vakuumkammer . . . . .	22
3.2.2	Elektronik und Software . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Tests und Ergebnisse</b>	<b>29</b>
4.1	Erste Tests . . . . .	29
4.2	Linearität des Detektors . . . . .	29
4.3	Bestimmung der Totzeit und der Multihit-Fähigkeit . . . . .	33
4.4	Bestimmung der Ortsauflösung . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>43</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>49</b>



# 1 Einleitung

Bereits seit vielen Jahrzehnten ist die Erforschung von hochgeladenen Ionen (Highly Charged Ions - HCI), also von schweren Atomkernen mit nur wenigen oder gar keinen gebundenen Elektronen, ein großer und wichtiger Bereich in der Atomphysik. Der Grund hierfür liegt vor allem darin, dass mit HCIs die stärksten sowohl statischen als auch dynamischen elektro-magnetischen Felder (über atomare Dimensionen) erzeugt werden können, die im Labor zugänglich sind. Ziel des Projektes, in dessen Rahmen der in dieser Arbeit aufgebaute Detektor zum Einsatz kommen wird, ist sowohl die detaillierte Untersuchung der korrelierten Mehr-Teilchen-Dynamik in Stößen zwischen HCIs und Atomen als auch die genaue Vermessung der zeitunabhängigen Struktur der hochgeladenen Ionen selbst.

Dynamische Prozesse, die untersucht werden sollen, sind z.B. Ionisierungsvorgänge von Target-Atomen durch Kollisionen mit HCIs. Beschießt man ein atomares Target mit relativistischen, hochgeladenen Ionen, so wechselwirken diese mit dem Target durch virtuelle Photonenfelder, wobei die Wechselwirkungsdauer durch die relativistische Kontraktion in der Größenordnung von einigen hundert Zeptosekunden ( $10^{-21}$  s) liegen kann. Diese Dauer ist wesentlich kleiner als die Zeitskala, auf der Elektronen um den Atomkern kreisen (für atomare Einheiten gilt:  $1 \text{ a.u.} = 24 \cdot 10^{-18}$  s). Die Leistungsdichten dieser ultrakurzen Pulse liegen mit bis zu  $10^{22} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$  um mehrere Größenordnungen über den mit Lasern erreichbaren Werten. Durch diese extrem kurzen und intensiven Pulse soll es in Zukunft möglich sein, die korrelierte Dynamik z.B. der Elektronen in Targetatomen zu untersuchen.

Ionisationsprozesse können im einfachsten Fall theoretisch durch eine Störungsentwicklung berechnet werden, bei der der Entwicklungsparameter der Störung mit  $\frac{Z}{v_{Proj}}$  (auch Sommerfeld-Parameter) skaliert.  $Z$  ist dabei die Kernladung des Targets,  $v_{Proj}$  beschreibt die Geschwindigkeit des Projektils. In erster Ordnung Störungsrechnung ergibt sich daraus die Erste Bornsche Näherung. Im Allgemeinen kann davon ausgegangen werden, dass die Störungstheorie bei kleinen Störparametern gut funktioniert. Vor einigen Jahren wurde allerdings entdeckt, dass selbst in diesem theoretische vermeintlich einfa-

chen Fall deutliche Diskrepanzen zwischen dem Experiment und der Rechnung auftreten [1]. Bild 1.1 zeigt das Ergebnis einer theoretischen Berechnung des vollständig differentiellen Wirkungsquerschnittes der Einfachionisation in 100 MeV- $C^{6+}$ -He-Kollisionen. Diese Berechnungen weichen deutlich von den experimentellen Ergebnissen ab, insbesondere im Winkelbereich um  $90^\circ$  relativ zum Impulsübertragsvektor  $\mathbf{q}$  vom Projektil auf das Target. Bei hohen Kernladungen und/oder kleinen Projektilgeschwindigkeiten und damit großen Störparametern werden die Schwierigkeiten bei der theoretischen Beschreibung noch gravierender und sind bis heute nicht aufgelöst [2].

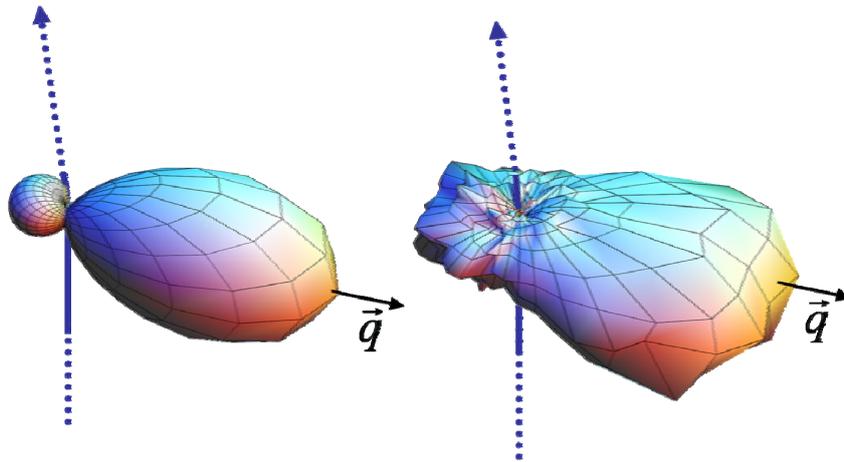


Abbildung 1.1: Vollständig differentieller Wirkungsquerschnitt der Einfachionisation in 100 MeV- $C^{6+}$ -He-Kollisionen. Links sind die theoretisch errechneten Daten dargestellt, rechts die Ergebnisse von Messungen. Die Energie der emittierten Elektronen betrug dabei 6,5 eV, der Impulsübertrag vom Projektil-Ion auf das Target ist durch den Vektor  $\mathbf{q}$  dargestellt. [1]

Die Untersuchung der Struktur hochgeladener Ionen wird aktuell in anderen Experimenten, die beispielsweise die Energie der bei der Wechselwirkung freier Photonen messen (z.B. [3, 4]), dielektronische Resonanzen ausnutzen (z.B. [5]), oder die Massen der HCIs bestimmen (z.B. [6]), durchgeführt. Von großem Interesse sind hierbei vor allem Effekte der Quanten-Elektrodynamik (QED) (also z.B. der Lamb-Shift), denen durch die extrem starken elektrostatischen Felder, die gebundene Elektronen in schweren hochgeladenen Ionen erfahren, eine große Bedeutung zukommt. Vergleicht man beispielsweise 1s-Elektronen im Wasserstoff mit denen in Uran, so ist das Elektron im Uran durchschnittlich hundert mal schneller als im Wasserstoff (das entspricht 66% der Lichtgeschwindigkeit) und die mittlere Feldstärke, die das Elektron erfährt, ist etwa sechs Größenordnungen höher. Der 1s-Lambshift im Uran beträgt etwa 500 eV im Gegensatz zu etwa  $10 \mu\text{eV}$  im Wasserstoff. Die Schwierigkeit in der Berechnung von QED-Effekten

in diesen extremen Feldern liegt darin, dass hierbei kein störungstheoretischer Ansatz verwendet werden kann (Entwicklungsparameter ist hier  $\alpha \cdot Z$ , wobei  $\alpha \approx \frac{1}{137}$  die Feinstrukturkonstante ist). Die bisher vorliegenden experimentellen Ergebnisse bei der Untersuchung des Lambshifts an schweren Ionen [3] sind noch nicht präzise genug, um die theoretischen Vorhersagen testen zu können. Hierfür ist es notwendig, die Auflösung etwa um einen Faktor zehn zu steigern. In dem Projekt, in dessen Rahmen diese Arbeit durchgeführt wurde, soll ein neuer experimenteller Ansatz entwickelt werden, bei dem die Lambverschiebung durch den Energietransfer in Stößen zwischen HCIs und Targetatomen gemessen wird, bei denen sich der Zustand der von im HCI gebundenen Elektronen ändert.

Sowohl die Stoßdynamik als auch die Struktur hochgeladener Ionen sollen durch kinematisch vollständige Experimente, also der Messung aller im Stoß übertragenen Impulse, mit einem sogenannten Reaktionsmikroskop (häufig auch COLTRIMS, d.h. COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) untersucht werden. In den bisher eingesetzten Spektrometern wird das Target durch einen in zwei Dimensionen scharf begrenzten Überschall-Gasjet erzeugt. Ein durch eine spezielle Anordnung von Elektroden erzeugtes elektrisches Feld ermöglicht es dabei in Verbindung mit einem Magnetfeld, alle bei der Kollision mit einem Ionenstrahl entstehenden geladenen Fragmente auf jeweils einen Ionen- und einen Elektronendetektor zu lenken und über den dortigen Auftreffort und der Flugzeit vom Reaktionsort zum Detektor, den Impuls aller Fragmente zu bestimmen.

In dem aktuellen Projekt soll die Auflösung des Spektrometers im Vergleich zu konventionellen Reaktionsmikroskopen erheblich verbessert werden. Limitiert wurde diese bisher im wesentlichen durch die Temperatur des Gasjets, welche bis zu 1 K beträgt. Daher soll bei dem im Rahmen des Gesamtprojektes aufgebauten Spektrometer das Target durch eine magneto-optische Falle (MOT) bereit gestellt werden (siehe Abb. 1.2) (z.B. [7, 8, 9]). Die Temperatur der darin gespeicherten Lithium-Atome soll dabei bei etwa 500  $\mu$ K liegen - deutlich niedriger als bei den sonst üblichen Gasjets. Weiterhin soll das neu entwickelte Spektrometer im Ionenspeicherring TSR am Max-Planck-Institut für Kernphysik zum Einsatz kommen, in dem Ionenstrahlen mit hervorragenden Eigenschaften bezüglich Intensität und Emittanz erzeugt werden können.

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung, der Aufbau und Test eines orts- und zeitauflösenden Detektorsystems, mit dem die Targetfragmente – also Rückstoßionen und Elektronen – nachgewiesen werden sollen. Dies ist nicht nur ein zentraler Bestandteil des neuen Spektrometers, die später erreichbare Impulsauflösung wird auch direkt von der Messgenauigkeit dieses Detektorsystems abhängen. Das Detektorsystem basiert auf

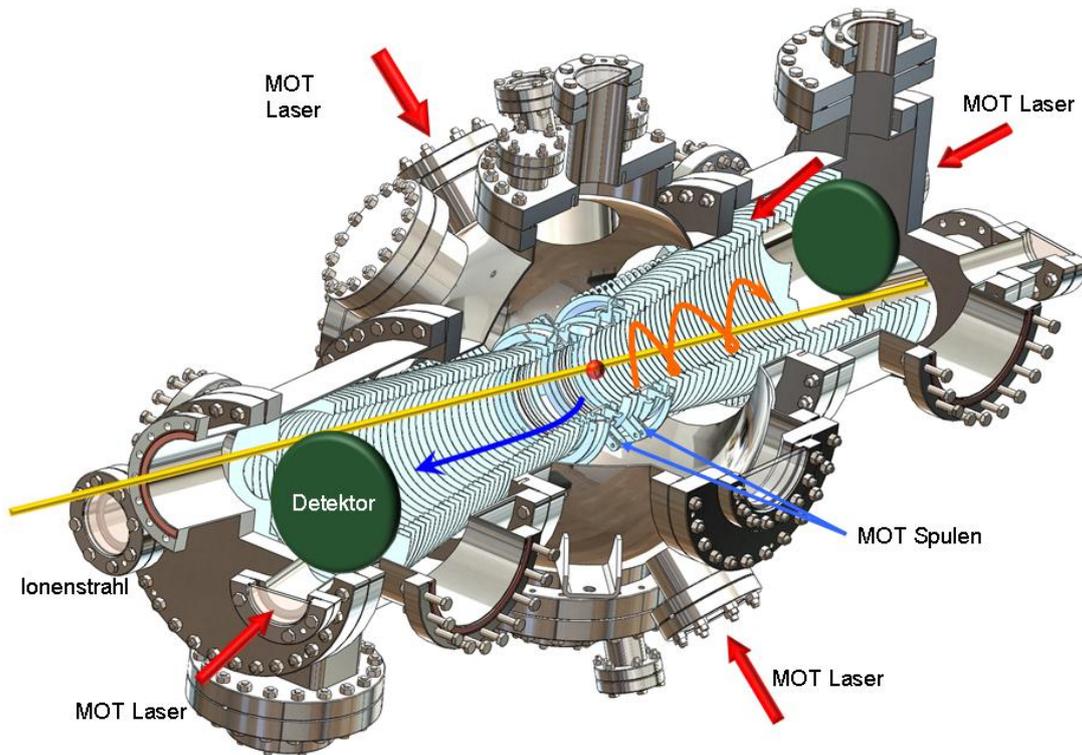


Abbildung 1.2: Das im Rahmen des Gesamtprojektes aufgebaute Spektrometer als schematische Darstellung. Dargestellt sind die drei Laserstrahlpaare für die magneto-optische Falle (MOT), die dafür benötigten Spulen und das Target im Zentrum des Spektrometers. Dessen aus einzelnen Ringen aufgebautes Elektrodensystem, welches die Fragmente auf die Detektoren lenken soll, ist ebenfalls sichtbar.

einer Anordnung von Multichannel Plates (MCP) und einer Delay-Line-Anode (DLA), mit der Zeit- und Ortsauflösungen von weniger als 1 ns bzw weniger 100  $\mu\text{m}$  erreicht werden sollen. Von besonderer Bedeutung bei der Entwicklung des Systems war die Anpassung an die experimentelle Umgebung. Der Detektor soll im Speicherring in einem Druckbereich von weniger als  $10^{-10}$  mbar betrieben werden und (schnell) beweglich im Vakuum angebracht sein, damit die Position ja nach Lage und Größe des Ionenstrahls im Speicherring variiert werden kann. In dieser Arbeit wird zunächst auf die allgemeinen Eigenschaften der MCP und DLA eingegangen, um danach den experimentellen Aufbau zu erläutern. Darauf folgt ein Kapitel, in dem die Ergebnisse dieser Arbeit dargestellt werden.



# 2 Ortsauflösende Microchannel-Plate-Detektoren

## 2.1 Microchannel-Plates

Eine Microchannel-Plate (MCP, für Details: siehe Wiza *et al.* [10]) ist ein ortsauffösender Sekundärelektronenvervielfacher, bestehend aus vielen kleinen, nebeneinander angeordneten röhrenförmigen Kanälen (Abb. 2.1). Ein auf der Vorderseite auftreffendes Teilchen mit ausreichend hoher Energie (z.B. Photonen, Ionen oder Elektronen) löst dabei eine Lawine von Elektronen aus, die dann auf der anderen Seite der MCP detektiert werden kann. Typische Kanal-Durchmesser sind im Bereich zwischen 10 und 100  $\mu\text{m}$ , dabei sind die Kanalachsen um einen kleinen Winkel gegenüber der Flächennormalen der Oberfläche der MCP gekippt. Die Deckflächen der meist zylinderförmigen Platten sind elektrisch leitend beschichtet, der elektrische Widerstand zwischen den beiden Oberflächen liegt in der Größenordnung von  $10^9 \Omega$ . Die Verstärkungsfaktoren von typischen MCP-Anordnungen betragen  $10^4 - 10^7$  bei einer zeitlichen Auflösung von weniger als 100 ps, während die Ortsauflösung nur durch die Größe und den Abstand zwischen zwei Kanälen limitiert ist. Viele wichtige, elektrische Eigenschaften der MCP hängen nicht einzeln von der Kanallänge  $l_{\text{channel}}$  und dessen Durchmesser  $d_{\text{channel}}$  ab. Insbesondere die Verstärkung ist charakterisiert durch deren Verhältnis  $\alpha = \frac{l_{\text{channel}}}{d_{\text{channel}}}$ , wodurch es möglich ist, MCPs sehr klein zu bauen und damit deren Ortsauflösung zu steigern.

### 2.1.1 Theoretisch erreichbare Verstärkung

Wiza stellt in seiner Publikation ein vergleichsweise einfaches Modell zur Errechnung der Verstärkung vor [10]. Dieses weicht zwar etwas von den experimentellen Ergebnissen ab, erlaubt aber dennoch eine Abschätzung. Es wird davon ausgegangen, dass beim Auftreffen eines Elektrons auf einen der MCP-Kanäle  $\delta$  Sekundärelektronen ausgelöst werden. Diese werden beschleunigt und treffen wieder auf die Kanalwand, wo sie im

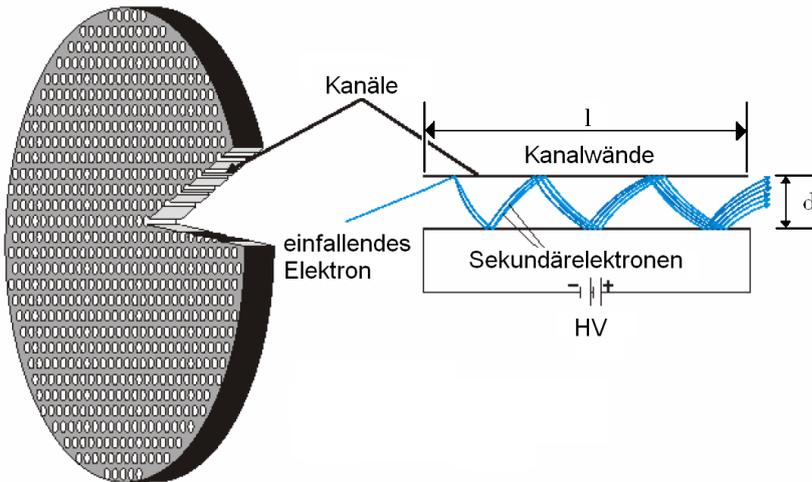


Abbildung 2.1: Schematische Zeichnung einer MCP. Ihre Kanäle besitzen den Durchmesser  $d$  und die Länge  $l$  [11].

zweiten Schritt  $\delta^2$  weitere Elektronen produzieren. Die  $\delta^2$  Elektronen lösen bei deren Auftreffen eine Elektronenlawine mit  $\delta^3$  Elektronen aus. Nach  $n$  Schritten erhält man damit eine Verstärkung von  $G = \delta^n$ . Laut Wiza ([10]) ergibt sich die Verstärkung unter der Annahme, dass die Sekundäremission senkrecht zu den Kanalwänden erfolgt, als

$$G = \left( \frac{AV}{2\alpha\sqrt{V_0}} \right)^{\frac{4V_0\alpha^2}{V}}. \quad (2.1)$$

Dabei ist  $V$  die an der MCP, und damit auch am einzelnen Kanal angelegte Spannung und liegt typischerweise bei ca. 1 kV.  $\alpha$  bezeichnet, wie schon erwähnt, das Verhältnis zwischen der Länge und dem Durchmesser der Kanäle.  $V_0$  ist die anfängliche Energie eines ausgelösten Sekundärelektrons und beträgt ca. 1 eV.  $A$  ist die Proportionalitätskonstante in der zugrunde liegenden Gleichung  $\delta = A\sqrt{V_C}$  mit der Kollisionsenergie  $V_C$ , der Wert von  $A$  beträgt ca. 0,2. Erhöht man  $V$ , so wächst auch  $V_C$  und damit  $\delta$ . Gleichzeitig reduziert sich jedoch  $n$ , die Anzahl der Kollisionen, so dass sich in der Spannungsabhängigkeit des Verstärkungsfaktors eine maximale Verstärkung ergibt:

$$G_{max} = e^{0.184A^2V} = e^{0.0074V}. \quad (2.2)$$

Aus der Gleichung resultiert laut Wiza ebenfalls ein optimaler Bezug zwischen der Spannung und dem Längen-Durchmesser-Verhältnis:

$$\alpha_{opt} = \frac{V}{16.5} \quad (2.3)$$

Allerdings wird die anlegbare Spannung durch Ionenrückkopplungen limitiert: Mit steigender Spannung erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass positive Ionen in den Gebieten hoher Raumladungsdichten am Kanalende durch Kollisionen von Elektronen mit Restgasmolekülen entstehen. Diese Ionen gelangen zurück in die Kanäle und verursachen ionische Nachpulse oder lösen weitere Sekundärelektronen aus. Dadurch wird die Verstärkung der MCP zwar größer, dafür sinkt die maximal erzielbare, örtliche Auflösung.

### 2.1.2 Chevron-MCP-Stacks und Z-Stacks

Um Ionenrückkopplung zu vermeiden, kann man zwei MCPs in einer sogenannten „Chevron“- Konfiguration einsetzen. Dabei werden zwei Multichannel Plates so angeordnet, dass die Richtungsänderung der Kanäle möglichst groß ist. Daraus ergibt sich eine V-förmige Anordnung der Kanäle, im Englischen „Chevron“ genannt (siehe Abb. 2.2).

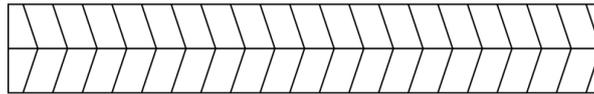


Abbildung 2.2: Skizze zur Verdeutlichung der Anordnung der MCP-Kanäle eines Chevron-Stacks.

Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit verringert, dass an der Rückseite der hinteren Platte erzeugte Ionen die vordere Platte erreichen. Typischerweise werden die einzelnen Platten mit einer individuellen Verstärkung von  $\approx 10^4$  betrieben, die resultierende Gesamtverstärkung liegt bei  $\approx 10^7$ . Der Abstand zwischen den Platten ist dabei zwischen 50 und 150  $\mu m$  groß.

Aus drei gestapelten MCPs bestehen die sogenannten „Z-Stacks“. Sie sind so angeordnet, dass die ihre Kanäle ein „Z“ formen, wenn man den Querschnitt durch alle drei Platten betrachtet. Hier ist die Verstärkung zwar nicht unbedingt größer, dafür aber stabiler als bei einem Chevron-Stack.

Abweichend zu [10] werden die MCPs des in dieser Arbeit vorgestellten Detektors nicht einzeln kontaktiert und an eine eigene Hochspannungsquelle angeschlossen. Da die drei zum Aufbau des Z-Stacks verwendeten MCPs nach ihrem Widerstand selektiert geliefert wurden, fällt an jeder Platte etwa der gleiche Anteil der Versorgungsspannung

ab, die zwischen der Vorderseite der ersten MCP und der Rückseite der dritten MCP angelegt wird.

### 2.1.3 Totzeit der MCP

Eine Abschätzung der Totzeit eines einzelnen Kanals der MCP erhält man durch folgende Überlegungen (analog zu [10]): Man betrachte eine Multichannel-Plate mit  $n$  Kanälen. Ihr Gesamtwiderstand, gemessen von der Vorder- zur Rückseite, beträgt  $R_{ges}$ . Die einzelnen Kanäle können als identische Widerstände betrachtet werden, deren Parallelschaltung den Gesamtwiderstand ergibt. Für den Widerstand eines einzelnen Kanals erhält man damit:

$$R_C = n \cdot R_{ges} \quad (2.4)$$

Die MCP kann in guter Näherung als Plattenkondensator der Fläche  $A$  angenommen werden, dessen halbes Volumen auf der ganzen Dicke mit einem Dielektrikum (dem Material, aus dem die MCP gefertigt ist) der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$  gefüllt ist. Seine Kapazität ist

$$C_{ges} = \epsilon_0 \cdot \frac{A}{2l} (1 + \epsilon_r) \quad (2.5)$$

$l$  ist dabei die Länge eines Kanals. Bei einem Event wird die meiste Ladung auf den letzten 20% der Länge eines MCP-Kanals entladen, so dass die nachzuladende Kapazität pro Kanal gegeben ist durch

$$C_C = 0,2 \frac{C_{ges}}{n} \quad (2.6)$$

Der Kanal wird dabei über den Widerstand  $R_C$  aufgeladen, so dass sich für das so gegebene RC-Glied die Zeitkonstante

$$\tau = R_C C_C = 0,2 R_{ges} C_{ges} \quad (2.7)$$

als Abschätzung für die Totzeit ergibt. Wiza erhält mit den Parametern der durch ihn verwendeten MCPs eine Totzeit von  $\approx 20$  ms pro Kanal [10]. Bedingt durch die große Anzahl an einzelnen Kanälen ergibt sich für die gesamte Platte eine Totzeit in der Größenordnung von  $10^{-7} - 10^{-8}$  s.

## 2.2 Ortsaufgelöste Anoden

### 2.2.1 Methoden zur Bestimmung des Auftreffortes

Um Informationen über den Ort eines Events, wie zum Beispiel das Auftreffen eines Elektrons oder Ions, auf dem Detektor zu erhalten, ist es nötig, die von den MCPs erzeugte Elektronenlawine zu detektieren und den Auftreffort zu „codieren“. Dazu kann man die verschiedensten Anoden verwenden.

Gerne verwendet wird eine Anordnung aus einer mit Phosphor beschichteten Glasplatte und einer darauf gerichteten CCD-Kamera. Analog zu den allgemein bekannten Röhrenfernsehern dient die Glasplatte als Bildschirm, der die Elektronenlawine in Photonen umwandelt, die von der Kamera detektiert werden. Vorteil dieser Technik ist die erzielbare, hohe Auflösung, die hauptsächlich durch die Kamera limitiert wird. Allerdings besitzt die Kamera, verglichen zu anderen Detektorvarianten, eine relativ geringe Bildaufnahmerate. Noch dazu sinkt mit steigender Aufnahmerate die Auflösung, da die immer kürzer werdende Belichtungszeit durch eine Verbesserung der Lichtempfindlichkeit in Form einer Zusammenfassung mehrerer Pixel oder einer Vergrößerung der Pixel erkauft werden muss. Als Grenze sind ca. 10 000 Bilder pro Sekunde anzunehmen (vgl. z.B. [12]).

Eine sehr naheliegende Methode, die von den MCPs erzeugte Elektronenlawine ortsaufgelöst zu detektieren, besteht aus einer Anode, deren Fläche in einzelne Pixel unterteilt ist [13]. Allerdings benötigt hier jeder Pixel seine eigene Ausleseelektronik, was mit steigender Auflösung sehr komplex wird und den Verdrahtungsaufwand (und damit auch die Fehleranfälligkeit) stark erhöht. So benötigt man für einen 10 x 10 Pixel auflösenden Detektor schon 100 Ausleseschaltungen, obwohl die Ortsauflösung noch sehr gering ist.

Weniger Aufwand bei gleichzeitig hoher Auflösung ist bei der Verwendung von sogenannten „Resistive-Plate-Anoden“ nötig. Diese bestehen aus einer viereckigen Platte, deren Oberfläche so beschichtet ist, dass sie einen hohen, elektrischen Widerstand besitzt. An den Ecken ist die Ausleseelektronik angeschlossen. Trifft nun eine Ladungswolke, wie sie von den MCPs erzeugt wird, auf die Anode, so wird diese über die Ecken der Platte abfließen. Durch das Verhältnis der an je zwei nebeneinander liegenden Ecken gemessenen Ströme zur Summe aller abfließenden Ströme lässt sich der Ort ermitteln, an dem die Ladung aufgetroffen ist [14]. Der Vorteil dieser Methode ist die Einfachheit, man benötigt nur vier identische, elektronische Schaltkreise zur Messung und eine Platte. Allerdings steigt mit der Plattengröße das durch die Widerstandsbeschichtung erzeugte thermische Rauschen. Weiterhin kommt es zu von der Plattengeometrie abhängigen

Verzerrungen, die jedoch durch eine gezielte Signalnachbehandlung kompensiert werden können. Ein anderer Ausweg ist die Wahl einer passenden Geometrie, wie sie in [14] vorgestellt wird. Der größte Nachteil, und gleichzeitig auch der Grund, warum für den in dieser Arbeit aufgebauten Detektor nicht auf Resistive-Plate-Anoden zurückgegriffen wird, ist die relativ lange Totzeit des gesamten Detektors nach einem Event. Sie liegt im Mikrosekundenbereich (z.B. [15]).

Mit nur drei Ausleseschaltungen kommen die Wedge-and-Strip-Anoden aus (Abb. 2.3). Diese bestehen aus zwei ineinander greifenden „Kämmen“. Die Zacken des einen Kammes sind dreieckig („Wedge“) und besitzen immer die selben Dimensionen, während die Zacken des anderen rechteckig sind (Streifen = „Strip“). Dabei nimmt die Breite der Zacken von der einen Seite des Kammes zur anderen Seite hin zu. Eine auftreffende Ladungswolke trifft die Wedges und Strips. Um die Position des Signals zu errechnen, benötigt man weiterhin die gesamte, auf der Anode auftreffende Ladung [16]. Deshalb sind die Zwischenräume zwischen den Wedges und Strips mit einer weiteren, leitenden Fläche gefüllt (im Bild mit „Z“ bezeichnet). Die x- und y-Koordinaten eines Ereignisses sind dann proportional zum Verhältnis der von den Wedges bzw. Strips abfließenden Ladung zur Summe aller Ladungen. Auch hier ist der Vorteil die Einfachheit der Anordnung. Der Grund, warum auch diese Technik in dieser Arbeit nicht zur Anwendung kommt, ist der gleiche, wie schon zuvor beschrieben: die Totzeit. Sie liegt ebenfalls im Mikrosekundenbereich (vgl. z.B. [16]).

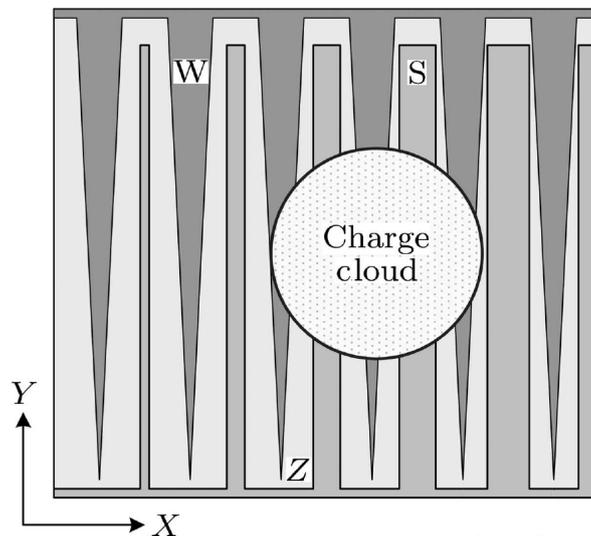


Abbildung 2.3: Schematische Zeichnung einer Wedge-and-Strip-Anode. W: Wedges; S: Strips; Z: Elektrode im Zwischenraum zwischen Wedges und Strips zur Ermittlung der Gesamtladung [16].

Delay-Line-Anoden (DLA) kombinieren eine einfache Signalauslese mit geringen Totzeiten und hohen Bildauflösungen bei gleichzeitig sehr niedrigen Bildverzerrungen. Aus diesem Grund basiert der in dieser Arbeit vorgestellte Detektor auf einer Kombination aus einem MCP Z-Stack mit dahinter liegender DLA. Bei dieser Methode wird der Ort eines Events durch Zeitmessungen ermittelt. Die vom MCP-Stapel erzeugte Elektronenwolke trifft auf einen mehrfach nebeneinander um eine Halteplatte gewickelten Draht und fließt auf diesem in beide Richtungen ab. Dieser abfließende Strom wird an beiden Enden des Drahtes gemessen, aus der Zeitdifferenz zwischen den zusammengehörenden Pulsen lässt sich die Position eindimensional bestimmen. Informationen in einer zweiten Dimension erhält man, indem eine zweite, um  $90^\circ$  zur ersten Lage verdrehte Wicklung ausgelesen wird (vgl. Abb. 2.4). Eine detaillierte Beschreibung der Funktion einer DLA wird im Folgenden gegeben.

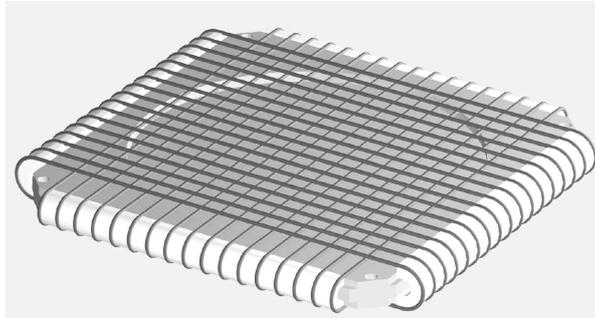


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau einer Delay-Line-Anode. Gut erkennbar sind die zwei im Winkel von  $90^\circ$  gewickelten Drahtlagen [17].

### 2.2.2 Delay-Line-Anoden (DLA)

Wie schon zuvor erwähnt, erhält man den Ort, an dem eine Ladungswolke auf die DLA auftrifft, durch die Messung der Zeitdifferenz zwischen den Signalen an beiden Enden des Delay-Line-Drahtes. Betrachten wir zunächst einen geraden, nicht aufgewickelten Draht der Länge  $l$ , auf welchen eine von einer MCP kommende Ladungsverteilung auftrifft. Diese wird in Abbildung 2.5 durch den Pfeil dargestellt. Wir sind nun daran interessiert, in welchem Abstand  $x_{1/2}$ , bezogen auf das jeweilige Leitungsende, diese Ladung aufgetroffen ist. Die Ladung wird nun in beide Richtungen mit der gleichen Geschwindigkeit  $v$  abfließen und die Drahtenden zu den Zeiten  $t_1$  bzw.  $t_2$  erreichen. Für die  $t_i$ , ( $i = 1, 2$ ) gilt:

$$t_i = \frac{x_i}{v} \quad (2.8)$$

Wir messen dabei den Zeitunterschied  $\Delta t = t_1 - t_2$  der Signale an beiden Drahtenden. Damit ergibt sich:

$$\Delta t = \frac{1}{v}(x_1 - x_2) \quad (2.9)$$

Weiterhin ist  $l = x_1 + x_2 = \text{const} = v t_l$  mit der (konstanten) Zeit  $t_l$ , die das Signal benötigt, um die Strecke  $l$  zurück zu legen. Damit folgt als Auftreffort, bezogen auf das linke Ende des Drahtes in Abbildung 2.5:

$$x_1 = \frac{v}{2}(\Delta t + t_l) \quad (2.10)$$

Die Zeitsignale an den Drahtenden werden im Bezug zu dem vom Auftreffort unabhängigen Startpuls der MCPs gemessen. Dadurch ist es möglich, die Gültigkeit der gemessenen Zeiten zu verifizieren: Da die Länge des Drahtes konstant ist, muss deren Summe für alle Auftrefforte auf dem Draht (im Rahmen des Messfehlers) konstant sein:

$$T_1 + T_2 = t_1 + t_2 + 2t_{MCP} = \text{const} \quad (2.11)$$

Die  $T_i$  sind dabei die in Bezug auf das MCP-Signal gemessenen Zeiten,  $t_{MCP}$  bezeichnet die Flugzeit der Elektronenwolke von der MCP zur DLA. Durch diese Eigenschaft der DLA ist es ebenfalls möglich, zwei innerhalb von wenigen Nanosekunden auftreffende Events zu detektieren. Delay-Line-Anoden sind also grundsätzlich Multihit-fähig. In Abbildung 2.6 werden zwei Ereignisse zum gleichen Zeitpunkt an verschiedenen Orten des Delay-Line-Drahtes und die daraus resultierende, zeitliche Abfolge der Signale an den Drahtenden dargestellt.

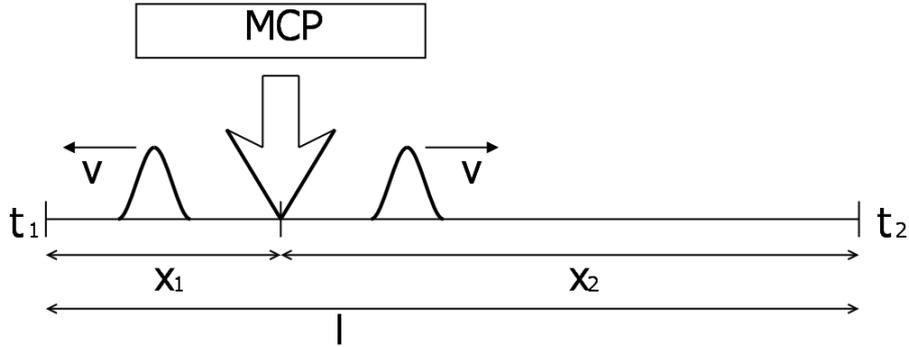


Abbildung 2.5: Auf einen Draht der Länge  $l$  trifft eine Elektronenwolke, deren Ladung mit der Geschwindigkeit  $v$  abfließt.  $x_1$  und  $x_2$  bezeichnen die Entfernung vom jeweiligen Leitungsende.

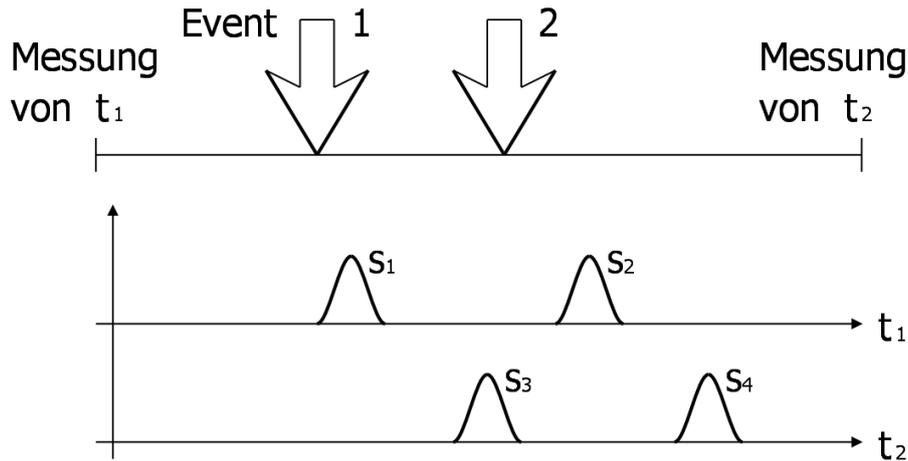


Abbildung 2.6: Der gleiche Draht wie in Abb. 2.5 wird von zwei Elektronenwolken gleichzeitig getroffen. Die daraus resultierenden Signale  $s_{1-4}$  am linken und rechten Ende in Abhängigkeit von der Zeit sind in den Diagrammen unten skizziert.

Die beiden durch die Events 1 und 2 ausgelösten Elektronenwolken verlassen zum Zeitnullpunkt die MCP und treffen gleichzeitig zum Zeitpunkt  $t_{MCP}$  auf den Draht, wo sie in beide Richtungen abfließen. Am linken Ende des Drahtes werden die Signale  $s_1$  und  $s_2$  registriert, am rechten Ende die Signale  $s_3$  und  $s_4$ . Um den Auftreffort zu erhalten, bildet man nun wieder die Differenzen zwischen den Signalen. Ohne Betrachtung des Zeitsignals von den MCP wäre es nun möglich, dass das Signal  $s_1$  und  $s_3$  zusammengehören. Allerdings lassen sich auch  $s_2$  und  $s_3$  kombinieren. Eine korrekte Zuordnung ist erst dann möglich, wenn man die Summe der Signalzeitpunkte betrachtet (vgl. Gleichung (2.11)). Damit wird klar, dass die Position von Event 1 aus  $s_1$  und  $s_4$  errechnet werden muss, und die Position von Event 2 aus  $s_2$  und  $s_3$  folgt.

Der Draht „realer“ DLA ist nicht gerade, sondern um eine Halteplatte gewickelt. Weiterhin ist ein Drahtpaar aufgewickelt (Abb. 2.7). Zwischen den Drähten des Paares liegt eine Spannung in der Größenordnung von 50 V, was dazu führt, dass die Elektronen der MCP bevorzugt auf dem Draht höherer Spannung auftreffen. Diesen nennt man „Signaldraht“, der andere Draht dient als Referenz. Durch differenzielles Auslesen lässt sich so das Rauschen der DLA verringern, da dieses sowohl auf dem Signaldraht als auch auf dem Referenzdraht im gleichen Maße auftreten sollte. Die Richtung, in welcher der Auftreffort ermittelt wird, ist senkrecht zu den Wicklungen. Es ist daher sinnvoll, die in Gleichung (2.10) verwendete Geschwindigkeit  $v$ , welche zuvor durch die Gruppengeschwindigkeit des Signals im Anodendraht gegeben war, durch die Geschwindigkeit zu ersetzen, mit der sich das Signal von einer Wicklung auf die nächste bewegt. Ty-

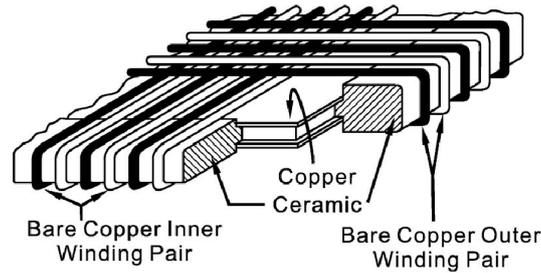


Abbildung 2.7: Querschnitt durch die Ecke einer DLA. Man beachte die beiden Drähte eines Drahtpaares [18].

rische Propagationszeiten liegen im Bereich von 1 ns pro Millimeter senkrecht zu den Wicklungsebenen.

Im Allgemeinen lässt man zwischen MCP und DLA etwa 10 mm Platz, und legt zwischen beiden eine auf die Elektronenwolke beschleunigend wirkende Spannung an. Diese Flugstrecke bewirkt eine Aufweitung der Ladungswolke von einem Durchmesser von wenigen Kanälen der MCP auf einige mm, wodurch sie mehrere Wicklungen der DLA trifft. Zu jedem Event gehören damit mehrere Signale an jedem Ende des Drahtes, die zeitlich um den Betrag verschoben ankommen, den das Signal zum Zurücklegen einer Wicklung benötigt. Geht man davon aus, dass die aufgeweitete Ladungswolke einen runden Querschnitt besitzt, so folgt eine unterschiedliche Amplitude der Einzelsignale. Durch die Dispersion der einzelnen Pulse beim Durchlaufen der Drähte und durch die Messelektronik kann mittels Schwerpunktsbildung das Zentrum der Elektronenwolke errechnet werden, wodurch die Genauigkeit der Positionsermittlung größer ist, als der Abstand der einzelnen Drahtpaare. Allerdings kann es passieren, dass die Summe der Zeiten nicht mehr an jedem Ort identisch ist, da sich die Flugzeit der Elektronen von den MCPs zu der DLA ändern kann. Dieser Effekt kann durch Inhomogenitäten im elektrischen Feld zwischen MCP und DLA oder durch Asymmetrien in der Geometrie des Detektors hervorgerufen werden.

# 3 Experimenteller Aufbau

## 3.1 Der Detektor

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektor basiert in seinen Grundeigenschaften auf einem kommerziell vertriebenen Design der Firma RoentDek [19]. Die MCPs und die Delay-Line-Anode wurden dort gekauft. Neu konstruiert wurden jedoch sämtliche Teile des Gehäuses, die Halterungen für die MCPs und die DLA, der Anschluss der elektrischen Verbindungen an den Detektor sowie dessen mechanische Verbindung mit der Vakuumkammer.

### 3.1.1 Konstruktion und Zusammenbau

Die gesamte Konstruktion der Komponenten des Detektors wurde mit dem 3D - CAD - Programm „Solid Edge“ durchgeführt. Dieses ermöglicht es, Teile zunächst dreidimensional zu designen, um danach aus diesen Formelementen die zur Fertigung benötigten, zweidimensionalen Zeichnungen zu erstellen. Beim Beginn dieser Arbeit war die Grundkonstruktion des Detektors bereits entworfen, da dieser zu großen Teilen aus lasergeschnittenen Edelstahlblechen<sup>1</sup> besteht, welche fertigungsbedingt eine längere Lieferzeit haben, als es der zeitliche Rahmen dieser Bachelorarbeit erlaubt hätte. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die detaillierte Konstruktion ausgearbeitet und in der mechanischen Werkstatt in Auftrag gegeben. Dies betraf die Nachbearbeitung der lasergeschnittenen Bleche, sowie die Herstellung einiger neuer Bauteile zur Montage des Detektors.

Der Aufbau ist im Wesentlichen in den Abbildungen 3.1 und 3.2 ersichtlich. Der Detektor baut auf einer Grundplatte auf, in welcher gleichzeitig die Eintrittsöffnung für die zu detektierenden Teilchen eingearbeitet ist (Abb.3.1 a)). Über die Öffnung ist ein als Äquipotentialfläche dienendes Netz gespannt, das den Spektrometerbereich von den Detektorspannungen abschirmt. Alle anderen Bauteile sind mit Keramikisolatoren auf der Grundplatte befestigt. Diese stellen ebenfalls einen ausreichenden Abstand zwischen al-

---

<sup>1</sup>Norm 1.4429, Materialeigenschaften: siehe Werkstoffblatt DIN EN 10028-7

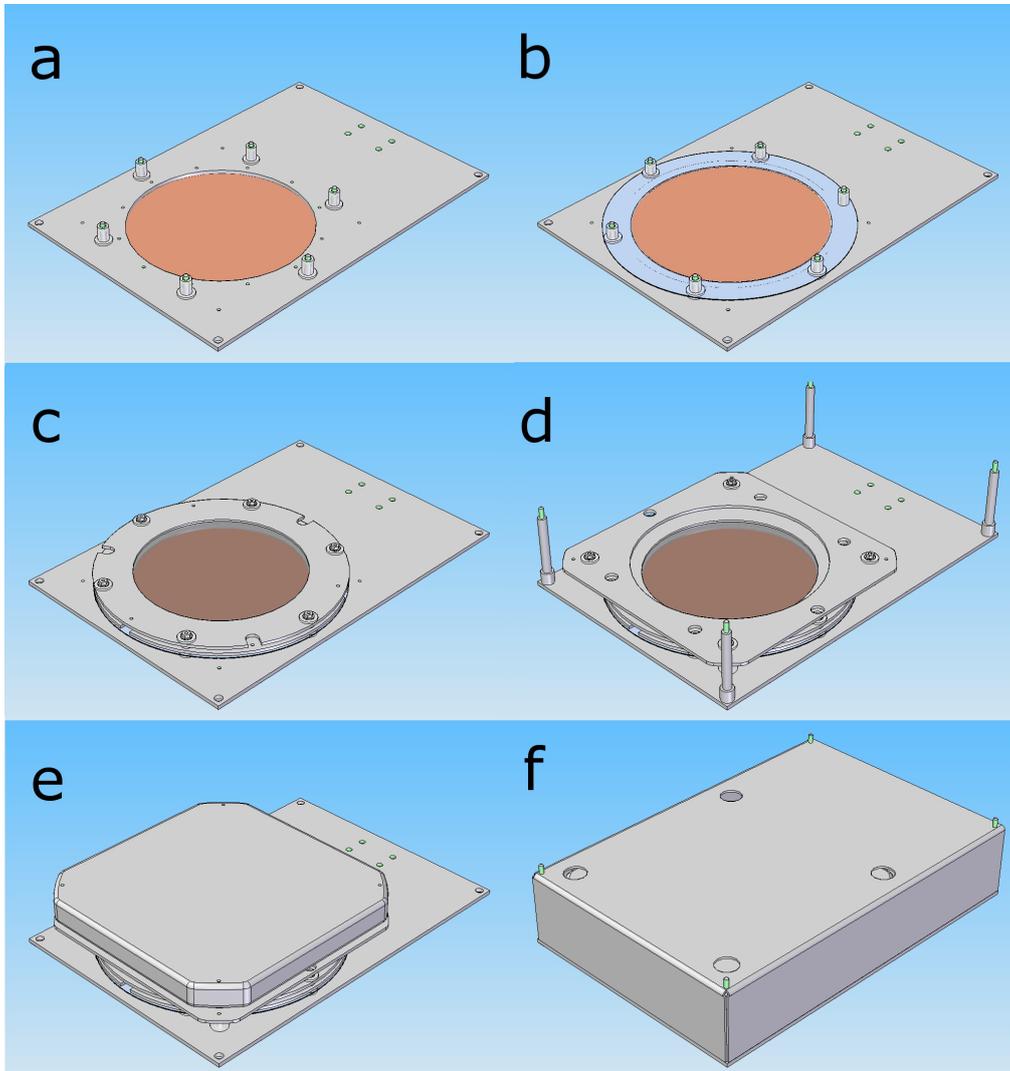


Abbildung 3.1: Der Aufbau des Detektors. a) Grundplatte mit Netz in der Öffnung; b) Montierte Isolatoren mit zweitem Netz; c) MCP-Halter mit MCPs; d) Abstandshalter für den Gehäusedeckel (in allen anderen Bildern der Übersicht wegen nicht dargestellt); e) spätere Position der Delay-Line-Anode; f) geschlossenes Gehäuse.

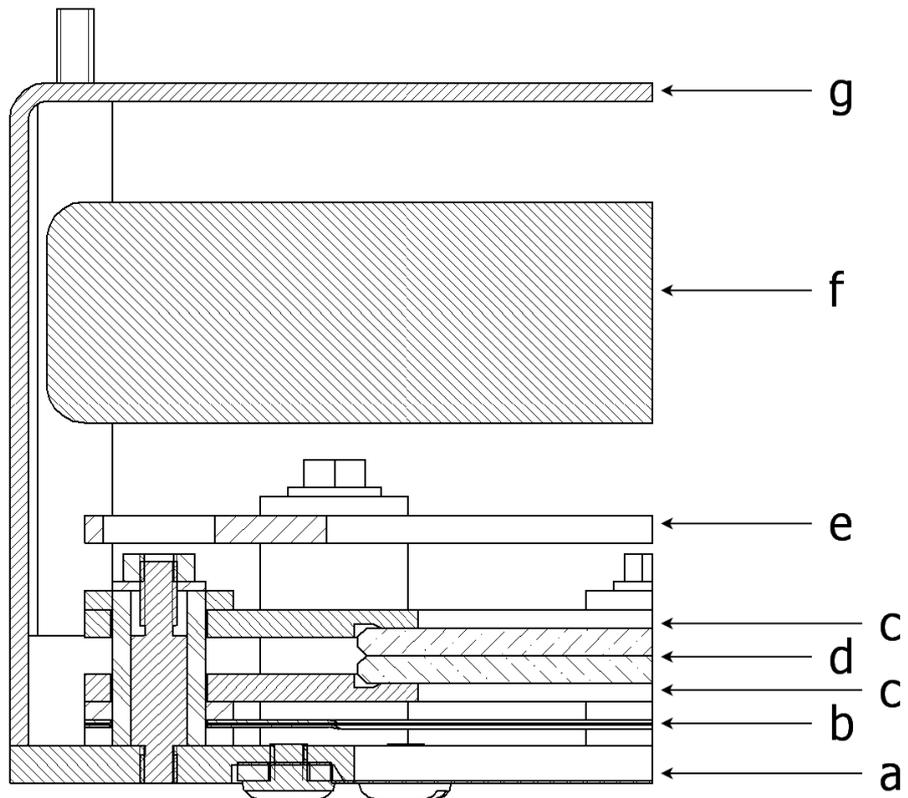


Abbildung 3.2: Ein Querschnitt durch den Detektor. a) Eintrittsöffnung mit Netz; b) zweites Netz; c) MCP-Halter; d) MCP; e) DLA-Halteplatte; f) DLA; g) Gehäusedeckel.

len Teilen sicher, um durch hohe Spannungsdifferenzen verursachte Überschläge zwischen diesen zu vermeiden. Das Konzept der elektrisch isolierten Befestigung ist in Abbildung 3.3 beispielhaft dargestellt.

Einen Millimeter hinter der Grundplatte ist, wie oben beschrieben elektrisch isoliert, ein zweites Netz angebracht, mit welchem durch Anlegen einer repulsiven Spannung niederenergetische Teilchen von den MCPs ferngehalten werden können (Abb. 3.1 b)). Elektrisch angeschlossen ist es über eine aus dünnem Blech gefertigte Kontaktfahne.

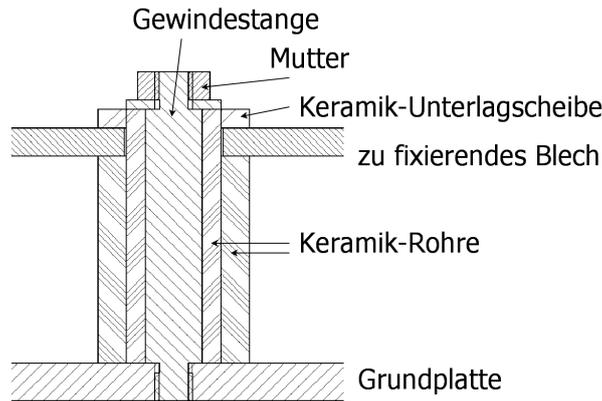


Abbildung 3.3: Querschnitt durch einen im Text beschriebenen, elektrischen Isolator.

Einen weiteren Millimeter hinter dem zweiten Netz sind die MCPs in einer Vertiefung zwischen zwei Halteringen befestigt und durch diese gleichzeitig elektrisch kontaktiert (Abb. 3.1 c)). Bei der Verschraubung werden tellerförmige Blattfedern verwendet, welche beim späteren Ausheizen der Vakuumkammer auftretende Materialausdehnungen ausgleichen sollen.

Eine auf eigenen Isolatoren befestigte Adapterplatte stellt die Aufnahmen für die Delay-Line-Anode bereit. Der Deckel des in Abbildung 3.1 f) gezeigten Gehäuses wird von Abstandshaltern (Abb. 3.1 d)) gehalten. Die Löcher im Deckel sind einer Änderung der Bauform der DLA geschuldet, deren Position in Abbildung 3.1 e) angedeutet ist.

Der gesamte Detektor wird mit einer Halterung auf einem Haltestab befestigt (Abb. 3.4). Im Reaktionsmikroskop wird diese Verbindung elektrisch isoliert sein, da sich dann das Detektorgehäuse auf dem Potential des Spektrometers befinden wird. Der Stab wird mit einem auf kleinen Füßen stehenden Adapter auf einem CF-Reduzierflansch befestigt. Dadurch entsteht Platz für die Verkabelung, und auch für einen ausreichenden Querschnitt zur Entlüftung des dahinter liegenden Volumens ist gesorgt. Die elektrische Durchführungen vom Vakuum nach außen sitzen in einem auf dem Flansch montierten CF-T-Stück. Ein Foto des zusammengebauten Detektors ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

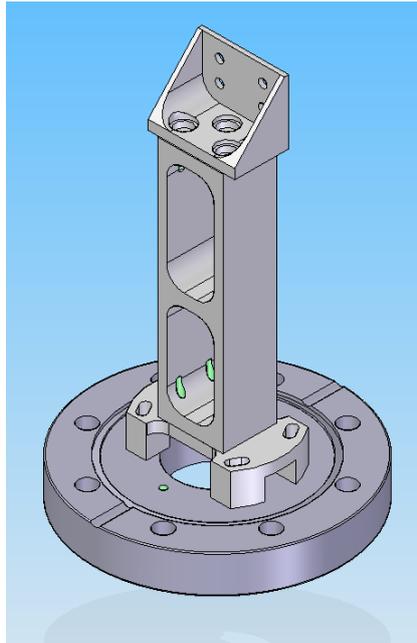


Abbildung 3.4: CF-Reduzierflansch mit Adapterplatte für den Haltestab. Auf diesen ist der Winkel als Verbindung zum Detektorgehäuse montiert. Der für die Tests verwendete Haltestab weicht von der hier dargestellten Version ab.

Auf der Vakuumseite wurde die Verdrahtung mit Kapton-isolierten Drähten umgesetzt. Die Signale der DLA werden mit Twisted-Pair-Kabeln übertragen, der Rest über Einzeldrähte.

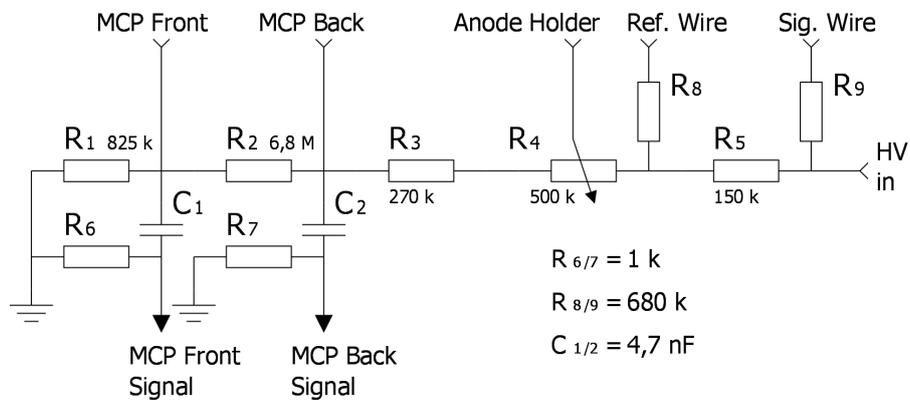


Abbildung 3.5: Schaltplan des Spannungsteilers.

Um den Detektor mit Hochspannung zu versorgen, ohne dabei mehrere Netzteile zu benötigen, wurde ein Spannungsteiler aufgebaut (Schaltplan: siehe Abb. 3.5). Er bietet außerdem die Möglichkeit, die Signale von der MCP-Vorder- und Rückseite über ein RC-Glied auszukoppeln. Die Spannungen zwischen den einzelnen Detektorteilen wurden

ausgehend von den Werten des kommerziell erhältlichen RoentDek-Detektors festgelegt (Tabelle 3.1) [19].

	Spannung zur Detektion von Elektronen [V]
MCP-Vorderseite	300
MCP-Rückseite	2700
Anodenhalter	2800.. 2950
Referenzdrähte	2950
Signaldrähte	3000

Tabelle 3.1: Die für den Betrieb als Elektronendetektor benötigten Spannungen, anhand derer der Spannungsteiler geplant wurde. Als Eingangsspannung wurden 3 kV vorgesehen

## 3.2 Der Testaufbau

Ziel dieser Arbeit war es nicht nur, den Detektor aufzubauen, sondern auch, ihn zu testen. Dazu war ein Testaufbau nötig, dessen Komponenten an dieser Stelle beschrieben werden sollen.

### 3.2.1 Vakuumkammer

Da die MCP nicht bei Luftdrücken größer als  $2 \cdot 10^{-6}$  mbar betrieben werden dürfen (vgl. [19]), wurde für den Test eine Vakuumkammer benötigt. Diese ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Gepumpt wurde mit einer Turbomolekularpumpe, deren Vorvakuum von einer 3-Zylinder-Kolbenpumpe erzeugt wurde. Überwacht wurde das Vorvakuum mit einem Pirani-Messinstrument, im UHV-Bereich kam ein Heißdraht-Ionisationsvakuummeter zum Einsatz. Für den Testbetrieb wurden so Drücke im Bereich von  $10^{-7}$  -  $10^{-8}$  mbar erreicht. Im späteren Einsatz im Spektrometer wird der Detektor bei einem Druck im  $10^{-10}$  -  $10^{-11}$  mbar-Bereich betrieben werden.

Über eine Öffnung mit 150 mm Durchmesser wurde der Detektor in die Kammer eingebracht. Befestigt ist er mit seinem 63 mm - CF-Flansch an einem auf die Öffnung passenden Reduzierflansch. Auch auf der der Detektoröffnung zugewandten Seite befindet sich ein Flansch. Diese sollte später als „Wartungsöffnung“ dienen, um verschiedene Aperturen, wie z.B. Gitter und Lochbleche vor dem Detektor zu montieren, und auch um die zum Test benötigte radioaktive Quelle in die Kammer einzubauen.



Abbildung 3.6: Der fertig aufgebaute Detektor, montiert auf dem zur Befestigung in der Vakuumkammer benötigten Flansch. Erkennbar sind die Eintrittsöffnung in der Grundplatte mit dem darüber gespannten Netz und, in deren Innerem, Teile des vorderen MCP-Halteringes. Die MCPs sind als dunkle Fläche in der Öffnung erkennbar.

Diese Quelle kann, aufgeschraubt auf eine Klemmhalterung, in der Mitte der Öffnung des Wartungszuganges platziert werden. Als radioaktives Präparat kam das Americium-Isotop  $^{241}\text{Am}$  zum Einsatz, welches mit einer Halbwertszeit von 432.2y durch  $\alpha$  - Zerfälle zu  $^{237}\text{Np}$  zerfällt (siehe z.B. [20]). Dieses Isotop ist gekapselt in einem Edelstahlzylinder untergebracht, dessen Größe etwa zwei bis drei gestapelten 10-Cent-Münzen entspricht. Die Austrittsöffnung für die Strahlung auf der Stirnfläche des Zylinders ist mit einer dünnen Folie verschlossen, in der anderen Stirnfläche ist das schon erwähnte Gewinde zur Befestigung angebracht.

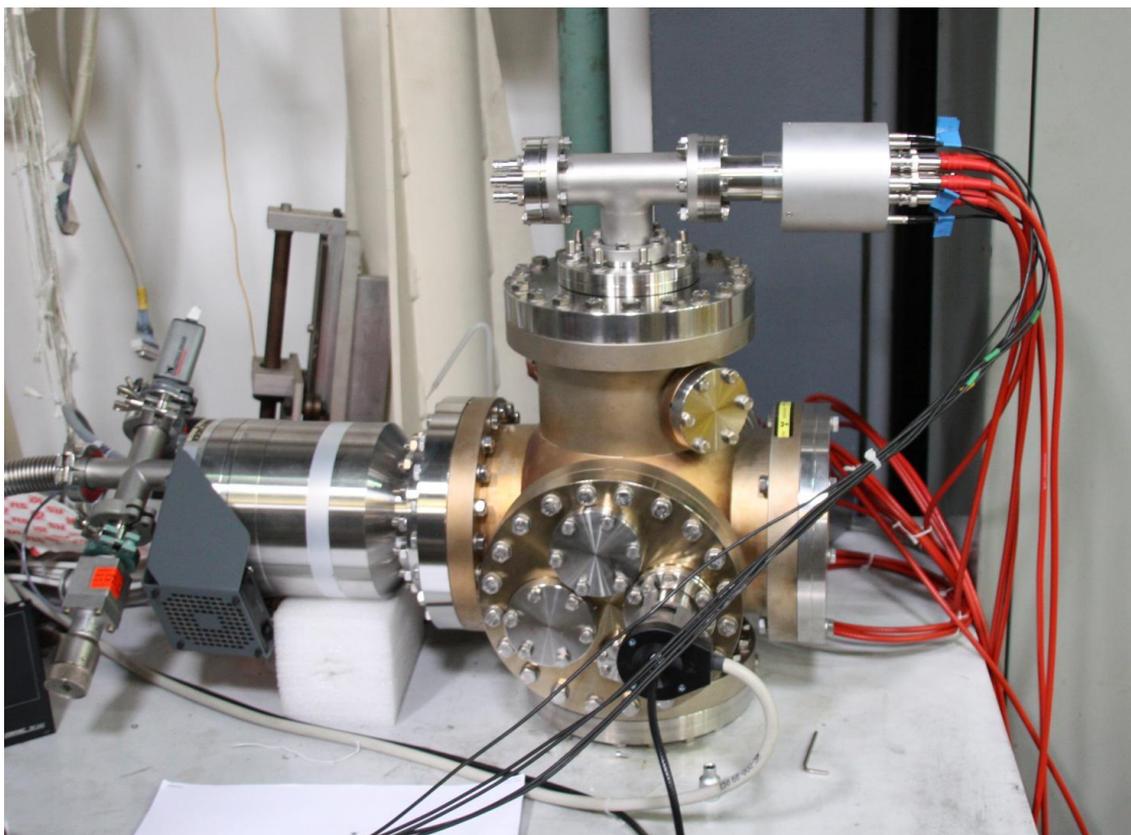


Abbildung 3.7: Die Vakuumkammer mit montiertem Detektor. Auf der linken Seite sitzt die Turbomolekularpumpe. Der Detektor hängt, befestigt am oberen Flansch, in der Kammer, seine Öffnung zeigt in Richtung des rechten, als Wartungsöffnung dienenden Flansches. An den Enden des T-Stückes sind die elektrischen Durchführungen angebracht.

### 3.2.2 Elektronik und Software

Die von der Delay-Line-Anode und von den MCP kommenden, analogen Signale durchlaufen eine Reihe von elektronischen Baugruppen, mit denen sie zur Digitalisierung auf-

bereitet werden. Schematisch ist die Elektronik in Abbildung 3.8 dargestellt. Die Signale werden aus der Vakuumkammer über einen von der Firma RoentDek vertriebenen 40 mm-CF-Flansch mit 12 elektrischen Kontakten ausgekoppelt. Auf diesem Flansch sitzt der ebenfalls bei RoentDek erhältlicher Stecker „FT12-TP“. Im Stecker integriert sind RC-Auskoppelschaltungen und spezielle Transformatoren, mit denen die Differenzen zwischen den Signalen von Referenz- und Signaldraht gebildet werden. Auf diese Weise kann das Rauschen auf den Signalen der DLA-Drähte deutlich reduziert werden (siehe Abschnitt 2.2.2). Über einen eingebauten Schalter kann ausgewählt werden, ob das MCP-Signal von der MCP-Vorder- oder Rückseite abgegriffen werden soll. Mit Potentiometern ist es möglich, die Impedanzen der Signalausgänge zu optimieren, um Reflexionen der Signale zu unterdrücken. Weiterhin stellt der Stecker sechs SHV-Buchsen zur Hochspannungsversorgung des Detektors bereit. Sowohl das MCP- als auch die DLA-Signale können dann über Lemo-Buchsen abgegriffen werden.

Vom FT12-Stecker aus werden die Signale zunächst mit Fast Amplifiers (FastAmps) verstärkt. Da diese nur in der Lage sind, negative Impulse zu verstärken, und die Pulse aus den MCPs positiv sind, werden sie zuvor invertiert. Mit den FastAmps verbunden sind sogenannte „Constant-Fraction“-Diskriminatoren (CFD). Durch eine spezielle Schaltung geben diese einen genormten NIM-Puls aus, wenn das Eingangssignal einen bestimmten Wert relativ zu seiner maximalen Höhe überschreitet. Im Gegensatz zu normalen Diskriminatoren wird der Ausgangsimpuls immer zur gleichen Zeit, bezogen auf das Maximum des Signals, ausgegeben, wenn man am Eingang Signale mit konstanter Anstiegszeit, aber unterschiedlicher Amplitude anlegt.

Die Äusgänge der CFD sind einem Time-to-Digital-Converter (TDC) verbunden. Deses Kanäle 1 - 4 nehmen die Signale der DLA auf, Kanal 0 ist mit der MCP-Signalkette verbunden. Das MCP-Signal dient weiterhin als Trigger-Signal. Dieses veranlasst die Digitalisierung der aufgenommenen Daten in einem bestimmten Zeitfenster vor seiner Ankunft bezüglich einer TDC-internen Uhr. Der Main-Trigger startet dann das Auslesen der TDC-Kanäle und die Übertragung der Daten. Daher muss sichergestellt sein, dass sowohl der Trigger- als auch der Main-Trigger-Puls nach allen anderen Signalen ankommen. Aus diesem Grund wird er mit einem Delay-Modul verzögert weitergegeben.

Auf dem TDC läuft ein Embedded-Linux-System, auf das man Remote über eine Netzwerkverbindung zugreifen kann, um die Datenaufnahme zu starten und deren Eigenschaften zu konfigurieren. Die gesammelten Daten werden als Stream über das Netzwerk an einen weiteren Rechner geschickt, wo sie weiter ausgewertet werden können. Weiterhin lässt sich der Stream in einer Datei speichern, um später z.B. weitere Auswertungen

auf dem selben Datensatz durchführen zu können.

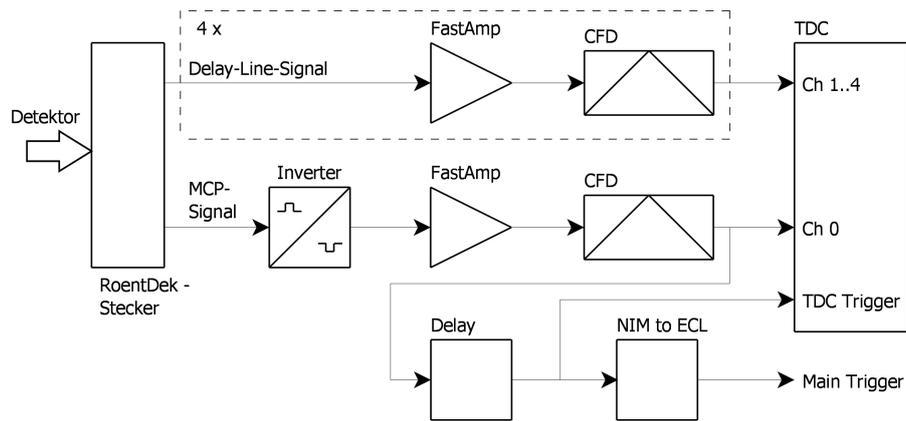


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der verwendeten Elektronik. Die Signalkette zur Verarbeitung der Signale der Delay-Line-Anode ist nur einmal dargestellt, aber in vierfacher Ausführung vorhanden.

Die eigentliche Verarbeitung der Daten des Streams und auch der gespeicherten Dateien geschieht mit der Software „Go4“ der GSI Darmstadt [21]. Diese bietet eine Umgebung, deren Inhalt sich durch C++ - Code in einem weiten Rahmen frei anpassen lässt. Eine typische Go4-Darstellung zeigt Abbildung 3.9.

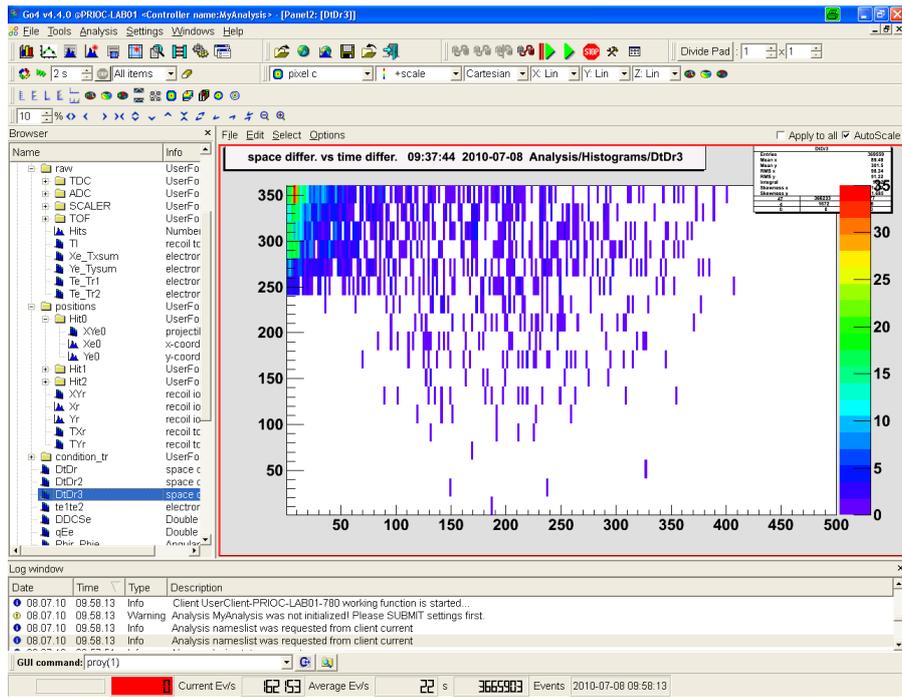


Abbildung 3.9: Das zur Datenaufnahme genutzte Programm Go4 der GSI Darmstadt.



## 4 Tests und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen präsentiert. Dazu wird zunächst die Theorie erklärt, anhand derer die Auswertung durchgeführt wurde.

### 4.1 Erste Tests

Nach dem Zusammenbau des Detektors wurde er in die Vakuumkammer eingebaut und an die Elektronik angeschlossen. Die radioaktive Quelle war zur Durchführung des ersten Tests noch nicht in der Kammer. Nachdem ein ausreichend niedriger Druck erreicht war, wurde eine Hochspannung von 2,8kV an den Spannungsteiler angelegt. Nach der Optimierung der Diskriminatoren war es möglich, das erste, durch die Dunkelrate von etwa 10 Hz erzeugte Detektorbild anzuschauen. Dieses ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

Auf den ersten Blick sind keine starken Verzerrungen sichtbar, die Ränder sind scharf abgegrenzt. Das Detektorbild ist allerdings nicht ganz rund, der Durchmesser unterscheidet sich in x- und in y-Richtung um 4 Bins. In x-Richtung beträgt er 419 Bins, in y-Richtung 423 Bins.

Für spätere Messungen wurde anhand der bekannten technischen Daten der eingesetzten MCPs deren optimale Betriebsspannung ermittelt, um deren Verstärkung maximal zu nutzen. Der Z-Stack besteht aus drei einzelnen MCP, deren Kanallängen-zu-Durchmesser-Verhältnis  $\alpha = 40$  beträgt. Daraus folgt durch Umstellen von Gleichung (2.3) eine optimale Betriebsspannung von  $V = 3 \cdot 16,5 \alpha \approx 2000 \text{ V}$ , angelegt am Z-Stack. Um diesen Wert zu erreichen, wurde am Spannungsteiler eine Spannung von 2650 V angelegt und für alle weiteren Tests beibehalten.

### 4.2 Linearität des Detektors

Um die Linearität des Detektorbildes zu überprüfen, wurde ein Lochblech der Norm „Rv 1,6 - 3“ vor dem Detektor platziert. Seine Lochreihen sind versetzt angeordnet und

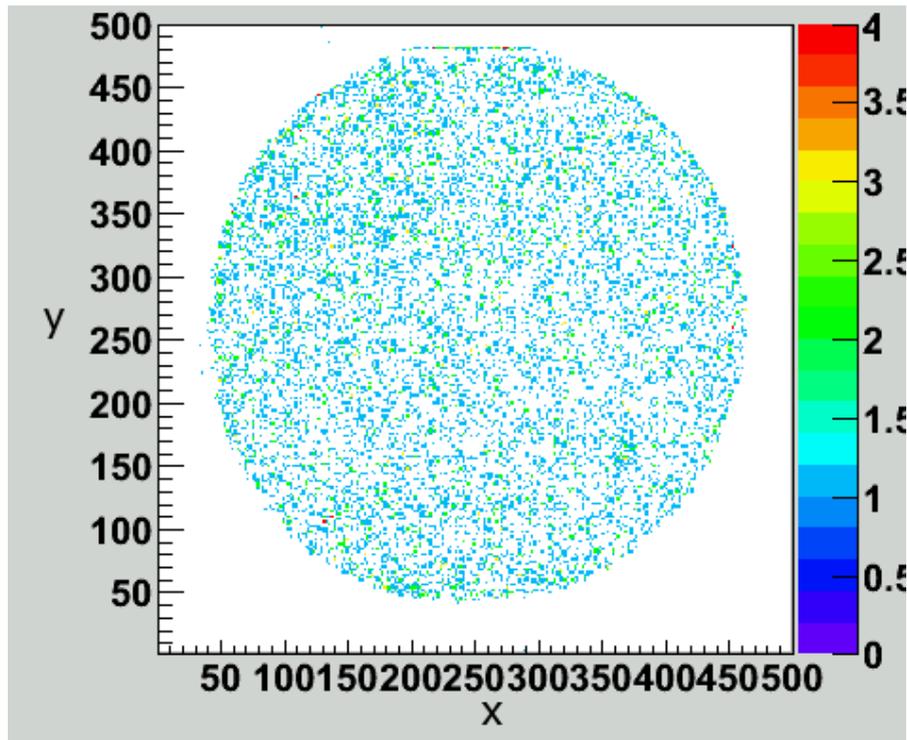


Abbildung 4.1: Das erste vom Detektor aufgenommene Bild. Die Achsen des Histogramms sind in 500 Einheiten unterteilt. Für diese Aufnahme wurde eine Histogrammdarstellung mit 2 Einheiten breiten Bins gewählt. Die Anzahl der gezählten Events pro Bin ist farblich entsprechend der Skala am rechten Bildrand codiert.

bestehen aus Löchern mit einem Durchmesser von 1,6 mm im Abstand von 3 mm. Dabei wurde es von der Americium-Quelle bestrahlt.

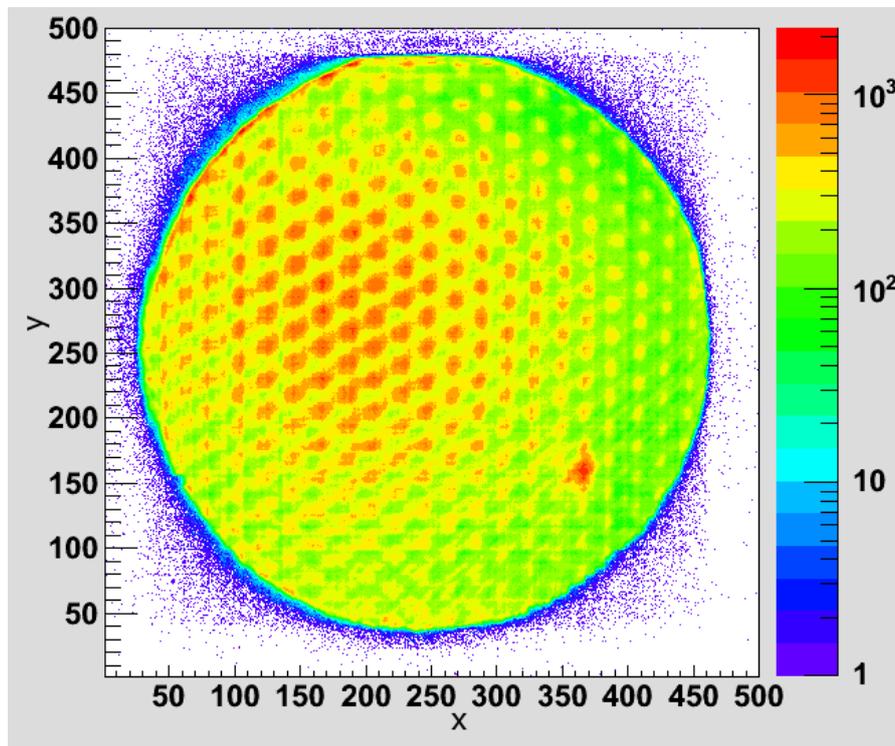


Abbildung 4.2: Die auf dem Detektor erzeugte Abbildung des Lochbleches. Es wurde nicht perfekt parallel zu den Achsen des Detektors ausgerichtet. Man beachte die logarithmische Intensitätsskala.

Das nach der Messung erhaltene Bild ist in Abbildung 4.2 dargestellt. In x-Richtung sind keine starken Verzerrungen erkennbar. Durch in y-Richtung durch die Zentren der Abbildungen der Löcher gelegte Geraden verlaufen allerdings nicht perfekt parallel. Weiterhin wurde das Blech nicht an den Achsen des Detektors ausgerichtet, sondern war etwas verdreht zu diesen montiert. Insgesamt sehen die Löcher etwas „verwaschen“ aus. Der Grund hierfür dürften Elektronen sein, die beim Auftreffen der hochenergetischen  $\alpha$ -Teilchen auf dem Lochblech entstehen und ebenfalls vom Detektor erfasst werden. In späteren Messungen konnte dieser Effekt durch Anlegen einer Gegenspannung von -100 V am zweiten Netz des Detektors erfolgreich unterdrückt werden. Projiziert man einzelne Abschnitte des Detektorbildes auf eine Achse, dann sollte sich die Periode zwischen ansteigenden und fallenden Flanken der Intensitätsverteilung nicht ändern. Dies ist in guter Näherung der Fall (vgl. Abb. 4.3). Dadurch, dass das Blech nicht gerade angebracht war, ist jedoch die Phase der Verteilung an verschiedenen Stellen des Detektors verschoben.

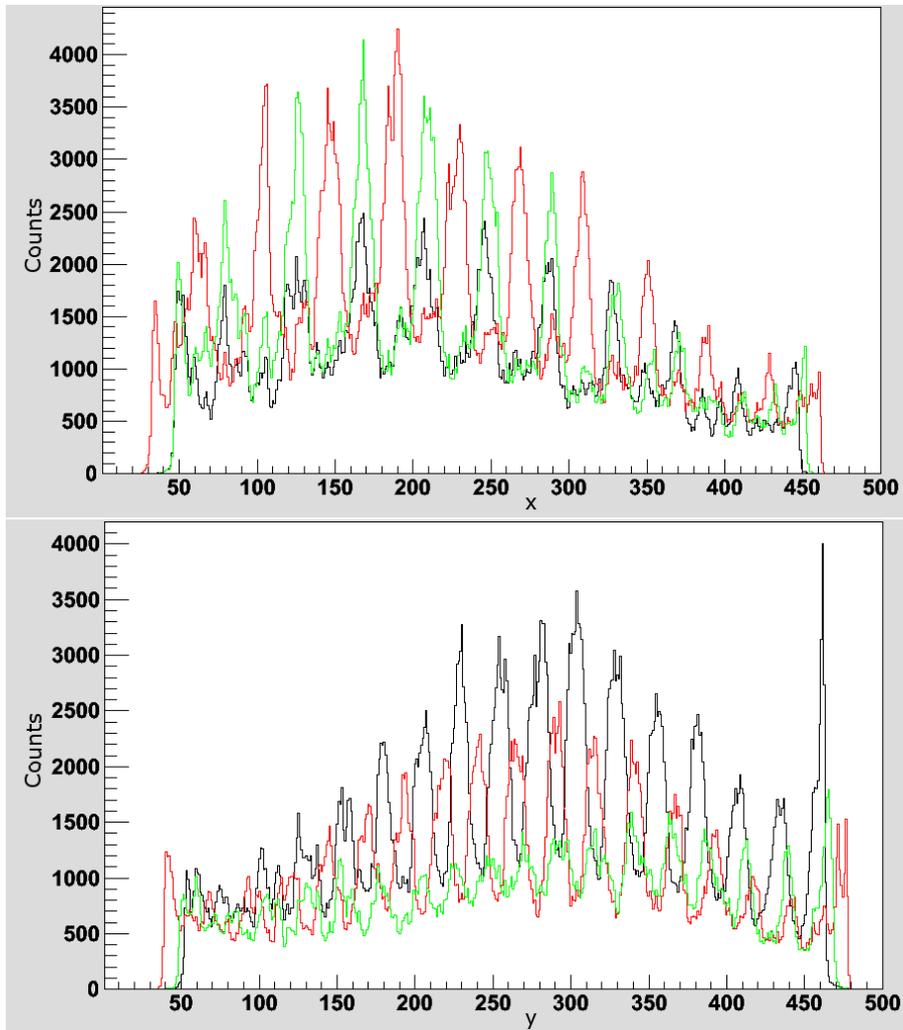


Abbildung 4.3: Oben: X-Projektionen und Unten: y-Projektionen von jeweils drei verschiedenen Bereichen des Detektors, dargestellt in schwarz, rot und grün . Die Phasenverschiebung ist dem schief aufgehängten Lochblech geschuldet.

## 4.3 Bestimmung der Totzeit und der Multihit-Fähigkeit

Eine weitere, charakteristische Eigenschaft der Detektoren ist ihre Totzeit und deren Fähigkeit, Multihits aufzulösen (vgl. Abschnitt 2.2.2). Da bei Delay-Line-Anoden sowohl die Position eines Events, als auch dessen Zeitpunkt durch Zeitmessungen ermittelt werden, lassen sich beide Eigenschaften nicht ganz voneinander trennen. Betrachten wir zunächst zwei gleichzeitig in einem ausreichend großen Abstand auftreffende Events. Die so erzeugten Signale werden an den Drahtenden der DLA in einem zeitlichen Abstand registriert, der über Summenbildung eine eindeutige Zuordnung zum jeweiligen Event ermöglicht (vgl. Abschnitt 2.2.2). Andererseits ist es möglich, dass zwei Events am gleichen Ort nacheinander auftreten. Ist die Zeit zwischen ihnen groß genug, dann ergeben sich auch hier keine Probleme, diese Events auseinander zu halten. Was passiert jedoch, wenn bei nahezu gleichzeitigem Auftreffen zweier Teilchen der Abstand zwischen den beiden MCP-Signalen zu klein wird? Irgendwann wird es nicht mehr möglich sein, die an den Drahtenden ankommenden Signale auseinander zu halten, da sie sich im Rahmen der Totzeit der Diskriminatoren überschneiden. Ebenso können die zwei Signale an einem Drahtende der DLA unter Umständen nicht mehr einzeln aufgelöst werden, wenn die Primärteilchen einen gerade passenden räumlichen wie zeitlichen Abstand haben. Im Allgemeinen lassen sich die Zeitinformationen der "fehlenden" Pulse dank der in Kapitel 2.2.2 hergeleiteten Bedingungen rekonstruieren. Diese Rekonstruktion ist allerdings innerhalb einiger Nanosekunden und innerhalb von „Streifen“ in x- und in y-Richtung nicht mehr möglich.

Eine Methode, die Totzeit des Detektors gleichzeitig mit dessen Multihit-Fähigkeit zu ermitteln, und auch die Zeitabhängigkeit der toten Fläche darzustellen, wird in Lutz Foucars Dissertation vorgestellt [22], und in einer leicht abgewandelten Form auf den in dieser Arbeit aufgebauten Detektor angewendet: Man trägt den zeitlichen Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Ereignissen gegen deren Abstand in x- oder in y-Richtung in ein Histogramm ein. Im Bereich des Koordinatenursprunges wird dann ein Bereich sichtbar sein, in dem keine Events eingetragen sind, und dessen Form in guter Näherung durch einen Kreisbogen abgegrenzt ist. Der Schnittpunkt dieses Kreises mit der Zeit-Achse gibt die Totzeit für Events an der gleichen Stelle des Detektors an, während die Breite des toten Streifens in x- bzw. y-Richtung zwischen zwei zeitgleich auftreffenden Ereignissen durch den Schnittpunkt mit der Abstands-Achse beschrieben wird.

Die Totzeit des Detektors kann, wie schon dessen Linearität, aus der Messung mit

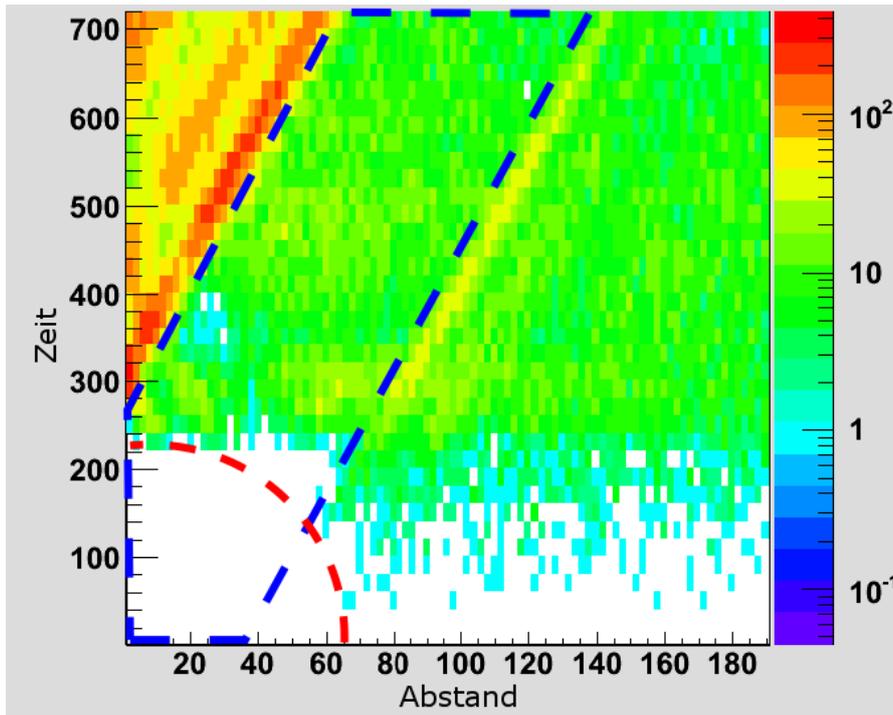


Abbildung 4.4: Die Zeit  $\Delta t$  zwischen zwei Ereignissen wird gegen deren Abstand  $\Delta x$  in einer Koordinate aufgetragen. Im Bereich des Koordinatenursprunges ist, rot abgegrenzt, ein „toter“ Bereich sichtbar, aus dem sich die Totzeit des Detektors und dessen tote Fläche nach der Detektion eines Events ermitteln lassen (siehe Text). Das Spektrum ist aus den Daten der Messung mit Lochblech entstanden. Der blau markierte Bereich entsteht durch einen Rekonstruktionsalgorithmus, der fehlende Signale errechnet.

dem Lochblech vor der Eintrittsöffnung ermittelt werden. Aus den Daten erhält man das in Abbildung 4.4 dargestellte Spektrum. Der dort blau markierte Bereich entsteht durch einen Rekonstruktionsalgorithmus, welcher dann in Gang gesetzt wird, wenn ein einzelnes Signal der Delay-Line-Anode fehlt. Dadurch, dass die Summe der gemessenen konstant sein muss, kann dieser aus der Zeit, gemessen an einem Ende des Drahtes, und dem Startpuls der MCPs die fehlende Information errechnen. Allerdings verliert man durch diese Methode etwas an Präzision.

Als Durchmesser des Detektorbildes wurde der Mittelwert des Durchmessers in x-Richtung und in y-Richtung genommen (siehe Kap. 4.1). Die Umrechnung der Zeitachse geschieht unter Ausnutzung der Tatsache, dass ein TDC-Kanal 25 ps breit ist. Daraus folgt, dass der Detektor zur gleichen Zeit zwei Events auseinanderhalten kann, die mindestens  $11,6 \pm 1,8$  mm voneinander entfernt sind. Treffen zwei Elektronenwolken am gleichen Ort auf, dann müssen sie zeitlich mindestens  $5,75 \pm 0,25$  ns auseinander liegen, um als getrennte Ereignisse registriert zu werden. Die Fehler wurden dabei aus dem Histogramm abgeschätzt.

Um die Werte auf Konsistenz zu prüfen, wurde eine weitere Messung ohne Apertur vor dem Detektor durchgeführt. Das daraus entstandene Spektrum ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Die Zeitdifferenz zwischen zwei Hits und die örtliche Distanz werden bestätigt. Die Multihits wurden hauptsächlich durch von den  $\alpha$ -Teilchen mit einer Rate von nur etwa 50 Hz ausgelösten Sekundärelektronen verursacht, die zeitlich und örtlich sehr nahe am Auftreffpunkt der  $\alpha$ -Teilchen auf die MCP treffen. Daher waren Multihits nicht sehr wahrscheinlich, und wenn sie auftraten, wurden sie meistens nicht registriert.

Schwachstellen der aktuellen Signalverarbeitung sind sowohl die Diskriminatoren, die nach einem Event vier Nanosekunden lange Rechteckpulse ausgeben, und daher in dieser Zeit tot sind, als auch der TDC selbst, dessen zeitliche Auflösung von Multihit-Events im Handbuch mit 5 ns angegeben ist. Eine deutliche Verbesserung dürfte durch die in naher Zukunft geplante Anschaffung eines neuen Datenaufnahmesystems entstehen.

## 4.4 Bestimmung der Ortsauflösung

Eine charakteristische Größe für ortsauflösende Detektoren ist deren Auflösung, also diejenige Entfernung, in der zwei Ereignisse gerade noch getrennt erkennbar sind. Dazu wurde vor dem Detektor eine Lochmaske platziert, welche diesen zum Teil gegenüber der Teilchenquelle abschattet. Die Löcher müssen dabei möglichst scharf definierte Kanten besitzen.

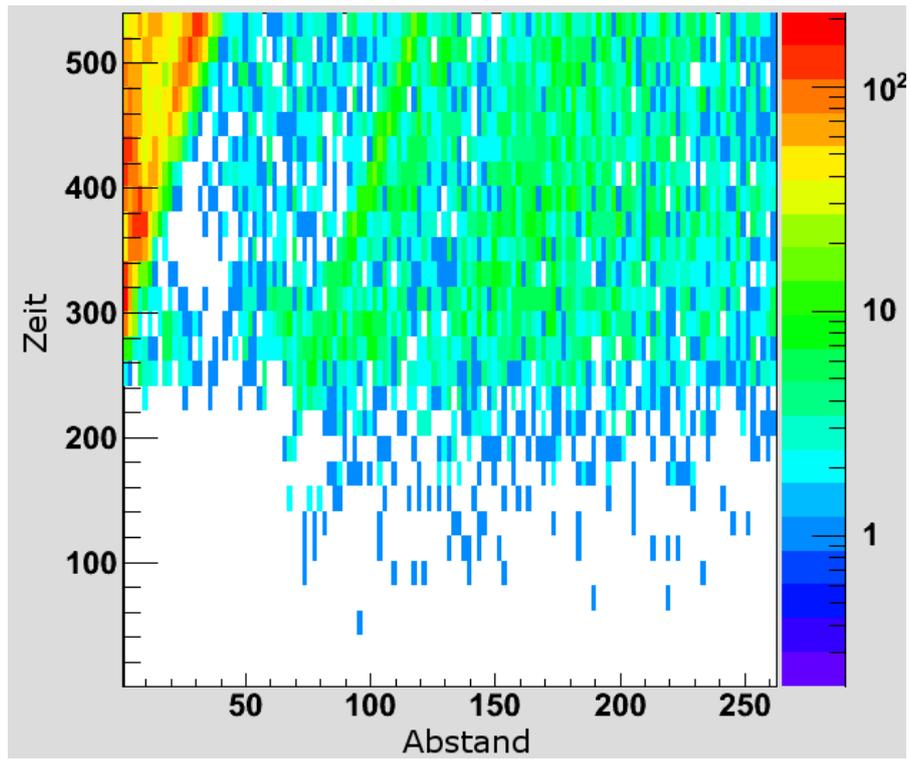


Abbildung 4.5: Das aus den Daten der Messung ohne Apertur erhaltene Abstands-Zeitdifferenz-Spektrum. Die Gesamtzahl an enthaltenen Events ist geringer, die Statistik damit schlechter.

Projiziert man nun die Intensität in einem schmalen Streifen des Detektorbildes auf eine Achse, und trägt die so gewonnenen Informationen in ein Histogramm ein, dann würde man im idealen Fall beim Übergang von einem abgeschatteten Bereich in einen nicht abgeschatteten einen durch die Heaviside-Theta-Funktion  $\Theta$  beschriebenen Intensitätsverlauf  $I(x)$  erwarten (vgl. Abb. 4.6):

$$I(x) = I_0 \cdot \Theta(-x_{links} + x) \cdot \Theta(x_{rechts} - x). \quad (4.1)$$

Dabei entsprechen  $x_{links}$  und  $x_{rechts}$  den Positionen der Flanken der Theta-Funktion.  $I_0$  ist die Intensität, die im Bereich eines Loches gemessen wird. Die Ableitung von Gleichung (4.1) an einer der beiden Flanken ist

$$\frac{\partial I(x)}{\partial x} = \pm I_0 \cdot \delta(x_{links/rechts}), \quad (4.2)$$

wobei das positive Vorzeichen an ansteigenden Flanken gilt.  $\delta(x)$  entspricht der Diracschen Delta-Distribution. Diese Betrachtung gilt nur unter idealen Bedingungen. Im realen Fall sind die Signalfanken etwas „verschmiert“, wodurch die Ableitung (4.2) an diesen Stellen auseinanderläuft. Es folgt damit für die Ableitung an den Flanken eine Gaußsche Verteilung:

$$\frac{\partial I}{\partial x} = I_0 \cdot \left( y_0 \pm \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \frac{(x-x_i)^2}{\sigma^2}} \right) \quad (4.3)$$

$y_0$  ist ein Offset, bedingt durch die örtlich nicht homogenen Ausleuchtung der MCP. Für die Ableitung an der linken, ansteigenden Flanke der Intensitätsverteilung ist der zweite Summand positiv, an der rechten Flanke negativ. Mittels Origin lässt sich nun die Intensitätsprojektion numerisch ableiten und diese Gauß-Kurve an die Flanken anfitzen. Die Ableitung wird dabei in der Form

$$f(x) = \frac{1}{2} \left( \frac{y_{i+1} - y_i}{x_{i+1} - x_i} + \frac{y_i - y_{i-1}}{x_i - x_{i-1}} \right) \quad (4.4)$$

gebildet, wobei  $x_i$  und  $y_i$  die Koordinaten des jeweiligen Datenpunkts bezeichnen, an dem abgeleitet wird.

Die Auflösung des Detektors ergibt dann aus der Breite der Gauß-Kurve auf Höhe des halben Maximalwertes, kurz FWHM (Full Width at Half Maximum). Die Breite folgt direkt aus  $\sigma$ :

$$FWHM = \sigma \cdot \sqrt{8 \ln(2)} \quad (4.5)$$

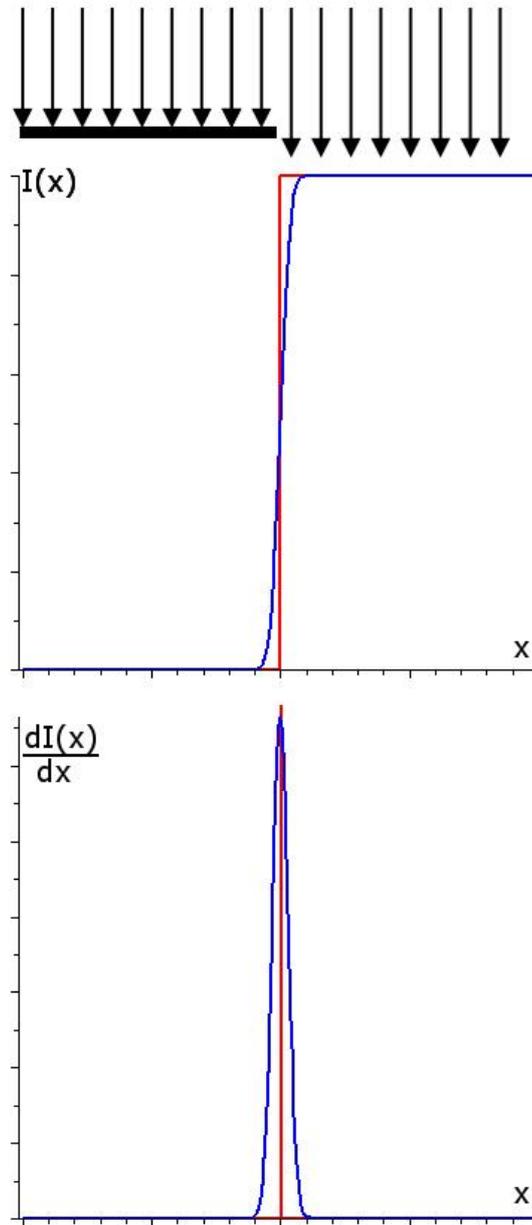


Abbildung 4.6: Der Detektor wird durch eine Lochblende teilweise abgeschattet und mit  $\alpha$ -Teilchen bestrahlt. Die dadurch entstehende Intensitätsverteilung ist im oberen Diagramm dargestellt, deren Ableitung im unteren Diagramm. Der Idealfall in Form der Heaviside-Theta-Funktion und deren Ableitung ist rot eingezeichnet, das eher der Realität entsprechende Ergebnis wird durch blaue Linien dargestellt.

Diese Methode funktioniert recht gut bei unverrauschten Signalen, oder bei welchen, deren Plateau-Bereich nicht sehr stark ausgebildet ist. Solche Signale entstehen beispielsweise bei der Abschattung des Detektors mit Lochmasken, deren Löcher nicht zu groß sind. Bei Masken mit größeren Löchern hat es sich jedoch herausgestellt, dass diese Methode nicht geeignet ist. Der Grund hierfür ist das verrauschte Plateau des Intensitätssignals, wodurch die Auswahl des richtigen Gauß-Peaks in der Ableitung, und damit auch die Wahl des passenden Fit-Bereiches, stark erschwert wird. Es kann jedoch ein anderer Weg gewählt werden, bei dem die numerische Ableitung umgangen wird. Dabei wird die Gauß-Funktion (4.3) integriert und das Ergebnis,

$$I(x) = u + I_0 \cdot \left( \frac{1}{2} + y_0 x \pm \frac{1}{2} \cdot \operatorname{erf} \left( \frac{(x_{links/rechts} - x)}{\sigma \sqrt{2}} \right) \right) \quad (4.6)$$

direkt an die Flanken des Intensitätssignals gefittet (siehe Abb. 4.7). Dabei ist  $\operatorname{erf}$  die Errorfunktion,  $u$  bezeichnet den Mittelwert des Untergrundes, also das Rauschen der Messung. Auch hier berechnet sich FWHM wie schon zuvor erwähnt.

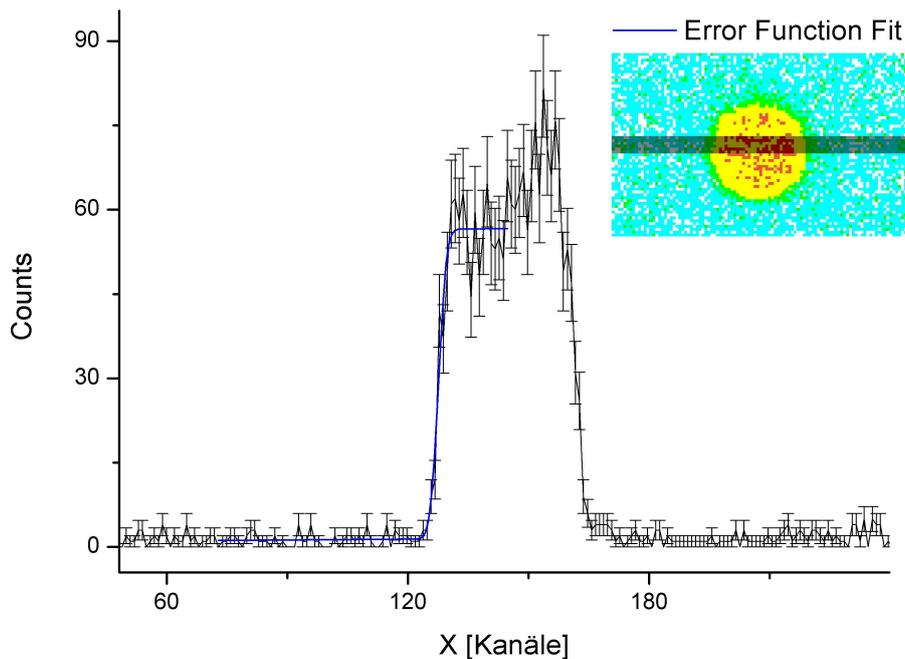


Abbildung 4.7: Eine exemplarisch dargestellte Intensitätsverteilung aus dem Bild des Detektors mit angepasster Error-Funktion (siehe Gleichung (4.6)). Der auf die x-Achse projizierte Ausschnitt ist oben rechts dargestellt.

Die so erhaltenen FWHM - Werte sind jedoch noch alle in Einheiten von Kanalbreiten angegeben. Die Umrechnung auf metrische Einheiten erfolgt unter der Kenntnis des aktiven Durchmessers der MCP und des Durchmessers des Detektorbildes

(in Kanälen) im x-y-Spektrum durch einen simplen Dreisatz:

$$\text{FWHM [mm]} = \frac{\text{Durchmesser des Detektors [mm]}}{\text{Durchmesser des Detektorbildes [Kanäle]}} \cdot \text{FWHM [Kanäle]} \quad (4.7)$$

Die Auflösung des Detektors wurde durch die Bestrahlung einer weiteren Lochmaske untersucht. Diese besteht aus einem Kreuz aus Löchern mit einem Durchmesser von 2 mm, um welches herum größere Löcher verteilt sind (Abb. 4.8). Die Ergebnisse wurden durch Anpassen von Gauß-Doppelpeaks an die Ableitung der Flanken in den Intensitätshistogrammen der kleinen Löcher ermittelt und durch Fitten der Error-Funktion an die Flanken im Bereich der großen Löcher überprüft.

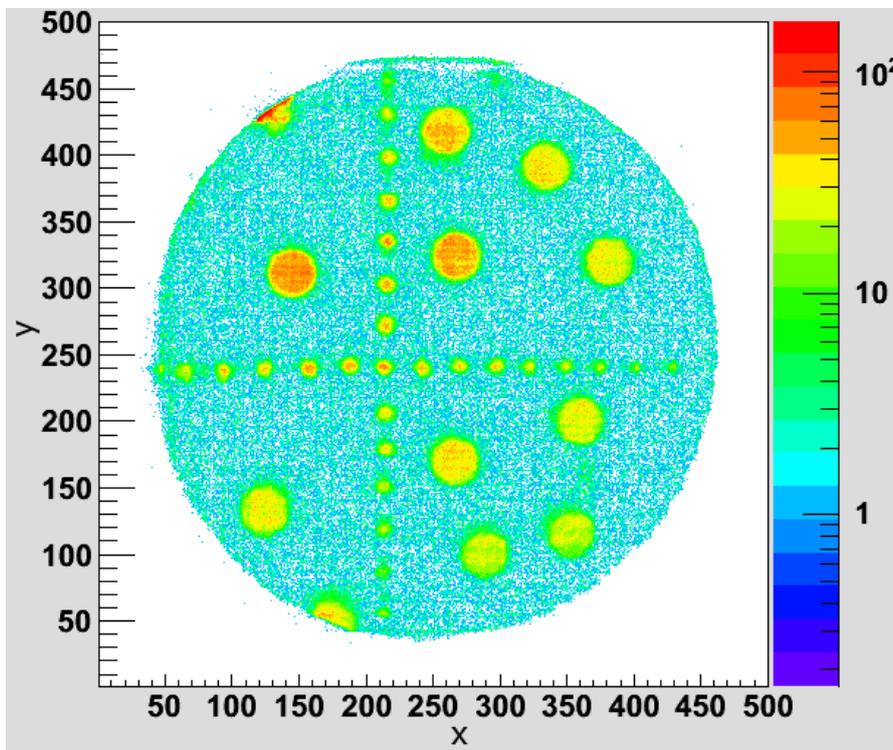


Abbildung 4.8: Das Abbild der zur Ermittlung der Auflösung des Detektors verwendeten Lochmaske.

Um herauszufinden, in welchem Maße sich die Auflösung ändert, wenn man die Spannungen an Teilen des Detektors ändert, wurden sowohl die Anodenhaltung als auch die Signal- und Referenzdrähte mit separaten Hochspannungsnetzteilen versorgt. Die beste während der Tests erreichte Auflösung beträgt  $0,69 \pm 0,25$  mm in x-Richtung und  $0,64 \pm 0,24$  mm in y-Richtung. Sie wurde bei einer Spannung von 2800 V an der Halteplatte und an den Referenzdrähten sowie 2850 V auf den Signaldrähten erhalten.

Ein systematischer Fehler bei dieser Methode entsteht durch die Bestrahlung der Lochmaske mit  $\alpha$ -Teilchen aus geringem Abstand in Verbindung mit dem endlichen Durchmesser der Quelle. Für die benutzte Geometrie mit einer Quelle mit 2 mm Durchmesser lässt sich dieser Fehler mit 0,12 mm abschätzen. Er steigt linear mit dem Durchmesser der Quelle und dem Abstand zwischen der Apertur und den MCPs an und sinkt umgekehrt proportional zum Abstand zwischen Quelle und Lochblech. Daher ist es ideal, mit einer möglichst weit entfernten, kleinen Quelle eine möglichst nahe an den MCPs platzierte Apertur zu bestrahlen.

Es gibt jedoch eine weitere Möglichkeit, die Ortsauflösung indirekt abzuschätzen. Wie in Kapitel 2.2.2 erläutert, muss die Zeitsumme der DLA-Signale nach Gleichung (2.11) konstant sein. In der Tat erhält man für die Zeitsumme aber eine Linie mit einer endlichen Breite. Diese Breite ergibt sich aus der Zeitauflösung für die MCP- und DLA-Signale:

$$\Delta t_{sum} = \sqrt{4 \Delta t_{MCP}^2 + \Delta t_1^2 + \Delta t_2^2}. \quad (4.8)$$

Dabei geht man davon aus, dass die Fehler der drei Zeiten nicht korreliert sind. Weiterhin ist anzunehmen, dass der Messfehler für alle drei Zeiten der gleiche ist, da sie vom gleichen TDC erhalten wurden. Damit folgt als Fehler der einzelnen Zeitmessung:

$$\Delta t_i = \frac{\Delta t_{sum}}{\sqrt{6}}. \quad (4.9)$$

Aus den Messdaten folgt:  $\Delta t_{sum} = 0,472 \pm 0,004$  ns und damit  $\Delta t_i = 0,137 \pm 0,001$  ns als Fehler der einzelnen Zeitmessungen.

Der Fehler der Ortsbestimmung folgt aus dem Fehler der gemessenen Zeitdifferenzen (vgl. Gleichung (2.10)) unter der Kenntnis der Signalpropagationsgeschwindigkeit auf der DLA,  $v = 0,93 \frac{mm}{ns}$ . Damit folgt:  $\Delta x/y = \sqrt{2} \cdot \Delta t_i = 0,194 \pm 0,001$  mm. Dieser Wert entspricht gleichzeitig der mit der verwendeten Elektronik maximal erzielbaren Ortsauflösung. Die durch Bestrahlung der Lochmaske erhaltenen Werte bestätigen im Rahmen ihres Fehler die maximal mögliche Auflösung nicht, auch wenn sie nicht signifikant davon abweichen.

Die Diskrepanzen in den Ergebnissen lassen darauf schließen, dass die Zeitmessung bei den durchgeführten Tests nicht der limitierende Faktor für die erreichbare Auflösung ist. Die Abweichung der Werte um mehr als den Faktor drei lassen sich nur bedingt durch den schon erwähnten, durch die gewählte Geometrie verursachten, systematischen Fehler erklären. Einen Einfluss auf das Ergebnis nehmen ebenfalls die nicht ausreichend

scharf definierten Kanten der verwendeten Apertur, so dass selbst unter sonst idealen Bedingungen kein perfekt scharfes Bild entstehen kann. Auch von den  $\alpha$ -Teilchen ausgelöste Sekundärteilchen (z.B. Elektronen oder Photonen) können das Detektorbild „verwaschen“. Es wurde zwar eine repulsiv wirkende Spannung am zweiten Netz des Detektors angelegt, diese könnte jedoch nicht hoch genug gewesen sein, um alle hochenergetischen Sekundärelektronen von den MCPs fern zu halten. Hier könnten weitere Tests, beispielsweise unter Verwendung einer in einem ausreichend großen Abstand zum Detektor platzierten „Elektronenkanone“, Aufschluss geben.

## 5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein ortsauflösender Elektronen- und Ionendetektor entwickelt, aufgebaut und getestet, der speziell an die Anforderungen eines neuen, sich im Aufbau befindlichen Reaktionsmikroskopes angepasst ist. Bedingt durch eine Anordnung aus einem MCP-Z-Stack und einer Delay-Line-Anode ist er in der Lage, positiv geladene Ionen oder Elektronen zu detektieren und deren Auftrefforte aufzulösen.

Die Ergebnisse der Testmessungen wurden unter der Verwendung verschiedener Aperturen und einem  $^{241}\text{Am}$ - $\alpha$ -Strahler erhalten. In einer ersten Testreihe wurde die Linearität der Abbildungen auf dem Detektor überprüft. Dabei zeigte sich, dass ursprünglich parallele Strukturen in y-Richtung nicht perfekt parallel abgebildet werden. Dieser Effekt wurde vermutlich durch ein im Bezug zum Detektor schräg angebrachtes Lochblech verursacht. Davon abgesehen waren keine weiteren Verzerrungen zu erkennen.

Die Messung der Totzeit des Detektors ergab, dass zwischen zwei Ereignissen am gleichen Ort mindestens eine Zeitspanne von  $5,75 \pm 0,25$  ns liegen muss, um diese als getrennt auflösen zu können. Um gleichzeitig auftreffende Events detektieren zu können, müssen diese mindestens  $11,6 \pm 1,8$  mm auseinander liegen.

Die beste, im Test erreichte Auflösung des Detektors liegt bei  $0,69 \pm 0,25$  mm in x- und  $0,64 \pm 0,24$  mm in y-Richtung. Sie wurde durch die Bestrahlung eines Lochbleches mit  $\alpha$ -Teilchen aus der Americium-Quelle ermittelt. Durch die Bestimmung der Genauigkeit der Zeitmessung durch die verwendete Elektronik wurde die theoretisch erreichbare Auflösung errechnet. Sie beträgt  $0,194 \pm 0,001$  mm. Die Diskrepanz der beiden Ergebnisse lässt sich nur teilweise durch nicht parallel einfallende  $\alpha$ -Teilchen und den damit verbundenen, systematischen Fehler, der sich mit 0,12 mm abschätzen lässt, erklären. Weiterhin treten Effekte auf, die durch nicht ausreichend scharfe Kanten der verwendeten Apertur erklärt werden können, welche selbst auf einem idealen Detektor unscharfe Abbilder erzeugen. Ebenfalls möglich ist ein Einfluss von durch die  $\alpha$ -Teilchen produzierten Sekundärelektronen. Es wurde zwar eine repulsive Spannung am zweiten Netz des Detektors angelegt, diese könnte jedoch nicht ausreichend hoch gewesen sein, um auch höherenergetische Elektronen zuverlässig vom Detektor fern zu halten.

Eine deutliche Verbesserung der Totzeit und der Auflösung ist durch die in naher Zukunft geplante Anschaffung eines neuen Elektroniksystems zur Signalverarbeitung zu erwarten. Dieses wird die analogen Pulse digital abtasten und so deren Form erhalten. Dadurch erhält man nicht nur Informationen über die Detektionszeiten der Signale, sondern auch deren Höhe und Breite.

Nach Abschluss dieser Arbeit wird der Detektor an die Befestigung im Reaktionsmikroskop angepasst und an dieses montiert werden, wo er später hoffentlich zu neuen Erkenntnissen in der Physik hochgeladener Ionen beitragen wird.

# Literaturverzeichnis

- [1] M. Schulz, R. Moshhammer, D. F. M. Schulz, R. Moshhammer, D. Fischer, H. Kollmus, D. H. Madison, S. Jones, und J. Ullrich, “Three-dimensional imaging of atomic four-body processes”, *NATURE*, Ausgabe 422, Seite 48, März 2003.
- [2] M. McGovern, D. Assafrao, J. R. Mohallem, C. T. Whelan, und H. R. J. Walters, “Coincidence studies of He ionized by C6+, Au24+, and Au53+”, *PHYSICAL REVIEW A*, Ausgabe 81, April 2010.
- [3] A. Gumberidze, T. Stohlker, D. Banas, K. Beckert, P. Beller, H. Beyer, F. Bosch, S. Hagmann, C. Kozhuharov, D. Liesen, F. Nolden, X. Ma, P. Mokler, M. Steck, D. Sierpowski, und S. Tashenov, “Quantum electrodynamics in strong electric fields: the ground-state Lamb shift in hydrogenlike uranium”, *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, Ausgabe 94, Seiten 223001/1–4, Juni 2005.
- [4] A. J. Gonzalez Martinez, J. Crespo Lopez-Urrutia, J. Braun, G. Brenner, H. Bruhns, A. Lapierre, V. Mironov, R. Soria Orts, H. Tawara, M. Trinczek, und J. Ullrich, “State-selective quantum interference observed in the recombination of highly charged  $\text{Hg}^{75+\dots 78+}$  mercury ions in an electron beam ion trap”, *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, Ausgabe 94, Seite 203201, Mai 2005.
- [5] C. Brandau, C. Kozhuharov, A. Muller, W. Shi, S. Schippers, T. Bartsch, S. Bohm, C. Bohme, A. Hoffknecht, H. Knopp, N. Grun, W. Scheid, T. Steih, F. Bosch, B. Franzke, P. Mokler, F. Nolden, M. Steck, T. Stohlker, und Z. Stachura, “Precise determination of the  $2s(1/2)$ - $2p(1/2)$  splitting in very heavy lithiumlike ions utilizing dielectronic recombination”, *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, Ausgabe 91, August 2003.
- [6] K. Blaum, “High-accuracy mass spectrometry with stored ions”, *PHYSICS REPORTS-REVIEW SECTION OF PHYSICS LETTERS*, Ausgabe 425, Seiten 1–78, März 2006.

- [7] G. Zhu, M. Schuricke, J. Steinmann, J. Albrecht, J. Ullrich, I. Ben-Itzhak, T. Zouros, J. Colgan, M. Pindzola, und A. Dorn, “Controlling two-electron threshold dynamics in double photoionization of lithium by initial-state preparation”, *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, Ausgabe 103, Seite 103008 (4 pp.), September 2009.
- [8] B. D. Depaola, R. Morgenstern, und N. Andersen, “Motrims: magneto-optical trap recoil ion momentum spectroscopy”, in *ADVANCES IN ATOMIC, MOLECULAR, AND OPTICAL PHYSICS, VOL 55*, Ausgabe 55 of *ADVANCES IN ATOMIC MOLECULAR AND OPTICAL PHYSICS*, Seiten 139–189, Elsevier Academic Press Inc, 2008.
- [9] S. Knoop, V. Hasan, R. Morgenstern, und R. Hoekstra, “Identification of distinct two-electron transfer processes in  $O_6^{++}Na$  collisions”, *EUROPHYSICS LETTERS*, Ausgabe 74, Seiten 992–998, Juni 2006.
- [10] J. Wiza, “Microchannel Plate Detectors”, *NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS*, Ausgabe 162, Nr. 1-3, Seiten 587–601, 1979.
- [11] Physikalisches Fortgeschrittenen-Praktikum der Universität Heidelberg, *Anleitung zum Versuch „F22 - Stoßionisation von Atomen“*.
- [12] “Fraunhofer IIS High Speed Kamera.” <http://www.iis.fraunhofer.de/bf/bv/ksbs/highspeed.jsp>, Juni 2010.
- [13] S. Bouneau, P. Cohen, S. Della Negra, D. Jacquet, Y. Le Beyec, J. Le Bris, M. Pautrat, und R. Sellem, “256-anode channel plate device for simultaneous ion detection in time of flight measurements”, *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, Ausgabe 74, Seiten 57–67, Januar 2003.
- [14] M. Lampton und C. Carlson, “Low-distortion resistive anodes for 2-dimensional position-sensitive MCP-systems”, *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, Ausgabe 50, Nr. 9, Seiten 1093–1097, 1979.
- [15] C. Firmani, E. Ruiz, C. Carlson, M. Lampton, und F. Paresce, “High-resolution imaging with a two-dimensional resistive anode photon counter”, *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, Ausgabe 53, Nr. 5, Seiten 570–574, 1982.
- [16] M. Zhen-Hua, Z. Bao-Sheng, Z. Xing-Hua, und L. Yong-An, “A single photon imaging system based on wedge and strip anodes”, *CHINESE PHYSICS LETTERS*, Ausgabe 25, Seiten 2698–2701, Juli 2008.

- [17] O. Jagutzki, V. Dangendorf, R. Lauck, A. Czasch, und J. Milnes, “A position- and time-sensitive photon-counting detector with delay-line read-out”, in *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*, Ausgabe 6585, 2007. Optical Sensing Technology and Applications, 16. -18. April 2007, Prag, Tschechische Republik.
- [18] D. Human, X. Hu, C. Hirschmugl, J. Ociepa, G. Hall, O. Jagutzki, und K. Ullmann-Pfeger, “Low energy electron diffraction using an electronic delay-line detector”, *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, Ausgabe 77, Februar 2006.
- [19] RoentDek, *MCP Delay Line Detector Manual, Version 9.22.1003.1*. RoentDek Handels GmbH, Im Vogelsang 8, D-65779 Kelkheim-Ruppertshain.
- [20] “Isotopes of americium.” <http://www.webelements.com/americium/isotopes.html>, Juli 2010.
- [21] “Go4 - Offizielle Homepage des Projektes an der GSI Darmstadt.” <http://www.win.gsi.de/go4/>, Juli 2010.
- [22] L. Foucar, *Auslese von Delaylinedetektoren mit Hilfe von Transientenrekordern*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt, Juli 2008.



## 6 Anhang

Abschließend möchte ich mich bei den Leuten bedanken, ohne deren Hilfe es nie möglich gewesen wäre, die Arbeit in dieser Form zu beginnen oder innerhalb der vorgegebenen Zeit zu beenden:

Beginnen möchte ich mit meinem Arbeitsgruppenleiter und Betreuer dieser Arbeit, Daniel Fischer. Ohne ihn wäre es nicht möglich gewesen, das in meiner Arbeit abgehandelte Thema, die Entwicklung, den Aufbau und den Test des Detektors, überhaupt zu wählen. Während der zwölf Wochen hat er sich immer Zeit für meine Probleme genommen, auch wenn er selbst mehr als genug „um die Ohren“ hatte. Daniel, vielen Dank für deine hervorragende Unterstützung!

Gerade in den ersten Tagen am Institut erleichterte mir Katharina Schneider die „Eingewöhnungsphase“, indem sie mich zum Beispiel durch das gesamte Institut führte, und mir dort auch nicht unbedingt zur Arbeit benötigte Einrichtungen wie den Süßigkeitenautomat oder den Eisvorrat in der Beschleunigerhalle zeigte. Auch für die Hilfe beim Anschließen der Elektronik und für die Einführung in Go4 möchte ich ihr danken.

Ohne Xincheng Wangs Verständnis des Datenaufnahmesystems würde ich heute noch, wenn nicht vor der Elektronik, dann vor Go4 sitzen, ohne auch nur ein Detektorbild gesehen zu haben. Daher möchte ich auch ihm meinen Dank aussprechen.

Deepankar Misra möchte ich danken für seine hilfreiche und gute Einführung in „Solid Edge“ und dessen Hilfe beim Aufbau und bei der Montage des Detektors.

Ebenfalls möchte ich dem Rest der Arbeitsgruppe für die gute Atmosphäre am Institut danken. Hilfreich waren nicht nur die Diskussionen über physikalische Themen. Gerade die Gespräche über andere Themen, z.B. beim gemeinsamen Mittagessen, halfen immer wieder dabei, den Kopf frei zu bekommen, um danach konzentriert weiter arbeiten zu können.

Last, but not least möchte ich meinen Eltern danken, ohne deren ständige Unterstützung, sowohl moralisch, als auch finanziell, mein Studium nie möglich gewesen wäre.



## **Erklärung**

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, am 19. Juli 2010