

# Erzeugung von hochenergetischen Neutronen und Protonenbestrahlungen an ATLAS Driftrohren



Diplomarbeit der Fakultät für Physik  
der  
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von  
**Alexander Ruschke**  
geboren in München

München, den 15.12.2010

Erstgutachter: Prof. Dr. Otmar Biebel  
Zweitgutachter: Priv. Doz. Walter Assmann

Arbeit ist der Umweg zu allen Genüssen.  
*Willy Brandt*



## Kurzfassung

Im Zuge des geplanten mehrstufigen Upgrades von LHC zu SLHC, also der Erhöhung der Designluminosität auf  $5 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ , werden die LHC-Detektoren entsprechend erhöhten Untergrundraten ausgesetzt.

Im Rahmen dieses Upgrades ist diese Diplomarbeit zu sehen. Sie umfasst zwei Themenbereiche: Zum einen die Erforschung von Reaktionen zur Erzeugung von hochenergetischen Neutronen und zum anderen Bestrahlungen von ATLAS Driftrohren mit Protonen.

Zur Erzeugung hoher Neutronenflussdichten bei Energien oberhalb von 10 MeV wurde einerseits der Aufbruch von 20 MeV Deuteronen an festen Targetfolien, die aus Beryllium, Tantal und Kohlenstoff bestehen, untersucht. Die zweite untersuchte Reaktion verwendet  $\alpha$ -Teilchen der Energie 30 MeV, die ebenfalls auf die oben genannten festen Targetfolien geschossen wurden. Die bei den Reaktionen erzeugten Neutronen wurden untersucht. Hierfür wurde mit der Methode der Flugzeitmessung die Energie der hochenergetischen Neutronen bestimmt. Zum anderen wurden die erreichbaren Neutronenflüsse mittels eines auf Photonen insensitiven  $BF_3$ -Detektors bestimmt.

Die Energien der erzeugten Neutronen aus dem drei körperartigen Deuteronen Aufbruch liegen im Mittel bei 10.7 MeV, wobei insgesamt Neutronen im Bereich von 1 – 18 MeV erzeugt werden. Die gemessenen Neutronenflussdichten aus dieser Reaktion liegen im Bereich von  $5 \cdot 10^6 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$ . Damit können die Untergrundraten von Neutronen am LHC simuliert werden. Die gemessene Winkelverteilung der Neutronen deutet an, dass mit dieser Reaktion eine gleichmässige Bestrahlung einer Fläche von  $30 \text{ cm} \cdot 30 \text{ cm}$  möglich ist, wobei der Fluss der Neutronen innerhalb des Winkelbereichs von  $45^\circ$  nur um den Faktor 2 variiert. Die Neutronenflussdichten aus anderen Targets wie Kohlenstoff und Tantal sind deutlich geringer als die aus dem Beryllium.

Die Energie der erzeugten Neutronen aus der  $\alpha$ -Reaktion an Beryllium liegt im Bereich von 4 MeV, wobei nur wenige hochenergetische Neutronen im Bereich von 1-18 MeV beobachtet werden. Die maximal erreichbaren Neutronenflüsse liegen im Bereich von  $1 \cdot 10^6 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$ . Die gemessene Winkelverteilung der Neutronen deutet an, dass mit dieser Reaktion eine gleichmäßige Bestrahlung einer Fläche von  $21 \text{ cm} \cdot 21 \text{ cm}$  möglich ist, wobei der Fluss der Neutronen innerhalb des Winkelbereichs von  $35^\circ$  nur um den Faktor 2 variiert. Der gemessene Fluss der erzeugten Neutronen aus dem Tantal-Target ist deutlich geringer als bei Verwendung des Berylliumtargets. Am Kohlenstoff werden unter  $\alpha$ -Bestrahlung praktisch keine Neutronen erzeugt.

Im zweiten Teil der Diplomarbeit wurden ATLAS Driftrohre mit verschieden starken Protonenströmen im Bereich von 1 pA bis 100 nA bestrahlt. Bei hohen Strahlströmen im Bereich von 100 nA wurden Alterungsstudien an 30 mm Standard ATLAS Driftrohren durchgeführt. Das Ziel war innerhalb einer Nacht  $1 \frac{\text{C}}{\text{cm}}$  am Zähl draht zu deponieren, um die in 10 Jahren ATLAS Betrieb aufgesammelte Ladungsmenge zu simulieren. Die Driftrohre wurden während 2 Alterungsstudien jeweils einmal mit dem Standard Driftgas Ar:CO<sub>2</sub> 93:7% und dem alternativen Driftgas Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1% befüllt. In der anschliessenden Analyse im Labor ergaben sich anhand des Vergleichs der Driftspektren und Pulshöhenverteilungen von bestrahlten und unbestrahlten Rohren keine Hinweise auf erkennbaren Alterungserscheinungen.

Bei niedrigen Strahlströmen wurde eine 24 Rohrkammer, die aus den neu entwickelten 15 mm Rohren besteht, bestrahlt. Während des Experiments wurde eine Methode entwickelt, diese geringen Strahlströme am MLL Laboratorium einstellen und verifizierbar messen zu können. Desweiteren wurde die Driftrohrkammer mit drei verschiedenen Strahlströmen im Bereich von 0.05 pA - 1.44 pA bestrahlt und die Effizienz der Driftradiusbestimmung unter Bestrahlung untersucht. Hierbei wurde schon bei einem geringen Bestrahlungstrom von 0.05 pA ein Effizienzabnahme bei der Bestimmung des Driftradius beobachtet. Bei den höheren Bestrahlungströmen von 0.36 pA und 1.44 pA scheint die Effizienz bei einem Wert von 70% konstant zu bleiben.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Der Large Hadron Collider . . . . .	1
1.2	Der ATLAS-Detektor . . . . .	2
1.3	Strahlungsuntergrund am ATLAS Detektor . . . . .	3
1.4	Motivation der Arbeit . . . . .	4
1.5	Ziel der Arbeit . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Hardware</b>	<b>7</b>
2.1	Maier-Leibnitz-Laboratorium . . . . .	7
2.2	Der Tandem Beschleuniger . . . . .	7
2.2.1	Ionenstrahl mit Zeitstruktur . . . . .	8
2.2.2	Pulsungsmonitordetektoren . . . . .	10
2.3	Die Pulse Shape Diskriminierung (PSD) . . . . .	11
2.3.1	Theorie der Pulse Shape Diskriminierung . . . . .	11
2.3.2	Elektronische Schaltung für die Pulse Shape Diskriminierung . . . . .	12
2.3.3	Pulse Shape Diskriminations Detektoren . . . . .	14
2.3.4	Edelweiss Detektoren . . . . .	14
2.3.5	AR-Detektoren . . . . .	15
2.3.6	Vergleich der Detektoreigenschaften . . . . .	18
2.4	$BF_3$ Detektor . . . . .	19
2.5	Atlas Driftrohre . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Erzeugung hochenergetischer Neutronen</b>	<b>23</b>
3.1	Die Deuteronen-Aufbruch-Reaktion . . . . .	23
3.1.1	Motivation für die Deuteronen-Aufbruch-Reaktion . . . . .	23
3.1.2	Experimenteller Aufbau für die Deuteronen-Aufbruch-Reaktion . . . . .	24
3.1.3	Flugzeit-Messung im Common Start Mode . . . . .	26
3.1.4	Spektren der Deuteronen-Aufbruch-Reaktion . . . . .	27
3.1.5	Flugzeitmessung . . . . .	29
3.1.6	Subtraktion der Neutronen vom Faraday Cup . . . . .	30
3.1.7	Energieverteilungen der Neutronen . . . . .	32
3.1.8	Energieverteilung der Neutronen für verschiedene Winkel . . . . .	34
3.2	Die $\alpha$ -Beryllium-Reaktion . . . . .	36
3.2.1	Motivation für die $\alpha$ -Beryllium Reaktion. . . . .	36
3.2.2	Strahlplatz I -60 für die $\alpha$ -Beryllium-Reaktion. . . . .	36
3.2.3	Flugzeit-Messung im Common Stop Modus . . . . .	38
3.2.4	Spektren der $\alpha$ -Reaktionen . . . . .	39

3.2.5	PSD-Spektren und zweidimensionale PSD-TDC-Spektren . . . . .	42
3.2.6	Energieverteilung der Neutronen . . . . .	45
3.2.7	Winkelverteilung der $\alpha$ -Beryllium-Reaktion . . . . .	45
3.2.8	Germaniumdetektor Analyse . . . . .	48
3.3	Bestimmung von Neutronenflussdichten . . . . .	51
3.3.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	51
3.3.2	Berechnung von Neutronenflussdichten . . . . .	52
3.3.3	Flussdichten bei verschiedenen Abständen und Strahlströmen . . . . .	53
3.3.4	Messung der Flussdichten unter verschiedenen Winkeln . . . . .	55
3.3.5	Flussdichten verschiedener Targets . . . . .	57
3.3.6	Zusammenfassung und Ausblick zu erreichbaren Neutronenflussdichten . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Protonenbestrahlungen</b>	<b>63</b>
4.1	Alterungsstudien an Standard ATLAS Driftrohren . . . . .	63
4.1.1	Versuchsaufbau für Alterungsstudien am Strahlplatz I-40 . . . . .	63
4.1.2	Ionenstrahl Diagnostik des Protonenstrahls . . . . .	65
4.1.3	Protonenbestrahlung der ATLAS Driftrohre . . . . .	66
4.1.4	Alterungsstudien im Labor . . . . .	68
4.1.5	Analyse der Rohrdaten . . . . .	70
4.2	Protonenbestrahlung der 24 Rohrkammer . . . . .	73
4.2.1	Vortest an der 24 Rohrkammer . . . . .	73
4.2.2	Versuchsaufbau für die 24 Rohrkammer am Strahlplatz I -40 . . . . .	75
4.2.3	Protonenstrahldiagnostik . . . . .	76
4.2.4	Messung der Strahlströme im $10^{-12}$ Ampere Bereich . . . . .	77
4.2.5	Versuchsdurchführung und Ergebnisse . . . . .	79
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>83</b>
5.1	Zusammenfassung . . . . .	83
5.2	Ausblick . . . . .	84



# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Der Large Hadron Collider

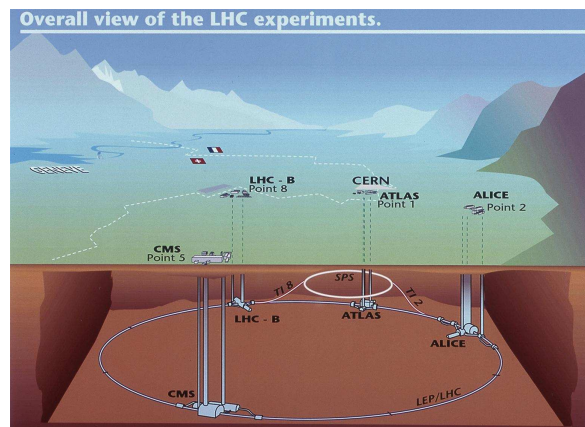


Abbildung 1.1: Der Large Hadron Collider und seine Detektoren, ATLAS, CMS, ALICE, LHCb [6].

Der Large Hadron Collider (LHC), siehe Abbildung 1.1, ist ein Ringbeschleuniger, der im Tunnel des ehemaligen Large Electron Positron Colliders (LEP) installiert ist. Bei den kollidierenden Teilchen im LHC handelt es sich, im Gegensatz zum LEP, um Protonen. Aufgrund der höheren Masse der Protonen wird der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung reduziert, der mit  $\frac{\gamma^4}{r}$  skaliert. Hierbei entspricht  $\gamma$  dem Lorentzfaktor und  $r$  dem Radius des Beschleunigers.

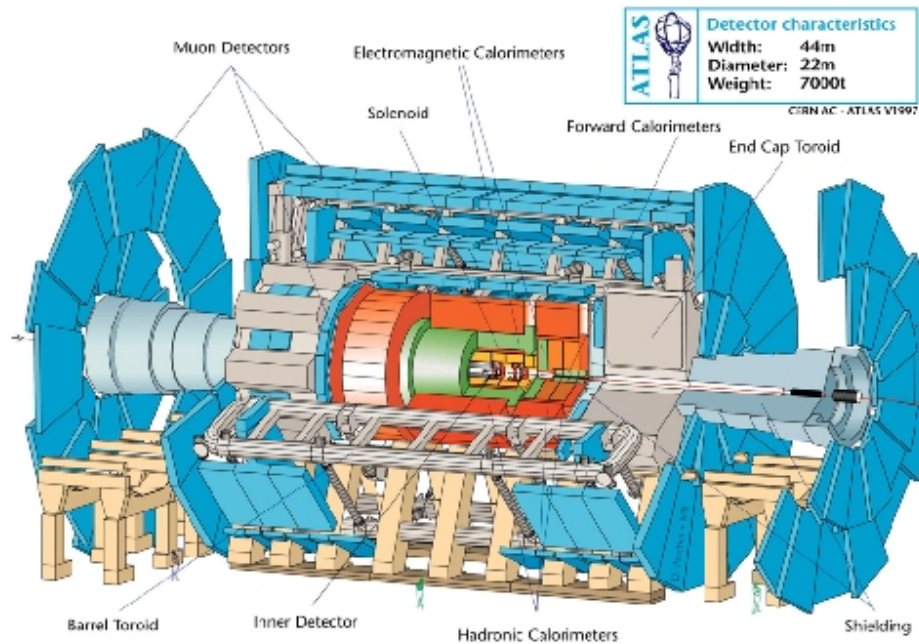
Ein Nachteil der Protonen als Kollisionsteilchen ist deren innere Struktur. Sie sind aus mehreren Quarks aufgebaut, wobei jedes nur einen Bruchteil der Energie der Protons trägt. Aus diesem Grund wird die zur Teilchenerzeugung zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie verringert.

Die Protonen sind in engen Bündeln aus je  $10^{11}$  Teilchen angeordnet, den so genannten Bunches. Sie werden auf eine Schwerpunktsenergie von  $2 \cdot 7 \text{ TeV} = 14 \text{ TeV}$  beschleunigt. Ein Zusammenstoß der Strahlpakete, ein Bunch crossing, findet dabei alle 25 ns statt. Die Designluminosität liegt bei  $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$  [8]. Die in den Kollisionen entstandenen Teilchen werden in vier Detektoren, die an vier Wechselwirkungspunkten des Beschleunigers installiert sind, nachgewiesen. Sie heißen

- ATLAS = A Toroidal LHC Aparatus
- CMS = Compact Muon Solenoid

- Alice = A Large Ion Collider Experiment
- LHCb.

## 1.2 Der ATLAS-Detektor



**Abbildung 1.2:** ATLAS Detector

In Abbildung 1.2 ist der Aufbau des ATLAS Detektors zu sehen. Die einzelnen Komponenten des Detektors sind dabei zwiebelschalenartig um die Strahlachse im Fassbereich angeordnet bzw. befinden sich in den Endkappen. Das Ergebnis ist, dass sich eine den vollen Raumwinkel abdeckende Geometrie ergibt.

Die Impulsbestimmung geladener Teilchen erfolgt im Inneren Detektor. Dazu werden die Teilchenbahnen mittels eines Magneten (Central Solenoid), der den Inneren Detektor vollständig umgibt und ein Magnetfeld der Stärke 2 Tesla in Strahlrichtung erzeugt, auf eine gekrümmte Bahn gelenkt. Die Spurbestimmung der Teilchen erfolgt in den drei verschiedenen Komponenten des Inneren Detektors. Der Siliziumpixeldetektor setzt sich aus drei Lagen im Fassbereich sowie vier Platten in den beiden Endkappen zusammen. Im Semi Conductor Tracker (SCT) erfolgt die Bestimmung von 4 Spurpunkten in 8 Lagen aus Siliziumstreifenzählern, die im Fassbereich eingebaut sind. [7]

Der Abschluss des Inneren Detektors wird vom Transition Radiation Tracker (TRT) gebildet. Dabei handelt es sich um 420000 Driftrohre, die weitere 36 Spurpunkte liefern. [7]

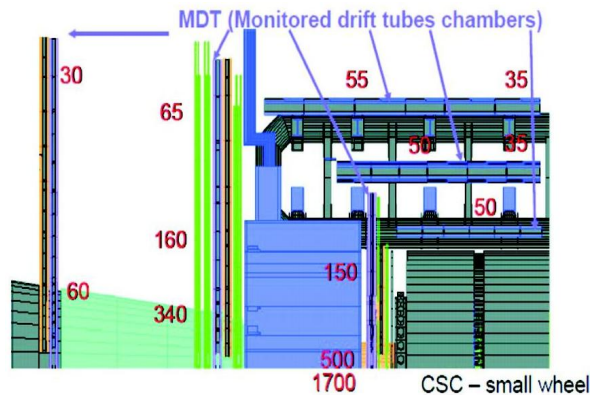
Die Energiebestimmung der Teilchen erfolgt im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter. In beiden Fällen handelt es sich um Sampling Kalorimeter. Als Absorbermaterial des elektromagnetischen Kalorimeters dienen Bleiplatten, die in Akkordeonstruktur angeordnet sind [7], wobei als aktives Material flüssiges Argon verwendet wird.

Das hadronische Kalorimeter umfasst 11 Strahlungslängen. Im Fassbereich des Detektors sind Plastikszintillatoren in einem Eisenabsorber eingebaut, während in den Endkappen flüssiges Argon als

aktives Material eingesetzt wird.

Den äussersten Teil des ATLAS Detektors bildet das Myonspektrometer. Dieses dient dem Nachweis von Myonen, die als einzige geladene Teilchen alle inneren Bestandteile des Detektors durchdringen. Präzisionskammern messen die Spuren der Myonen, die in einem torodialen Magnetfeld der Stärke 0.4 T abgelenkt werden. Das Magnetfeld wird mittels supraleitender Spulen in Luft erzeugt. Zusammen mit den Triggerkammern sind die Präzisionskammern in drei Lagen im Fassbereich des Detektors angebracht. Außerdem befinden sich drei Scheiben dieser Anordnungen im Endkappenbereich des Detektors. Cathode Strip Chambers (CSCs) werden als Präzisionskammern nahe der Strahlachse verwendet. In allen anderen Bereichen des Myonspektrometers sind Monitored Drift Tubes Chambers (MDTs) als Präzisionskammern eingebaut. Die MDT-Kammern bestehen aus einer Anordnung von Driftrohren zusammen mit einem System zur optischen Überwachung von Verformungen sowie Temperatursensoren. Bei den Triggerkammern im Fassbereich handelt es sich um Resistive Plate Chambers (RPCs) und in den Endkappen um Thin Gap Chambers (TGC). Um auch bei Myonenergien von 1 TeV eine Impulsaufösung von 10% zu erhalten ist eine Ortsauflösung der Rohre besser als  $100 \mu\text{m}$  erforderlich [7].

### 1.3 Strahlungsuntergrund am ATLAS Detektor



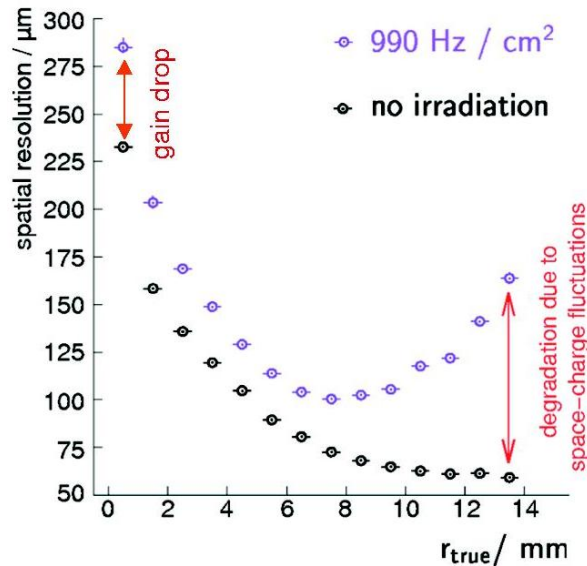
**Abbildung 1.3:** Man erkennt das obere Viertel des ATLAS Detektors. In diesem Bild sind die simulierten Untergrundraten am ATLAS Detektor dargestellt. Diese bewegen sich um  $50 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$  im BOS MDT Bereich und um  $500 - 1700 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$  im CSC-Small-Wheel Bereich und bestehen hauptsächlich aus  $\gamma$  und Neutronenuntergrund.

In Abbildung 1.3 ist das obere Viertel des ATLAS Detektors zu sehen [22]. In diesem Bild sind Interaktionsraten durch die Hintergrundstrahlung am ATLAS Detektor angegeben. Der Hauptteil des Strahlungsuntergrundes setzt sich dabei aus Photonen und Neutronen zusammen, welche das Resultat von hadronischen Wechselwirkungsprozessen sind [18]. Die maximal erwartete Zählrate im Bereich des Myonsystems liegt bei einer Designluminosität von  $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$  bei  $50 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$  im BOS MDT Bereich und bei  $500 - 1700 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$  für die CSC-Detektoren im Small Wheel-Bereich. Diese Werte wurden mit GCALOR und FLUKA-Simulationen ermittelt und beinhalten einen Sicherheitsfaktor 5 [22]. Dies entspricht einer Rate von  $30 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$  pro Rohr (Länge  $2 \text{ m} \cdot 3 \text{ cm}$ ) im BOS MDT Bereich und im Bereich der CSC-Detektoren einer Rate von  $300 - 1020 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$  (Länge  $2 \text{ m} \cdot 3 \text{ cm}$ ). Hieraus ergibt sich eine notwendige Neutronenrate zur Simulation des Untergrundes von  $5 \cdot 10^6 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$ , wobei die Neutroneneffizienz der Driftrohre für 11 MeV Neutronen bei  $4 \cdot 10^{-4}$  liegt [19].

Im Zuge des mehrstufig geplanten Upgrades von LHC zu SLHC, also der Erhöhung der Designlumi-

nosität auf  $5 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$  werden die Komponenten der LHC-Detektoren in Zukunft dementsprechend steigenden Untergrundraten ausgesetzt.

## 1.4 Motivation der Arbeit



**Abbildung 1.4:** Einfluss von  $\gamma$ -Bestrahlung auf die Ortsauflösung von Driftrohrdetektoren. [21]

In Abbildung 1.4 ist der Einfluss von  $\gamma$ -Strahlung auf die Eigenschaften eines Standard ATLAS Driftrohres gezeigt. Die Detektoren wurde bei der Messung im Jahr 2005 am Strahlplatz X5 am CERN vor eine  $\gamma$ -Quelle aus  $^{137}\text{Cs}$ , die eine Aktivität von  $550 \text{ GBq}$  besitzt, gestellt. Die ATLAS Driftrohre triggerten dabei während der Bestrahlung mit  $\gamma$ -Teilchen auf  $100 \text{ GeV}$  Myonen. Die  $\gamma$ -Rate betrug bei diesem Versuch  $990 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$ . In Abbildung 1.4 sind zwei Messreihen zu sehen. In schwarz ist das Auflösungsvermögen ohne  $\gamma$ -Strahlung dargestellt und in blau mit  $\gamma$ -Strahlung. Das Ergebnis ist, dass es unter Bestrahlung bei geringen Driftradien zu eine Verringerung der Auflösung durch Abnahme der Gasverstärkung kommt, wobei das Auflösungsvermögen bei großen Radien aufgrund von Raumladungsfuktuation abnimmt, die durch langsam nach außen driftende Ionenrümpfe erzeugt werden und damit das elektrische Feld im Driftrohr verändern.

Die Ergebnisse dieses Experiments motivieren weitere Bestrahlungstest von ATLAS Driftrohen mit andere Teilchen, wie zum Beispiel Protonen oder Neutronen. Dies führt mich zum Ziel dieser Diplomarbeit.

## 1.5 Ziel der Arbeit

Diese Arbeit gliedert sich in zwei Bestandteile, einmal in die Erforschung von Reaktionen zur Erzeugung hochenergetischer Neutronen bei Flussdichten von  $5 \cdot 10^6 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$  oder höher und zum anderen in Bestrahlungen von ATLAS Driftrohren mit  $20 \text{ MeV}$  Protonen.

Bei der Erzeugung von hochenergetischen Neutronen, wird einerseits der Aufbau von Deutronen der Energie  $20 \text{ MeV}$  an festen Targetfolien aus Beryllium, Kohlenstoff und Tantal untersucht. Zum

anderen werden  $\alpha$ -Teilchen der Energie 30 MeV ebenfalls auf oben genannte feste Targetfolien geschossen. Das Ziel dieser Arbeit ist es, bei beiden Reaktionen die Energien und die Winkelverteilung der erzeugten Neutronen und die erreichbaren Neutronenflussdichten zu bestimmen.

Die Protonenbestrahlungen gliedern sich in zwei Bereiche. Im ersten Teil werden an Standard ATLAS Driftrohren Alterungsstudien mit hohen Protonenströmen durchgeführt. Hierfür soll am Zähl draht des ATLAS Driftrohres eine Ladung von  $1 \frac{C}{cm}$  deponiert werden. In nachfolgenden Untersuchungen sollen die Eigenschaften der Detektoren analysiert und auf mögliche Alterungserscheinungen untersucht werden.

Im zweiten Teil der Bestrahlungen mit Protonen, sollen Strahlströme im Bereich von  $10^{-12}$  Amperes erzeugt und verifizierbar gemessen werden. Bei der Bestrahlung einer 24 Rohrkammer, die aus 15 mm Driftrohren besteht, sollen gleichzeitig Myonspuren vermessen werden und der Einfluß der Protonenbestrahlung auf die Effizienz und Auflösung des Detektors untersucht werden.



# Kapitel 2

# Hardware

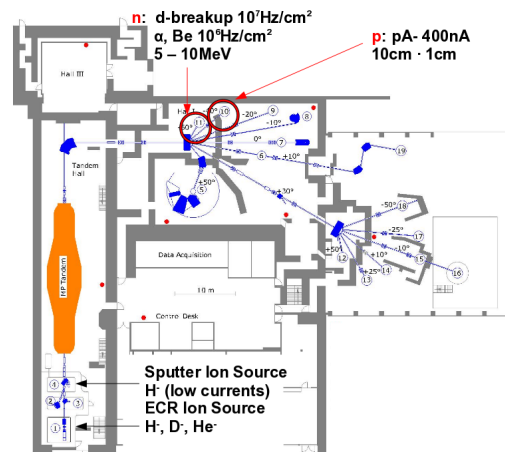
## 2.1 Maier-Leibnitz-Laboratorium

Das Maier-Leibnitz-Laboratorium (MLL) befindet sich in Garching bei München. Hier fanden alle in dieser Diplomarbeit beschriebenen Experimente statt. In diesem Kapitel werden die verschiedenen Komponenten, die für die Durchführung der Experimente notwendig waren im einzelnen vorgestellt. Hierzu gehören eine kurze Beschreibung des Tandembeschleunigers und der Möglichkeit einen Ionenstrahl mit Zeitstruktur zu erzeugen. Daneben wird die Methode der Pulse Shape Diskriminierung vorgestellt und die dabei verwendeten Detektoren. Am Ende des Kapitel wird die Funktionsweise der ATLAS Driftrohre vorgestellt.

## 2.2 Der Tandem Beschleuniger



**Abbildung 2.1:** Blick in die Tandemhalle, im hinteren Bereich erkennt man den Tandembeschleuniger (orange) im vorderen Bereich (blau) den 90° Analysiermagneten



**Abbildung 2.2:** Grundriss des MLL Laboratoriums, im linken Bereich sieht man die Tandemhalle. Im oberen Bildrdrittel die Halle I, mit den Strahlplätzen I-40 und I-60, an denen die Experimente zu dieser Diplomarbeit stattgefunden haben.

Das MLL besitzt einen Tandembeschleuniger mit einer nominalen maximalen Terminalspannung von

15 MV. Der Vorteil von Tandembeschleunigern im Gegensatz zu Linearbeschleunigern besteht darin, dass die Terminalspannung zweimal zur Beschleunigung der Teilchen verwendet wird. Zu diesem Zweck wird die gewünschte Atomsorte in einer Ionenquelle als negativ geladenes Ion erzeugt und in den Tandem eingeschossen.

Durch die Potentialdifferenz von maximal 15 MV werden die negativen Ionen beschleunigt und am Punkt des höchsten Potentials durch eine aus Kohlenstoff bestehende Stripperfolie umgeladen. Hierbei verlieren die Atome einen Teil bzw. alle ihre Elektronen und sind damit positiv geladen und die bestehende Potentialdifferenz kann erneut zur Beschleunigung verwendet werden.

Abbildung 2.1 zeigt einen Blick in die Tandemhalle, im hinteren Bereich ist der Tandembeschleuniger (orangener Tank) zu erkennen. Im Vordergrund des Bildes erkennt man den 90°-Analysemagnet der so eingestellt ist, dass nur Teilchen mit einem bestimmtem  $\frac{m \cdot v}{q}$  durchgelassen werden.

Bei unseren Experimenten wurde der Tandem mit einer Spannung von 10 MV betrieben. Wir verwendeten 3 verschiedene Ionensorten, Protonen Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen. Die erzeugten Deuteronen der Energie 20 MeV und die  $\alpha$ -Teilchen der Energie 30 MeV wurden für die Erzeugung von Neutronen an festen Targetfolien verwendet. Die Protonen der Energie 20 MeV wurden für Bestrahlungen bei niedrigen Strahlströmen und Alterungsstudien bei höheren Strahlströmen von ATLAS Driftrohrdetektoren verwendet.

In Abbildung 2.2 ist der Grundriss des MLL Beschleunigers dargestellt. Im linken Teil des Grundrisses erkennt man die eben vorgestellte Tandemhalle. Hier befinden sich auch die Ionenquellen. Die Protonen für niedrige Strahlströme werden an der Sputter Ion-Quelle erzeugt, da nur hier die benötigten niedrigen Strahlströme erzeugbar waren.

Die Protonen für Agingstudien, wie auch die  $\alpha$ -Teilchen und Deuteronen für die Neutronenerzeugung werden an den ECR Ionenquelle erzeugt. Im oberen Bild Drittel von Abbildung 2.2 erkennt man Halle II und die markierten Strahlplätze an denen die Experimente stattfanden.

Am MLL-Laboratorium gibt es 16 verschiedene Strahlplätze von denen 12 mit ständigen Experimenten belegt sind. Die Experimente zu dieser Diplomarbeit fanden an zwei nicht von permanenten Experimenten genutzten Strahlplätzen, I-40 und I-60, statt. Beide Strahlplätze befinden sich in Halle 1 des MLL Laboratoriums. Diese Halle ist umgeben von dicken Betonwänden, wodurch auch mit hohen Radioaktivitätsraten gearbeitet werden darf. Ein Nachteil besteht jedoch aus der möglichen Rückstreuung der Neutronen bei den durchgeführten Experimenten.

Am Strahlplatz I -60 fanden die Experimente zur Erzeugung von Neutronen statt. An diesem Strahlplatz war ausreichend Raum für die notwendige Neutronen Diagnostik, siehe Kapitel 3.

Am Strahlplatz I -40 fanden die Bestrahlungsexperimente an ATLAS Driftrohrdetektoren mit 20 MeV Protonen und verschieden großen Strahlströmen statt, siehe Kapitel 4.

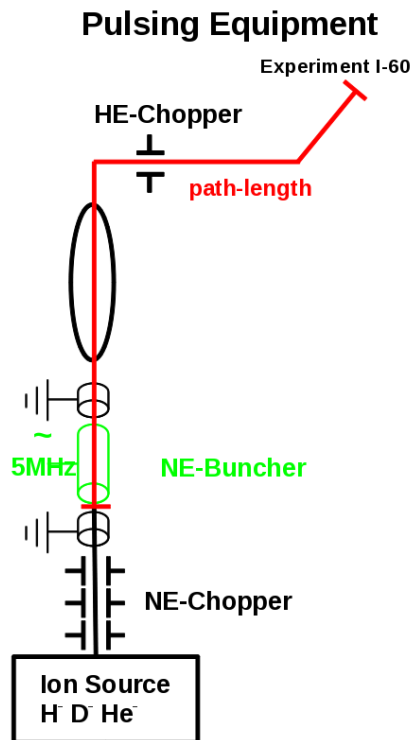
Im rechten Bildrand erkennt man Halle 2 des MLL, hier fanden keine Experimente zu dieser Diplomarbeit statt. In der Mitte des Bildes erkennt man den Kontrollraum, von dem aus der Beschleuniger gesteuert wird.

## 2.2.1 Ionenstrahl mit Zeitstruktur

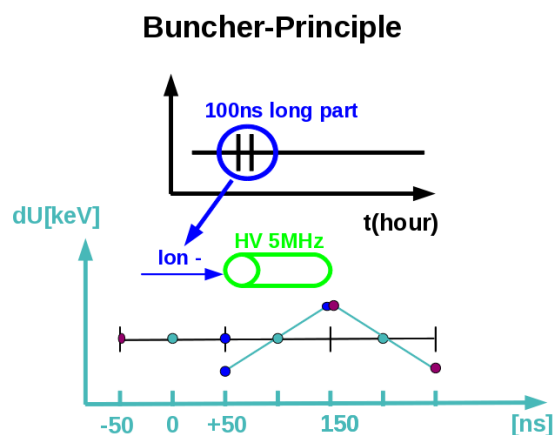
Im Standardbetriebsmodus erzeugt der Tandem Beschleuniger einen kontinuierlichen Strom, einstellbare Stärke im Bereich von nano bis zu micro Ampere. Bei den Experimenten am Strahlplatz I-60, wurden die Energien, der erzeugten Neutronen bei den Reaktionen Deuteronen Aufbruch und  $\alpha$ -Bestrahlung an festen Targetfolien bestimmt. Zur Bestimmung der Energie der Neutronen wird die Methode der Flugzeitmessung verwendet, siehe Kapitel 3.1.5. Um Flugzeitmessungen durchführen zu können benötigt man einen Strahl mit Zeitstruktur, der in festen Zeitabständen kurze Strahlpakete in der der Länge  $1 - 5 \cdot 10^{-9}$  s erzeugt.



In Abbildung 2.3 erkennt man schematisch die verschiedenen Bestandteile der Pulsung. Auf der



**Abbildung 2.3:** Komponenten zur Erzeugung eines Ionenstrahls mit Zeitstruktur, vor dem Tandembeschleuniger befinden sich der Niederenergie Chopper und Niederenergie Buncher. Nach dem Tandembeschleuniger befindet sich der Hochenergiechopper. Dieser arbeitet in Phase mit den Komponenten vor dem Tandem



**Abbildung 2.4:** Die Aufgabe des Bunchers ist es ein Strahlpaket definierter Größe so zu fokussieren, dass alle Bestandteile des Strahlpakets zur selben Zeit am Experiment ankommen.

Niederenergieseite des Tandembeschleunigers befinden sich der Niederenergie (NE) Chopper und der Niederenergie (NE) Buncher. Der (NE)-Chopper besteht aus fünf hintereinanderliegenden Plattenkondensatoren, die einen festen Abstand von 75 mm haben und mit einer Frequenz von 5 MHz betrieben werden [16]. Sie schneiden aus dem kontinuierlichen Strahlstrom kleine Strahlpakete heraus, die im Akzeptanzbereich des darauffolgenden NE-Bunchers liegen

Der NE-Buncher ist die zweite Komponente des Pulsungmechanismus. Er befindet sich im Fokus zwischen Ioneninjektor und dem Tandembeschleuniger um zeitabhängige Fokussierungseffekte des Bunchers zu minimieren. Der Abstand zum Eingang des Tandembeschleunigers beträgt ca. 3 m. [16] Der Buncher besteht bei unseren Experimenten aus einem Rohr der Länge 328 mm [16]. Vor und hinter dem Buncherrohr befinden sich zwei geerdete Rohre, kurzer Länge. Am Buncherrohr liegt eine 5 Mhz Wechselspannung an, diese ergibt einen Nulldurchgang der anliegenden Spannung alle 100 ns. Auf der Hochenergieseite des Tandembeschleunigers, nach dem 90°-Analysiermagneten, befindet sich der so genannte Hochenergie (HE)-Chopper. Er besteht aus einem Plattenkondensator an dem eine Spannung der Frequenz 5 Mhz anliegt, also alle 100 ns ein Nulldurchgang. Er arbeitet in Phase mit dem NE-Buncher. Der HE-Chopper läßt nur Strahlpakete durch, wenn sie während des Nulldurchgangs des HE-Choppers kommen, alle anderen Teilchen werden durch den Chopper abgelenkt und

damit aus dem Strahlrohr entfernt. Der HE-Chopper arbeitet am besten in Kombination mit einem Y-Schlitz im weiteren Verlauf des Strahlrohres. Durch den Y-Schlitz können die nicht abgelenkten Teile des Strahlpakets auf einen sehr kleinen Zeitraum limitiert werden, siehe Kapitel 3.2.2. Damit wird das Strahlpaket schärfer.

In der Abbildung 2.4 ist nochmals schematisch das Buncher Prinzip dargestellt. Der NE-Chopper aus dem kontinuierlichen Ionenstrahl Pakete einstellbarer Breite heraus. Angenommen, er schneidet ein Strahlpaket der Länge von 100 ns aus dem kontinuierlichem Strahl.

Wie in Abbildung 2.3 durchlaufen die Ionen vom Beginn des NE-Bunchers bis zum Experiment am Strahlplatz I-60 eine definierte Weglänge. Das Ziel des NE-Bunchers ist es, dass alle Teilchen innerhalb des 100 ns breiten Strahlpakets zum gleichen Zeitpunkt am Experimentierplatz ankommen. Die Größe des Buncherrohres ist so gewählt, dass die Durchflugszeit der Ionen 100 ns beträgt.

Um die Fokussierung des Strahlpakets zu erreichen sollte im idealisierten Fall eine Dreiecksspannung am Buncher anliegen, die alle 100 ns einen Nulldurchgang hat. Sei zum Eintreffen des 100 ns breiten Strahlpakets die Spannung gerade am negativen Umkehrpunkt, so werden die negativ geladenen Ionen durch die Potentialdifferenz zwischen dem auf Masse liegenden Rohr und dem Buncherrohr abgebremst. Die Ionen durchfliegen das feldfreie Rohr innerhalb von 100 ns und sehen bei verlassen des Buncherrohres wiederum eine negative Potentialdifferenz zwischen dem Buncherrohr und dem auf Masse liegenden nachfolgenden Rohr, weil die Dreiecksspannung beim Verlassen des Rohres am positiven Umkehrpunkt des Spannungsverlaufs ist. Die Ionen die zu früh am Buncher ankommen werden also zweimal abgebremst.

Die Ionen die 50 ns später am Buncherrohr ankommen werden weder abgebremst noch beschleunigt, da die Dreiecksspannung gerade am Nulldurchgang ist. Nach dem Durchfliegen des Rohres ist dies wieder der Fall. Teilchen die zum Nulldurchgang der Spannung am Buncher eintreffen werden weder beschleunigt noch abgebremst.

Die Teilchen die 50 ns nach dem Nulldurchgang der Dreiecksspannung am Buncherrohr ankommen, sehen ein positives Potential und werden beschleunigt. Dieselbe Situation herrscht nach dem Durchfliegen des Buncherrohres. Die Dreiecksspannung befindet sich am negativen Umkehrpunkt, sodass aufgrund des danachfolgenden auf Masse liegenden Rohres eine positive Potentialdifferenz herrscht. Teile des Strahlpakets die später kommen, werden zweimal beschleunigt.

Das nachfolgende Strahlpaket von 100 ns akzeptiert der Buncher aufgrund von falscher Polarität am Rohr nicht und es wird verworfen. Bei den Versuchen während dieser Diplomarbeit wurde mit einer Untersetzung der Pulsung von  $2^6$  gearbeitet, sodass alle  $12.6\mu s$  ein Strahlpaket am Buncher ankommt. Aus diesem Grund ist die Strahlintensität im Vergleich zum DC-Mode des Tandem stark reduziert. In der Realität wird die idealisierte Dreiecksspannung am Rohr durch eine Überlagerung, einer 5 Mhz und 10 Mhz Wechselfrequenz angenähert. Die Pulsung wird nur für die Flugzeitmessung der Neutronen verwendet.

Die Elektronik der Pulsung liefert ein genaues Zeitsignal, das in fester Phase mit den erzeugten Pulsen entsteht. Dieses Zeitsignal wird als Start und Stoppsignal bei den Flugzeitmessungen für die Neutronen verwendet. Dieses Signal wird auch Bunchclock genannt.

Die Einstellungsparameter der Pulsung für Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen am MLL Beschleuniger befinden sich im Anhang.

### 2.2.2 Pulsungsmonitordetektoren

Auf der linken Seite in Abbildung 2.5 ist ein Rutherford-Szintillationsdetektor zu sehen. Er wird zum Monitoren der eingestellten Pulsung verwendet. Der Rutherford-Szintillationsdetektor wird dazu seitlich am Strahlrohr in kurzer Distanz zum Wechselwirkungspunkt der Ionen mit den Target-



**Abbildung 2.5:** Rutherford-Szintillationdetektor, wird zum Monitoren der eingestellten Pulsung verwendet.



**Abbildung 2.6:** Plexiglasdetektor, wird zum Monitoren der eingestellten Pulsung verwendet. Daneben auch als Myontrigger bei Untersuchungen an ATLAS Driftrohren.

folien eingebaut. Der Detektor besteht aus einem Plastikszintillator und einem darauf aufgesetztem Photomultiplier, der über den Anodenausgang das Signal auf einen Diskriminator und auf einen TDC Eingangskanal gibt. In Kapitel 3.2.2 wird die einstellbare Pulsbreite gezeigt.

In Abbildung 2.6 ist ein Plexiglasdetektor zu sehen. Er besteht aus einem,  $10\text{ cm} \cdot 10\text{ cm} \cdot 1.5\text{ cm}$  großen Plexiglasblock. Auf der Oberseite des Plexiglasblocks ist ein Photomultiplier XP 2262 B der Firma Photonis aufgeklebt. Der Plexiglasblock ist zur Erhöhung der Lichtausbeute mit einer Aluminiumfolie umwickelt. Dieser eingewickelte Plexiglasblock ist mit schwarzem Klebeband umklebt, damit der Detektor samt Photomultiplier lichtdicht arbeiten kann. Der Plexiglas-Detektor wird im Rahmen dieser Diplomarbeit in mehreren Experimenten verwendet. Einmal als Pulsungsmonitor bei  $\alpha$ -Bestrahlung, Kapitel 3.2 und als Myon Trigger Detektor bei Alterungsstudien an ATLAS Driftrohren, Kapitel 4.1.5 und bei der Protonenbestrahlung einer 24 Rohrkammer aus ATLAS Driftrohren, Kapitel 4.2. Das Plexiglas war ursprünglich als neutronensensitiver Cerenkovdetektor geplant, im Rahmen dieser Arbeit zeigt sich aber, dass das verwendete Plexiglas szintillierte.

## 2.3 Die Pulse Shape Diskriminierung (PSD)

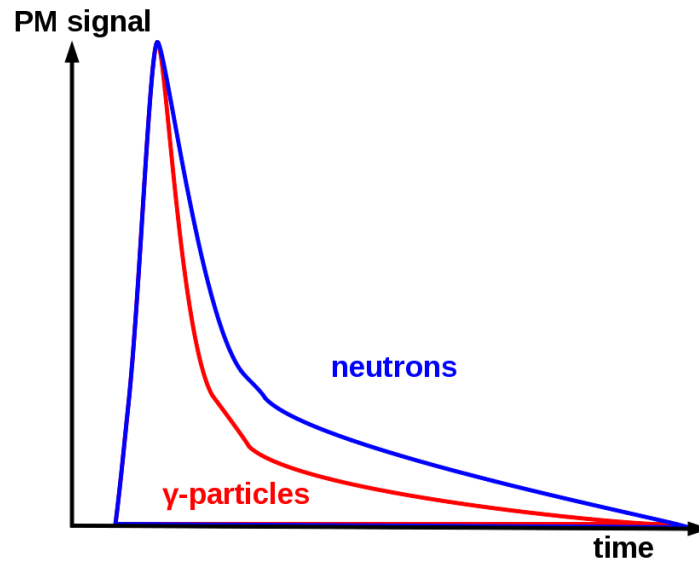
### 2.3.1 Theorie der Pulse Shape Diskriminierung

In organischen Szintillatoren hängen die ausgesandten Lichtpulse von der Reaktionszeit des wechselwirkenden Teilchens ab. Hieraus wurde die Möglichkeit entwickelt, aufgrund von unterschiedlichen Pulsformen zwischen verschiedenen Teilchen zu unterscheiden. [13]

Die in dieser Diplomarbeit verwendeten Szintillatoren waren die folgenden Eljen 301 [25] und BC-501 A. [9]

Die unterschiedlichen Pulsformen entstehen, weil der Flüssigszintillator zwei Szintillationmechanismen besitzt, die eine unterschiedliche Zerfallsdauer haben. [2] Der kurzlebige Anteil ist meistens dominant und ein Großteil der im Szintillator deponierten Energie wird über diesen Mechanismus umgewandelt. Der Anteil des langlebigen Szintillationsmechanismus ist jedoch abhängig von der lokal zur Verfügung stehenden Energie und diese wiederum vom Energieverlust des Teilchens. [26]

Schwere Teilchen fliegen bei gleicher Energie langsamer als leichtere, und da der Energieverlust auf-



**Abbildung 2.7:** Photonen und Neutronen hinterlassen im Szintillator unterschiedliche lange Signale. Die Ausläufer der Neutronen sind länger als die der Photonen. Dieser Effekt wird in der Pulse Shape Diskriminierung zur Unterscheidung von Neutronen und Photonen verwendet.

grund der Bethe Bloch Formel von der Geschwindigkeit abhängt, hängt der Energieverlust ebenfalls von der Art des einfallenden Teilchens ab.

Hieraus folgt, dass das Verhältnis der unterschiedlichen Szintillationsmechanismen abhängig von der Masse des Teilchens ist. Da  $\gamma$ -Teilchen fast ausschließlich über Elektronen wechselwirken und Neutronen über die viel schwereren Protonen, läßt sich anhand der Pulsform sehr gut zwischen Neutronen und Photonen unterscheiden.

Eine Einschränkung gibt es, nicht alle Neutronen wechselwirken über elastische Stöße mit Protonen. Wenn ein Neutron über  $(n,\gamma)$ -Prozesse oder Kerneinfang wechselwirkt, erzeugt es die Pulsform eines  $\gamma$ -Teilchens. Aus diesem Grund wird ein gewisser Anteil der Neutronen als  $\gamma$ -Teilchen identifiziert. Der andere Fall dass  $\gamma$ -Teilchen als Neutronen detektiert werden, tritt nicht auf. [19]

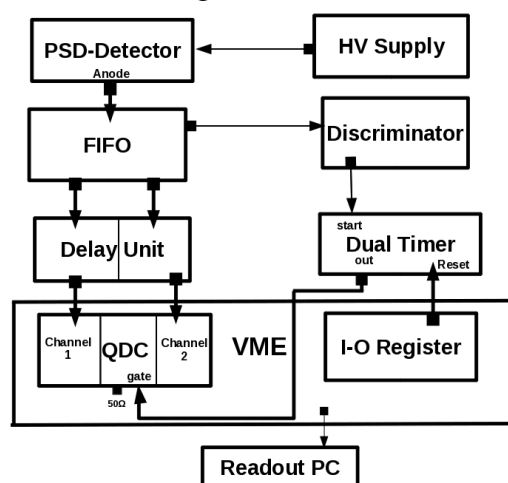
### 2.3.2 Elektronische Schaltung für die Pulse Shape Diskriminierung

Auf der linken Seite erkennt man schematisch die Elektronik der Pulse Shape Diskriminierung. Die verwendete Elektronik ist sVersa Module Eurocard (VME)-Bus-basiert und die Daten werden durch einen Charge to Digital Converter (QDC) aufgenommen. Ein QDC ist ein Ladung zu Digitalwandler, der in einem von außen festgelegten Zeitfenster, das so genannte Gate, die Ladung der ankommenden Signale innerhalb dieses Fenster aufintegriert und diesen einen Zahlenwert zuordnet. Der von uns verwendete QDC V792 der Firma CAEN verfügt über einen Gateeingang und 16 Eingangskanäle.

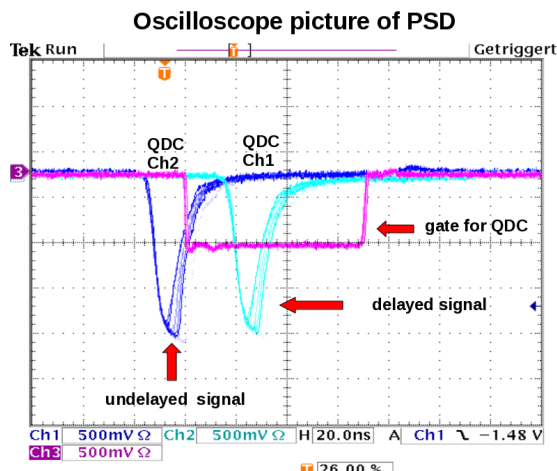
Der Anodenausgang des Photomultipliers liefert das negative Signal für die Pulse Shape Diskriminierung. Der Puls des Detektors wird auf eine QUAD Linear Fan IN Fan Out-Einheit (FIFO) MOD N625 der Firma CAEN gegeben. Dieses Bauteil spaltet das Signal in drei gleichhohe Ausgangssignale auf. Zwei Signale der FIFO-Einheit werden auf je eine Delaybox gegeben, wobei ein Signal zeitlich stark verzögert (Gesamt signal) wird das andere schwach (Ausläufersignal). Die beiden zeitlich verschobenen Ausgangssignale der Delay Boxen werden auf zwei Eingangskanäle des QDC gegeben.

Das dritte Ausgangssignal der FIFO-Einheit wird verwendet, um das Fenster zur Datenaufnahme des QDC zu erzeugen. Dieser Puls wird auf einen 16 Kanal Low Threshold Diskriminator N 865 der Fir-

Schematic diagram of PSD-Electronic



**Abbildung 2.8:** elektronische Schaltung der PSD Detektoren, Das Detektorsignal wird über einen Signalsplitter aufgesplittet, durch Delay Boxen unterschiedlich verzögert und in einen QDC gegeben. Der QDC erhält gleichzeitig ein Gate sodass über die ankommenden Signale integriert wird und ihnen ein QDC-Wert zugeordnet wird.



**Abbildung 2.9:** Oszilloskop Bild der PSD Elektronik, man erkennt das verzögerte Signal in hellblau, das vollständig vom Datenaufnahmefenster (violett) aufgenommen wird. Daneben ist in dunkelblau das unverzögerte Signal zu sehen. Von diesem Signal wird nur der Ausläufer, das so genannte Tail vom QDC aufgenommen.

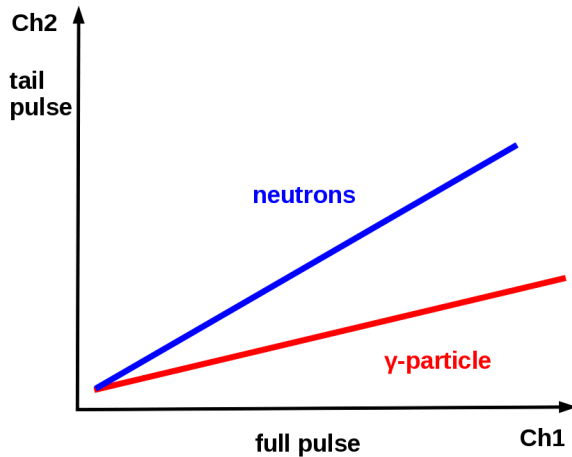
ma CAEN gegeben. Dieser erzeugt einen standardisierten NIM-Puls, der auf eine Timing Unit N93B der Firma Caen gegeben wird. Mit diesem Bauteil wird ein Gate zeitlich einstellbarer Breite erzeugt. Dieses Signal wird auf den Common Gateeingang des QDC gegeben.

Die Schaltung ist so aufgebaut, dass für jedes Detektorsignal ein Gate erzeugt wird, sodass der Ausläufer des Signals mit dem Gesamtsignal verglichen werden kann. Sind die Daten vom QDC aufgenommen, werden sie durch einen Auslese-PC gespeichert. Während dieser Auslesezeit ist keine neue Datenaufnahme möglich sodass sich eine Totzeit der Elektronik ergibt. Sind die Daten ausgelesen, gibt das Input-Output Register, einen Resetpuls an die Timing Unit, wodurch die Datenaufnahme wieder freigeschaltet ist.

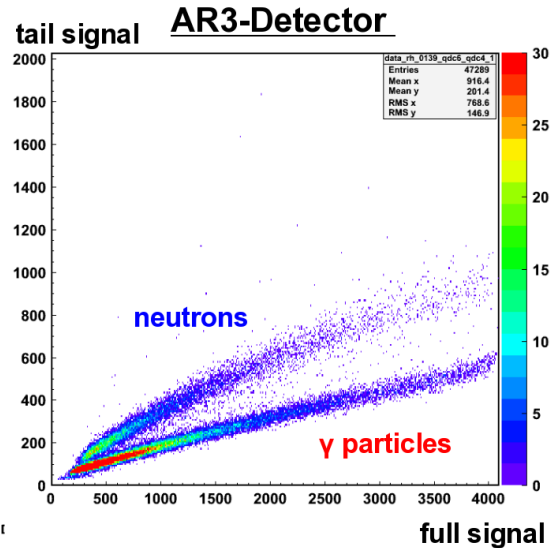
Die Abbildung 2.9 zeigt, die oben beschriebene Situation am Oszilloskop. Es wird dabei mit schnell ansteigenden Signalen (5ns) gearbeitet, die eine Breite von ca 30 ns haben. Das violette Signal, stellt das von der Timing-Unit erzeugte Gate des QDCs dar. Dieses Fenster ist auf eine Länge von 70 ns eingestellt. Innerhalb dieses Fensters werden alle ankommenden Ladungen durch den QDC aufgezeichnet.

Vom unverzögerten Signal (dunkelblau) wird der Ausläufer des Pulses von einem Kanal des QDC aufgezeichnet. Das verzögerte Gesamtsignal (hellblau), welches innerhalb des Gates liegt, wird durch den anderen Kanal des QDC vollständig aufgezeichnet.

Um die Signalformen der Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen zu unterscheiden, werden die QDC-Werte des Gesamtsignals gegen die Werte des Ausläufersignals aufgetragen. Da Neutronen ein zeitlich längeres Signal erzeugen, ergeben sich für diese höhere QDC-Werte als für  $\gamma$ -Teilchen. Aus diesem Grund bilden die Neutronen das obere Band im Pulse Shape Diagramm und die  $\gamma$ -Teilchen das untere Band. In Abbildung 2.10 ist diese Situation schematisch aufgezeichnet. Abbildung 2.11, zeigt die die Pulse Shape Diskriminierung eines PSD-Detektors, wobei  $^{252}\text{Cf}$  [1] als Neutronenquelle verwendet wurde.



**Abbildung 2.10:** schematische Darstellung der Pulse Shape Diskriminierung. Im Diagramm ist das Gesamtsignal gegen das Ausläufersignal aufgetragen. Neutronen, die ein größeres Ausläufersignal haben bilden das obere Band. Photonen, die ein kleineres Ausläufersignal haben bilden das untere Band



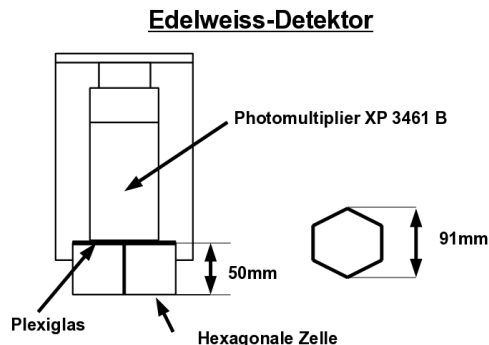
**Abbildung 2.11:** Aufgenommenes Pulse Shape Diskriminierungsspektrum mit einer  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle, die Neutronen und Photonen aussendet. Man erkennt, dass weitgehend getrennte Neutronen- und Photonenband.

### 2.3.3 Pulse Shape Diskriminations Detektoren

Während dieser Diplomarbeit sind zwei verschiedene PSD Detektoren verwendet worden. In diesem Abschnitt wird kurz ihr Aufbau und ihre Funktionsweise vorgestellt. Die verwendeten Detektoren sind für eine schnelle Neutronendiagnostik geeignet, die notwendig ist, um die Experimente durchzuführen. Um dies zu erreichen wird ein Flüssigszintillator in Kombination mit einem Photomultiplier verwendet. Der Flüssigszintillator hat außerdem die Eigenschaft, wie in Kapitel 2.3 theoretisch beschrieben, zwischen Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen unterscheiden zu können.

### 2.3.4 Edelweiss Detektoren

Wie man auf dem linken Bild erkennen kann besitzt der Edelweiss Detektor im vorderen Bereich eine hexagonale Aluminiumzelle mit der Breite von 91 mm und einer Tiefe von 50mm. Die Zelle wird an der Rückseite durch ein aufgeklebtes Glasfenster verschlossen, sodass der verwendete Flüssigszintillator EJ 301 [25] nicht austreten kann. An diese Glasschiebe wird der Photomultiplier XP 3461 B. [20] mit einer Tubegröße von 3" bündig befestigt. Die Halterungskonstruktion für den Photomultiplier wird von einer PVC Umschalung umhüllt, die außerdem dafür sorgt, dass der Detektor lichtdicht betrieben werden kann. Die maximale Betriebsspannung des Photomultipliers beträgt 2000V. Die im Flüssigszintillator erzeugten Lichtsignale werden durch den Photomultiplier über einen Dynodenausgang, der ein positives Signal und einen Anodenausgang, der ein negatives Signal liefert nach außen gegeben. Die Detektoren sind uns vom Lehrstuhl E15 der TUM für eine Strahlzeit freundlicherweise zur Verfügung gestellt worden.



**Abbildung 2.12:** schematischer Aufbau des Edelweiss Detektors. Im vorderen Bereich sieht man die hexagonale Zelle in die der Flüssigszintillator gefüllt wird. Der Edelweissdetektor wird mit einer 3" Photomultiplier betrieben.

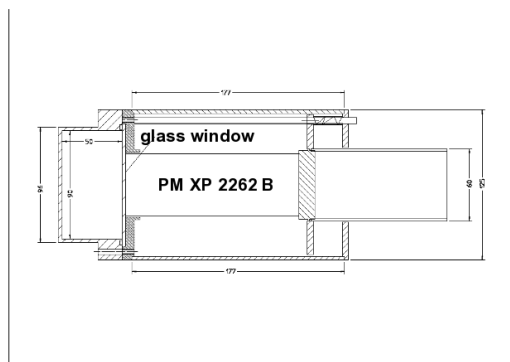


**Abbildung 2.13:** vollständiger Edelweiss Detektor, die graue PVC Abdeckung dient der lichtundurchlässigkeit des Detektors

### 2.3.5 AR-Detektoren

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sind eigene Pulse Shape Diskrimination-Detektoren aufgebaut worden. Diese tragen im weiteren Verlauf den Namen AR plus die Nummer, nach deren Reihenfolge sie zusammengebaut wurden. Die Detektoren entsprechen vom Prinzip her den Edelweiss Detektoren. Der Aufbau wird im folgenden nochmal im Detail vorgestellt.

Die AR Detektoren besitzen im vorderen Bereich eine kreisrunde Aluminiumschale mit einem In-



**Abbildung 2.14:** Konstruktionszeichnung des AR Detektors. Man erkennt im vorderen Bereich, die zu füllende Aluminiumschale und die abschliessende Glasplatte. An ihr wird bündig ein Photomultiplier befestigt, der über eine Halterungskonstruktion in Position gehalten wird.



**Abbildung 2.15:** Hier erkennt man einen fertiggestellten AR-Detektor, die orangene PVC Umhüllung dient dazu den Detektor lichtdicht zu bekommen.

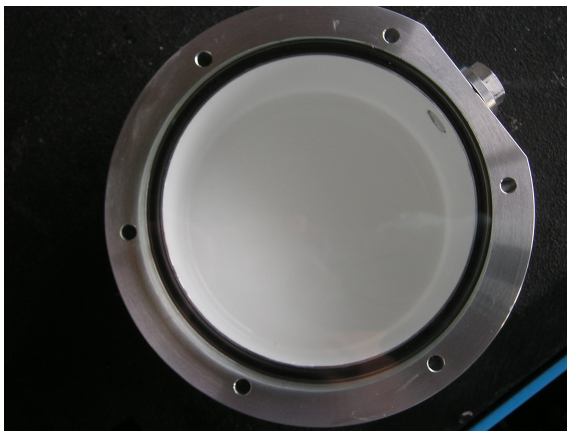
nendurchmesser von 90 mm und einer Tiefe von 50mm. Das Aluminium hat eine Dicke von 3mm. Die Aluminiumschale wird durch eine Glasplatte vom Durchmesser 10cm und einem O-Ring flüssigkeitsundurchlässig abgeschlossen. Der verwendete Gummi O-Ring besteht aus dem Material PERLAST Typ G80A / FFKM 80 und ist beständig gegen die im Szintillator enthaltenen

Lösungsmittel (Xylene und Toluene). Der O Ring (Durchmesser 93mm , Dicke 3mm) befindet sich in einer 2.2 mm Vertiefung, die die Aluminiumschale kreisrund umschließt. Die Glasplatte (Durchmesser 10cm Dicke 3mm) liegt dabei deckend über dem gesamten offenen Bereich der Aluminiumschale und auch über der in der Vertiefung befindlichen O-Ring. Die Glasplatte wird durch ein Gegenstück aus Aluminium mit einer passenden Einfassung mit Hilfe von sechs Schrauben an der Aluminiumschale befestigt, sodass die Glasplatte fest über die Öffnung der Aluminiumschale gedrückt wird. Damit ist die Aluminiumschale flüssigkeitsundurchlässig. An das Glasfenster wird bündig ein 2" Photomultiplier der Typbezeichnung XP 2262 B [20] der Firma Photonis aufgesetzt und mittels einer federgelagerten Halterungskonstruktion aus 3 Messingstangen sicher befestigt. Der Photomultiplier gibt seine Signale über einen Anodenausgang nach außen. Die maximale Betriebsspannung liegt bei 2500 V

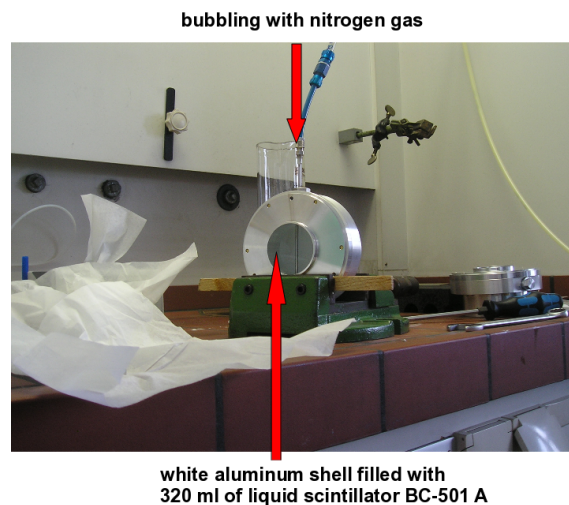
Die Halterungskonstruktion samt Photomultiplier wird mittels einer orangen PVC Ummantelung umüllt und mit Hilfe von schwarzem Klebeband lichtundurchlässig gemacht.

### Aufbau des AR-Detektors

Die Detektoren wurden im Labor zusammengesetzt. Dabei wird zunächst die Innenseite der Aluminiumschalen mit der reflektierenden Farbe BC-622A flächendeckend bestrichen. Die Farbe besteht im wesentlichen aus polyurethan Harzen und ist sehr beständig gegen Aromate, wie sie im Flüssigszintillator BC-501 A vorkommen. Die weiße Farbe wird benötigt um die Lichausbeute im Detektor zu verbessern und die Pulse Shape Diskriminierung zu optimieren. In Abbildung 2.16 erkennt man eine mit reflektierender Farbe ausgemalte Aluminiumschale. Im oberen Bereich erkennt man eine Schraube, diese wird zum Füllen des Detektors mit Szintillator verwendet.



**Abbildung 2.16:** mit reflektierender Farbe ausgemalte Aluminiumschale. Man erkennt im linken Bereich die Schraube zum Befüllen des Detektors. Außerdem erkennt man an der Oberseite der Aluminiumschale die oben angesprochene Vertiefung in dem sich der O-Ring befindet, der die Schale abdichtet.



**Abbildung 2.17:** Mit 370 ml Flüssigszintillator gefüllte Aluminiumschale, die gerade mit Stickstoff gebubbelt wird, um Oxydation im Szintillator zu vermeiden

In Abbildung 2.17 ist die mit einer Glasscheibe verschlossene weiße Aluminiumschale zu sehen. Diese wurde mit ca 320 ml Flüssigszintillator BC 501-A [9] der Firma Bicon befüllt. Der



Name des Detektors	Flüssigszintillator	Reflective Paint	Photomultiplier	PSD-Güte
AR [1]	EJ 301 Eljen Technology	No Paint	Photonis XP 2263 B	schlecht
AR [2]	BC-501 A Saint Gobain Crystals	BC-622 A	Photonis XP 2263 B	gut
AR [3]	BC-501 A Saint Gobain Crystals	BC-622 A	Photonis XP 2263 B	gut
AR [4]	BC-501 A Saint Gobain Crystals	BC-622 A	Photonis XP 2263 B	gut
AR [5]	BC-501 A Saint Gobain Crystals	BC-622 A	Photonis XP 2263 B	gut
AR [6]	BC-501 A Saint Gobain Crystals	BC-622 A	Photonis XP 2263 B	gut

**Tabelle 2.1:** funktionsbereite PSD-Detektoren samt den verwendeten Flüssigszintillatoren und den Photomultipliern

Flüssigszintillator ist identisch mit dem im Edelweiss Detektor verwendeten Szintillator Eljen 301. Danach wird die Aluminiumschale vier Stunden mit Stickstoff gespült um den vorhandenen Sauerstoff aus der Schale zu entfernen und damit zukünftige Oxidations des Flüssigszintillators zu vermeiden. Nach Beendigung der Befüllung und der Stickstoff Spülung, wird die Schale mittels einer Schraube und eines O Rings des Materials PERLAST Typ G80A / FFKM 80 verschlossen. Danach wird, wie oben beschrieben der Photomultiplier samt Halterungskonstruktion und lichtabschliessender PVC Abdeckung montiert. In folgender Tabelle 2.1 sind die während der Diplomarbeit aufgebauten und funktionsbereiten Detektoren aufgezählt.

### 2.3.6 Vergleich der Detektoreigenschaften

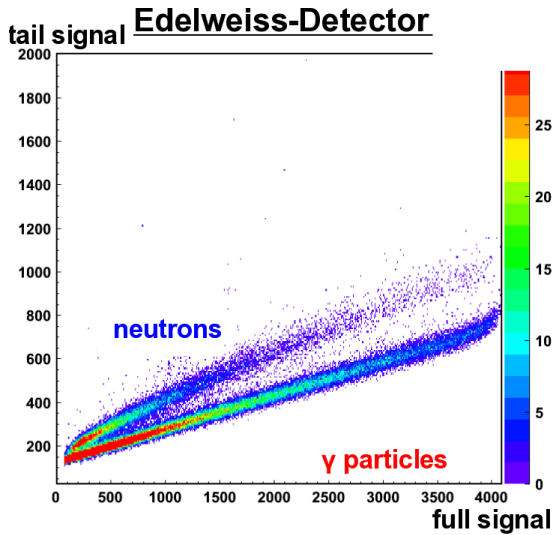


Abbildung 2.18: Spektrum der Pulse Shape Diskriminierung eines Edelweiss Detektors.

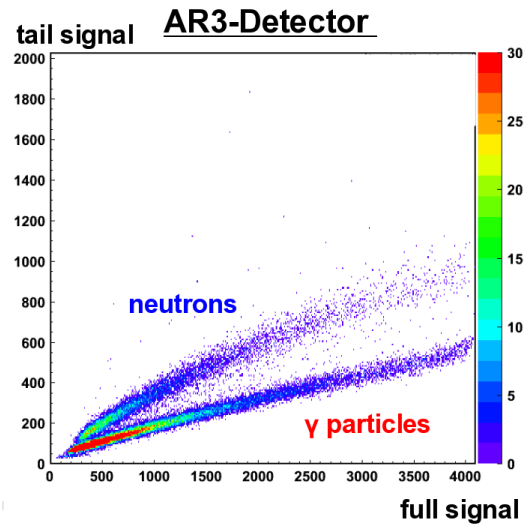


Abbildung 2.19: Spektrum der Pulse Shape Diskriminierung des AR-3 Detektors.

In diesem Abschnitt werden die Pulse Shape Diskriminationsspektren vom Edelweissdetektor mit denen der neu aufgebauten AR-Detektor verglichen. Alle Spektren wurden mit einer  $^{252}\text{Cf}$ -Neutronenquelle [1] aufgenommen. Die Spektren sollen qualitativ miteinander verglichen werden.

In Abbildung 2.18 ist ein Pulse Shape Diskriminationsspektrum des Edelweissdetektors bei einer

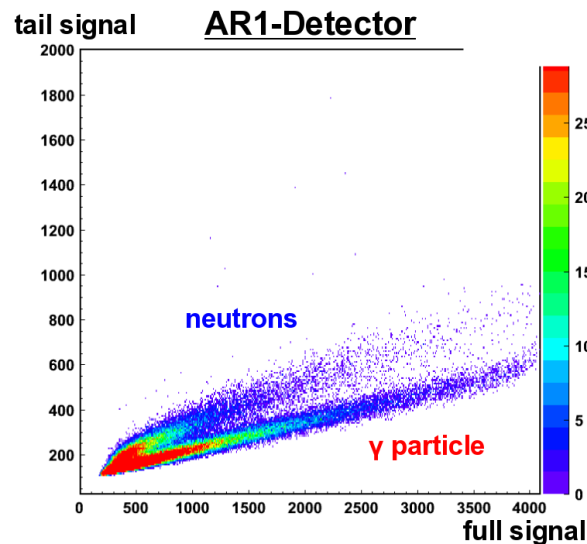


Abbildung 2.20: Spektrum der Pulse Shape Diskriminierung des AR-1 Detektors.

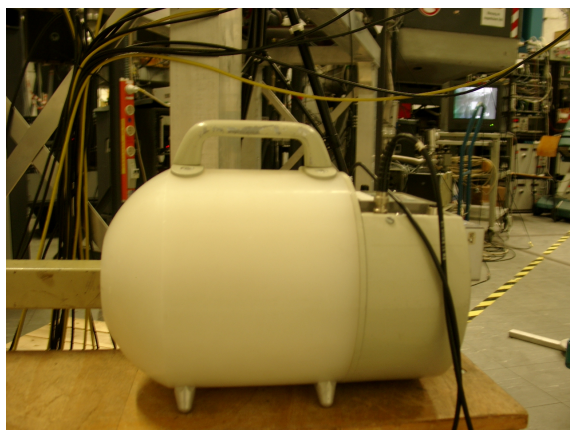
Betriebsspannung von 2000 V zu sehen. Man erkennt im oberen Bereich das erwartete Neutronen- und weiter unten das Photonenband. In Abbildung 2.19 ist ein aufgenommenes PSD-Spektrum des AR-3 Detektors zu sehen. Dieser besitzt, wie der Edelweiss-Detektor, eine mit reflektierender

Farbe beschichtete Aluminiumzelle. Die am Photomultiplier anliegende Spannung betrug 2100 V. Die Pulse Shape Diskriminierung ist in diesem Spektrum gut zu erkennen. Die Trennung von Photonen- und Neutronenband ist bis zu niedrigen Full-Signal-Werten zu erkennen, besser sogar als im Spektrum des Edelweissdetektors. Im weiteren Verlauf spalten sich die Bänder deutlich auf. Die Bänder im Edelweissdetektor scheinen etwas linearer zu verlaufen als die Bänder im AR-3 Detektor. Ansonsten ist die Pulse Shape Diskriminierung im neu aufgebauten AR-3-Detektor gut zu erkennen, sodass mit diesen Detektoren gearbeitet wurde, nachdem die Edelweiss Detektoren wieder zurück gegeben werden mussten.

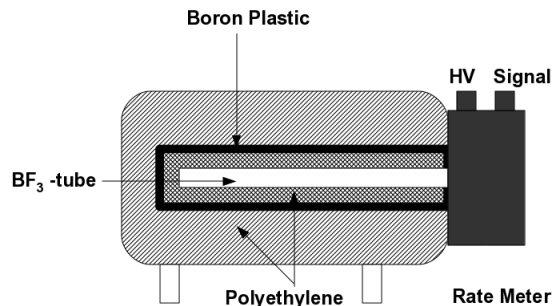
In Abbildung 2.20 ist die Pulse Shape Diskriminierung des AR-1 Detektors zu sehen, diese wurde bei einer Spannung von 2000 V aufgenommen. Wie der Name andeutet, war dies der erste aufgebaute AR-Detektor. Dieser wurde zu Testzwecken ohne reflektierender Farbe mit dem damals zur Verfügung stehenden Flüssigszintillator Eljen 301 gefüllt. Man erkennt dass die Pulse Shape Diskriminierung deutlich schlechter ist als in den Spektren der beiden anderen Detektoren, siehe Abbildung 2.19 und 2.18. Eine Trennung der Bänder ist erst bei dem Wert 1000 des Full Signals zu erkennen. Der Grund für diese schlechte Ergebnisse sind wahrscheinlich die fehlende reflektierende Farbe oder der schon ältere Flüssigszintillator Eljen 301.

Die restlichen aufgebauten Detektoren AR-2 AR-4, AR-5, AR-6, zeigen mit dem AR-3-Detektor vergleichbare Eigenschaften. Dies wird hier nicht weiter behandelt.

## 2.4 $BF_3$ Detektor



**Abbildung 2.21:** Bild des  $BF_3$  Detektors. Der Detektor ist 32.5 cm breit und 21.5 cm. Er wiegt 10.9 kg.

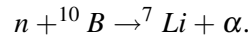


**Abbildung 2.22:** schematischer Aufbau des  $BF_3$  Detektors. Im Inneren befindet sich ein  $BF_3$ -Proportionalzählrohr. Diese ist zur Thermalisierung der Neutronen mit Polyetylene und Borplastik umgeben.

Zur Bestimmung von absoluten Neutronenflüssen wird der  $BF_3$  Detektor AE 2202 der Firma Studsvik [24] verwendet. Auf der linken Seite in Abbildung 2.21 ist ein Bild des Detektors zu sehen. Die Breite beträgt 32.5 cm und die Höhe 21.5 cm. Er wiegt 10.9 kg. Auf der rechten Seite in Abbildung 2.22 ist der schematische Aufbau des Detektors dargestellt. Im Inneren des Detektors befindet sich ein spezielles  $BF_3$  Proportionalzählrohr mit einer sehr hohen Neutronensensivität. Dies ist umgeben von einer Abschirmung aus Polyetylene und Borplastik. Die Abschirmung hat einen moderierenden Einfluss auf die Neutronen. [24]

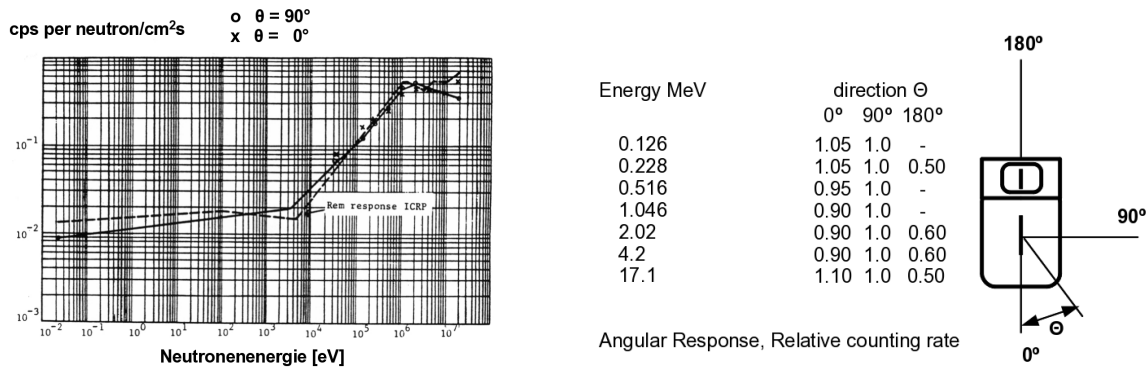
Der Vorteil des  $BF_3$ -Gases ist der hohe Wirkungsquerschnitt des  $^{10}B$  a,  $\sigma_{n,\alpha} = 3080b$  für den Einfang

thermalisierter Neutronen. Der Einfang läuft über folgende Reaktion ab:



Die erzeugten Reaktionspartner  ${}^7\text{Li}$  und  $\alpha$ -Teilchen haben Energien in der Größenordnung von 1 MeV und hinterlassen deutlich höhere Signale im Zählgas als die ankommende  $\gamma$ -Strahlung. Für jedes detektierte Neutron sendet der Detektor einen gleich hohen Puls von -3.5 Volt nach außen.

Die Verwendung des  $\text{BF}_3$ -Zählers zum Neutronennachweis stellt die Möglichkeit bereit, sehr effizient gegen den  $\gamma$ -Hintergrund zu diskriminieren. Der  $\text{BF}_3$ -Detektor wird bei einer Spannung von +2200 V betrieben. Die Detektorsensitivität ist so eingestellt, dass eine Pulsrate von 3.6 cps einen Neutronendosis von  $1 \frac{\text{mrem}}{\text{h}}$  entsprechen. [24] Der Detektor ist dabei insensitiv bis zu einer  $\gamma$ -Strahlung der Größenordnung von  $200 \frac{\text{R}}{\text{h}}$ . Dies entspricht einer Strahlenmenge von 2 Sievert pro Stunde.



**Abbildung 2.23:** Kalibrationstabelle für  $\text{BF}_3$ - Detektor.

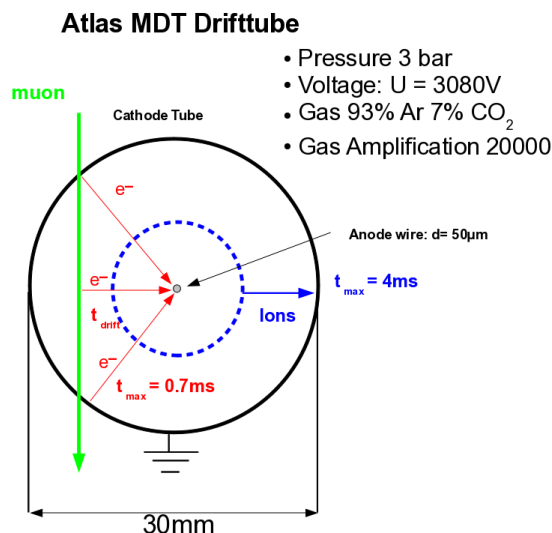
**Abbildung 2.24:** Richtungsabhängigkeit des  $\text{BF}_3$ - Detektor.

Der Detektor ist wie oben beschrieben von moderierendem Material umgeben, dies hat zur Folge, dass ein gewisser Zeitraum für das Abbremsen und die Diffusion der Neutronen benötigt wird. Die Konsequenz ist, dass ein Zeitraum von  $60 \mu\text{s}$  benötigt wird, bis der Neutronenausbruch vom Detektor erkannt wird. [24]

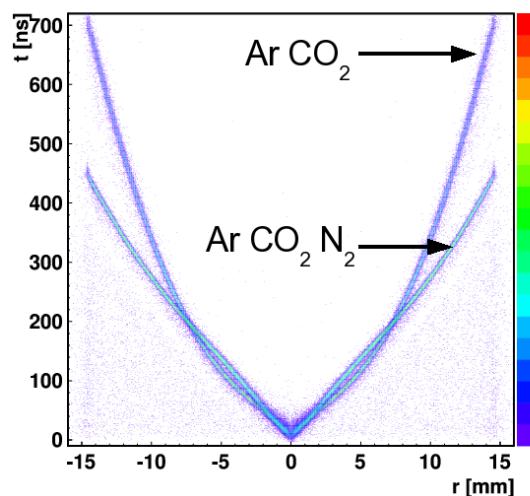
Da die Effizienz des Detektors von der Energie der eintreffenden Neutronen abhängt, muss man den Kallibrationsfaktor für die passende Energie und Richtung des Detektors zur Strahlachse betrachten und aus dem aus dem Effizienzdiagramm 2.23 des  $\text{BF}_3$ -Zählers herauslesen. Wie man in Abbildung 2.24 erkennen kann, ist der  $\text{BF}_3$  Detektor im wesentlichen nicht richtungsabhängig vom Winkel  $\theta = 0$  bis  $\theta = 90$  für einen Energiebereich von 0.025-17 MeV. Jedoch sollte die  $\theta = 90$  Position bevorzugt verwendet werden. Abweichung von der idealen Antwortrate von 3.6 cps ist in Abbildung 2.24 angegeben.

Der Detektor ist sogar für gepulste Strahlung einsetzbar, jedoch nur bis Frequenzen der Größenordnung von  $2 \cdot 10^4 \text{Hz}$ . [24] Aus diesem Grund wird dieser  $\text{BF}_3$ -Detektor bei unseren Flugzeitmessungen am MLL nicht verwendet, da die Frequenz der Pulsung in der Größenordnung von 5MHz ( $5 \cdot 10^6 \text{Hz}$ ) und damit außerhalb des akzeptablen Bereichs für den Studsvik AE 2202 D Detektor ist.

## 2.5 Atlas Driftrohre



**Abbildung 2.25:** Aufbau und Funktionsprinzip eines Atlas Driftrohres. Das ATLAS Driftrohr besteht aus einer Aluminiumhülle in dessen Mitte ein Zählrohr gespannt ist. Das Rohr ist mit dem Driftgas Ar: $\text{CO}_2$  93:7% bei einem Druck von 3000mbar gefüllt. Die am Draht anliegende Spannung beträgt 3080 V.



**Abbildung 2.26:** Vergleich der Driftzeitspektren der Driftgase Ar: $\text{CO}_2$  93:7% und Ar: $\text{CO}_2$ : $\text{N}_2$  96:3:1%

Die im ATLAS Experiment verwendeten Driftrohre besitzen eine 0.4 mm dicke Aluminiumwand und weisen einen Aussendurchmesser von 30 mm auf. Im Zentrum des Rohres ist ein goldbeschichtete Draht mit einem Durchmesser von  $50\mu\text{m}$  gespannt, der aus einer Wolfram Rhenium Legierung (Verhältnis (97:3) besteht. Der Draht ist an den Rohrenden elektrisch isoliert gegen die Rohrwand befestigt. Die Driftrohre werden mit einem Gasgemisch Ar: $\text{CO}_2$  93:7% bei einem Druck von 3000mbar betrieben. Der Draht wird gegenüber der Rohrwand auf ein positives Potential von 3080 V gesetzt. Fast im gesamten Gasvolumen des Driftrohres herrscht der Proportionalbereich. Durch ionisierende Teilchen, wie beispielsweise einem Myon, werden Elektronen von den positiven Atomrümpfen getrennt und driften in Richtung Draht. Die Elektronen erzeugen dabei aus dem Weg keine weiteren Elektron Ion Paare.

In Unmittelbare Nähe zum Draht ist die Feldstärke des radialsymmetrischen Drahtes so groß, dass es zu einer proportionalen Gasverstärkung kommt. Die Gasverstärkung erreicht dabei einen Wert von 20000. Damit wird am Draht ein messbares Signal erzeugt. Ist der Zeitpunkt des Durchgangs des Myons bekannt so kann anhand der Driftzeit, der Zeitspanne zwischen Myondurchgang und Beginn des Detektorsignals der geometrische Abstand zwischen Myonspur und Draht bestimmt werden.

In Abbildung 2.26 [17] sind die Driftzeitrelationen, der Driftgase Ar: $\text{CO}_2$  93:7% und Ar: $\text{CO}_2$ : $\text{N}_2$  96:3:1% zu sehen. Ar: $\text{CO}_2$  93:7% ist das derzeit in den ATLAS Myon Detektoren verwendete Standard Driftgas. Beim zukünftigen LHC Upgrade und der damit verbundenen höheren Strahlung wird nach einem alternativen Driftgas gesucht, dabei erscheint die Gasmischung Ar: $\text{CO}_2$ : $\text{N}_2$  96:3:1% eine vielversprechende Alternative zu sein, den wie man an Abbildung 2.26 sehen kann, zeigt Ar: $\text{CO}_2$ : $\text{N}_2$  96:3:1% eine linearere Driftzeitrelation als Ar: $\text{CO}_2$  93:7% und ist 35% schneller als Ar: $\text{CO}_2$  93:7%. Bei den Alterungsstudien an ATLAS Driftrohre wurden beide Gasmischungen auf

ihr Alterungsverhalten hin untersucht. Dies wird in Kapitel 4.1 beschrieben.

## Kapitel 3

# Erzeugung hochenergetischer Neutronen

Alle Experimente, die mit der Erzeugung von hochenergetischen Neutronen zusammenhängen, sind am Strahlplatz I-60, des MLL Laboratorium durchgeführt worden. Die Energien der Neutronen wurden mittels Flugzeitmessung bestimmt. Aus diesem Grund wurde mit einem gepulsten Strahl, der eine Zeitstruktur aufwies, wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, gearbeitet. Die gemittelten Strahlströme bewegen sich beim gepulsten Strahl und einer Untersetzung von  $2^6$  in der Größenordnung von  $5 \text{ nA}$ . Zur Erzeugung von Neutronen wurden Reaktionen mit unterschiedlichen Ionenarten verwendet. Der Aufbruch von Deuteronen der Energie  $20 \text{ MeV}$  wurde an festen Targetfolien aus Beryllium, Kohlenstoff und Tantal untersucht. Im zweiten Experiment wurden  $\alpha$ -Teilchen der Energie  $30 \text{ MeV}$  verwendet, die mit denselben festen Targetfolien wechselgewirkt haben. Im weiteren Verlauf des Kapitels werden beide Reaktionen vorgestellt, sowie die erreichbaren Neutronenenergien und Neutronenflussdichten bestimmt.

### 3.1 Die Deuteronen-Aufbruch-Reaktion

#### 3.1.1 Motivation für die Deuteronen-Aufbruch-Reaktion

Deuteronen haben eine kleine Bindungsenergie von nur  $E_B = 2.2 \text{ MeV}$  zwischen Neutron und Proton. Die Erwartung ist, wenn Deuteronen mit der Energie von  $20 \text{ MeV}$  auf feste Targetfolien treffen, diese innerhalb des Kernpotentials aufbrechen und dadurch hochenergetische Neutronen mit Energien von bis zu  $20 \text{ MeV}$  entstehen.

Geht man von der Annahme aus, dass der Aufbruch der Deuteronen im Coulomb Potential des Targetkerns geschieht [4], so spricht man vom reinen Coulomb Aufbruch. Hierbei wird das Deuteron durch das Coulomb Potential des Kerns abgebremst und bricht bei einem Radius  $R_B$  auseinander. Das Proton und Neutron bekommen jeweils die Hälfte der verfügbaren Energie, wobei das Proton beim Verlassen des Coulombpotentials wieder beschleunigt und das Neutron seine Energie nicht wieder erhöht. Diese Situation wird durch folgende Formel beschrieben.

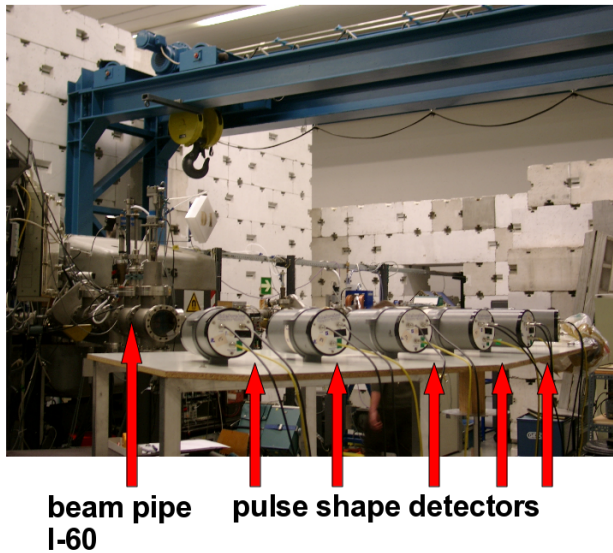
$$E_n = \frac{1}{2} \cdot (E_d - \frac{Ze^2}{R_B} - E_B) \quad (1a)$$

und

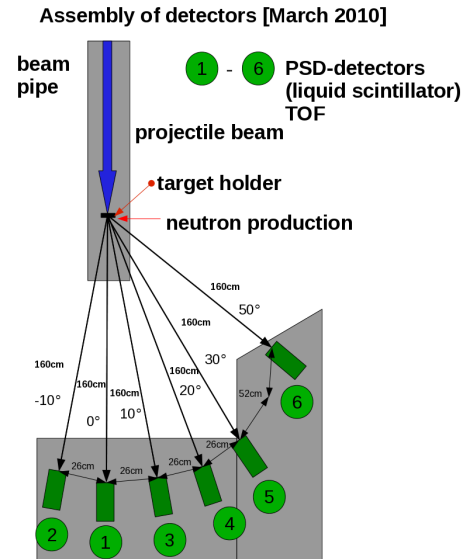
$$E_p = \frac{1}{2} \cdot (E_d + \frac{Ze^2}{R_B} - E_B) \quad (1b)$$

### 3.1.2 Experimenteller Aufbau für die Deuteronen-Aufbruch-Reaktion

#### Strahlplatz I -60



**Abbildung 3.1:** Bild vom Strahlplatz I-60, im Hintergrund erkennt man das Strahlrohr, im Vordergrund die sechs PSD Detektoren zur Neutronendiagnostik. Diese sind auf einem Tisch unter verschiedenen Winkeln auf Strahlhöhe montiert.



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus, die Neutronenproduktion findet am Targethalter durch Wechselwirkung des Deuteronenstrahls mit verschiedenen Festkörpertargets statt. Die PSD Detektoren befinden sich alle im gleichen Abstand zur Targetleiter.

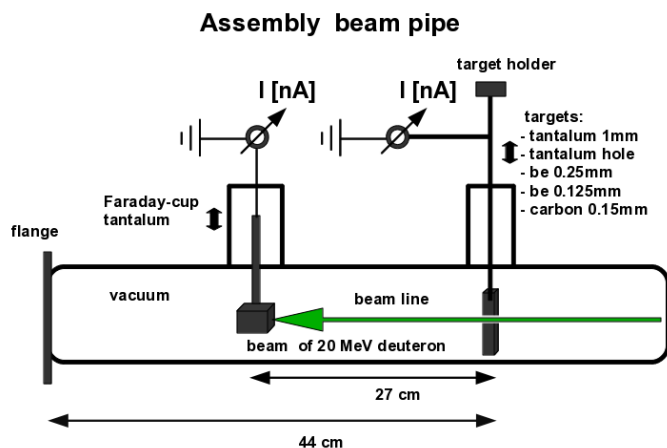
In Abbildung 3.1 erkennt man den Versuchsaufbau zu den Deuteronen-Aufbruch-Reaktionen am Strahlplatz I-60. Im Hintergrund des Bildes ist das Strahlrohr zu erkennen. Im Vordergrund erkennt man die Edelweiss Pulse Shape Detektoren, diese sind verantwortlich für die schnelle Identifikation von Neutronen. Die Pulse Shape Detektoren sind auf einem Tisch montiert, so dass die Detektoren sich auf Strahlhöhe befinden. Während der Experimente zum Deuteronen-Aufbruch waren 6 PSD-Detektoren im Betrieb, die unter den Winkeln  $-10^\circ$  bis  $+50^\circ$  aufgebaut waren. Die Detektoren 2 und 5 (siehe Abbildung 3.2) funktionierten nicht zuverlässig und wurden daher bei der Analyse vernachlässigt. Der Abstand der PSD Detektoren zum Erzeugungsort der Neutronen beträgt 163 cm. Am Entstehungsort der Neutronen befindet sich eine Targetleiter im Strahlengang, diese wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

#### Strahlrohr I -60 für Deuteronen-Aufbruch-Reaktion

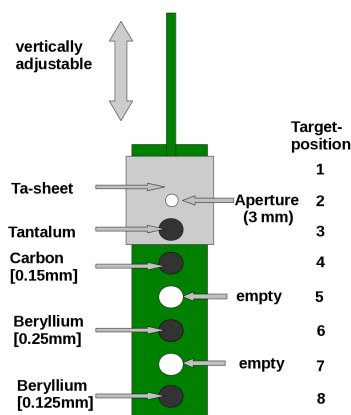
Das Strahlrohr am Experimentierplatz I -60 beinhaltet drei wichtige Bestandteile, die Targetleiter, den Faraday Cup und den Austrittsflansch, der das Strahlrohr abschließt (Abbildung 3.3).

Die Targetleiter ist der Wechselwirkungspunkt zwischen den 20 MeV Deuteronen und den Targetfolien. Hier werden die Neutronen und Photonen erzeugt. Die Targetleiter besitzt 8 Targetpositionen,





**Abbildung 3.3:** Schematischer Aufbau des Strahlrohres: die wichtigen Bestandteile sind der Austrittsflansch, der Faraday Cup und der Targethalter.



**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung der Target-Leiter, diese ist mit verschiedenen Targets besetzt. Der Targethalter ist höhenverstellbar. Die leeren Positionen sind zum Teil von den überlappenden Berylliumtargets bedeckt.

die von oben nach unten durchnummeriert werden (Abbildung 3.4)

- Die ersten drei Targetpositionen werden von einer 1mm dicken Tantalplatte besetzt, bei Targetposition 2 befindet sich ein Loch mit 3 mm Durchmesser, das wird als Blende zur optimalen Einstellung des Ionenstrahls verwendet.
- auf Position 4 befindet sich ein Kohlenstofftarget der Dicke 0.15 mm
- auf Targetposition 8 befindet sich ein Berylliumtarget der Dicke 0.125 mm
- Die Positionen 5 und 7 waren beim Experiment zum Deuteronen-Aufbruch nicht belegt.

Die Targetleiter ist höhenverstellbar, sodass die verschiedenen Targetpositionen einzeln in den Strahlengang gesetzt werden können. Außerdem ist es möglich an der Targetleiter den Strahlstrom zu messen, da diese isoliert eingebaut wurde, siehe Abbildung 3.3.

Der Faraday Cup (FC) ist ein massiver Metallblock, in diesem Fall aus dem Element Tantal, der sich 27 cm hinter der Targetleiter befindet. Der FC hat zwei Aufgaben, zum einen stoppt er den Ionenstrahl und zum anderen wird der Strahlstrom an ihm gemessen.

Am Ende des Strahlrohres befindet sich ein Flansch mit einem Austrittsfenster, das während der Deuteronen-Aufbruch-Strahlzeit durch eine  $50 \mu\text{m}$  dicke Kaptonfolie gebildet wurde. Innerhalb des Strahlrohres herrscht ein Vakuum in der Größenordnung  $1 \cdot 10^{-5}$  mbar

### Ionen-Strahl-Diagnostik

Das Ziel der Ionen-Strahl-Diagnostik ist den Teilchenstrahl so einzustellen, dass die Targetfolien mittig getroffen werden. Um den Strahl optimal einzustellen, sind folgende Vorrichtungen im Strahlrohr enthalten:

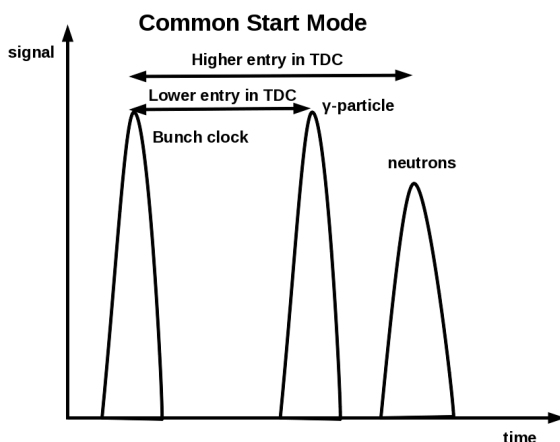
- 3 mm Blende im Tantal Blech auf Targetposition 2 mit Strommessung an der Targetleiter
- Faraday Cup, als Strahlstopper und zur Messung des Strahlstroms

Um den Strahl auf optimale Position zu bringen, wird zunächst die Targetleiter komplett aus dem Strahlrohr gefahren, sodass der Ionenstrahl ohne vorherige Wechselwirkung auf den Strahlstopper trifft. Am Faraday Cup wird der Strahlstrom gemessen, der gemessene Wert wird als Referenz für die optimale Einstellung des Ionen-Strahls verwendet.

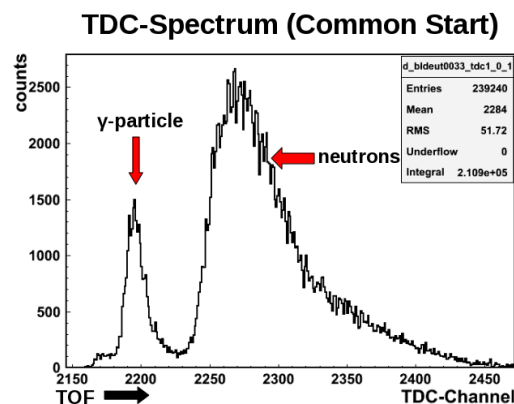
Als zweiter Schritt wird die 3 mm Blende, also Targetposition 2, auf Sollhöhe des Teilchenstroms in das Strahlrohr eingefahren und der an der Targetleiter anliegende Strahlstrom gemessen. Ist dieser von Null verschieden, so trifft der Teilchenstrahl nicht optimal durch das 3 mm Loch.

Jetzt ist es die Aufgabe, den Ionenstrahl, mit Hilfe von Quadrupollinsen und Ablenkmagneten in  $x$  und  $y$  Richtung, die im Strahlgang integriert sind, so zu verschieben, dass der gemessene Strom an der Targetleiter 0 wird und gleichzeitig der gemessene Strahlstrom am Faraday Cup wieder auf den oben festgelegten Referenzwert steigt. Ist diese Konfiguration erreicht, so trifft der Teilchenstrahl genau durch die 3 mm Blende, und die in der Halterung befindlichen Targetfolien können mittig getroffen werden.

### 3.1.3 Flugzeit-Messung im Common Start Mode



**Abbildung 3.5:** Prinzip des Common Start Mode, die Zeiten werden relativ zur Bunch Clock aufgezeichnet. Niedrige TDC Einträge stellen schnelle Teilchen dar, hohe TDC Einträge stellen im Vergleich dazu langsame Teilchen dar.



**Abbildung 3.6:** TDC-Spektrum im Common Start Modus, die Zeitachse geht von links nach rechts der erste Peak stellt  $\gamma$ -Teilchen dar. Der zweite Peak Neutronen.

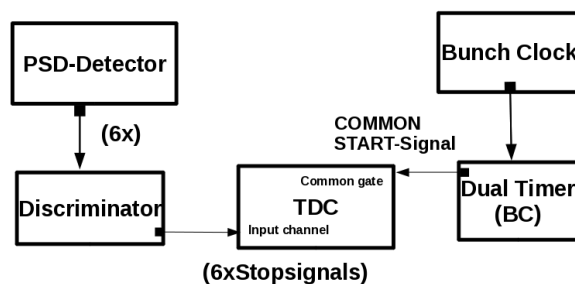
Die Messungen zum Deuteronen-Aufbruch sind im so genannten Common Start Modus des TDC<sup>1</sup> durchgeführt worden. Wir verwendeten bei allen Messungen den TDC, Mod V775N der Firma CAEN mit 16 Eingangskanälen. Im Common Start Modus wird die Datenaufnahme des TDC durch das Pulssignal, die Bunch-Clock, gestartet. Relativ zu diesem Startpuls werden die Signale aus den PSD-Detektoren aufgezeichnet.

In Abbildung 3.5 ist das Prinzip des Common Start Modus dargestellt. Signale mit niedrigem TDC-Eintrag sind relativ zum Startpuls nach kurzer Zeit an den Detektoren angekommen. Diese werden

<sup>1</sup>Time to Digital Converter

durch die mit Lichtgeschwindigkeit fliegenden  $\gamma$ -Teilchen verursacht. Detektorsignale mit hohem TDC-Eintrag sind relativ zum Startsignal später angekommen und stellen damit die erzeugten Neutronen dar. In Abbildung 3.6 ist ein aufgezeichnetes TDC -Spektrum zu sehen, die Zeitachse geht von links nach rechts.

**Schematic diagram of TOF (COMMON Start)**



**Abbildung 3.7:** Elektronik für Common Start-Modus. Das Pulsungssignal gibt den Startpuls für die Datenaufnahme, die Detektorsignale geben das Stoppsignal

In Abbildung 3.7 ist die elektronische Verschaltung für den Common Start Modus dargestellt. Das Pulsungssignal, die Bunch Clock wird auf eine Timing Unit (Dual Timer) gegeben. Mit der Timing Unit wird die Bunch Clock zeitlich vor die ankommenden Detektorsignale geschoben, wodurch sie als Startsignal für die Messung fungiert. Dieses verschobene Startsignal wird auf den Common Gate Eingang des TDC gegeben. Gleichzeitig werden die Signale der verschiedenen PSD Detektoren über einen Diskriminator an die verschiedenen Eingangskanäle des TDC gegeben.

### 3.1.4 Spektren der Deuteronen-Aufbruch-Reaktion

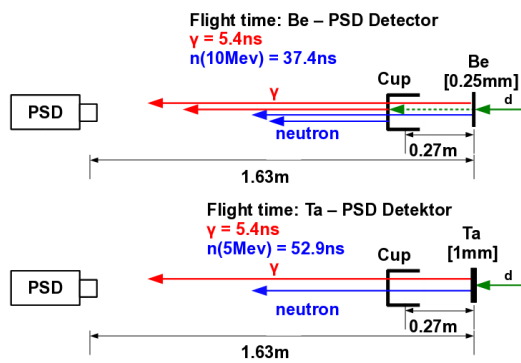
Im Abbildung 3.8 ist schematisch die Wechselwirkung der Deuteronen im Strahlrohr dargestellt, wobei der Faraday Cup eingefahren ist. Im oberen Teil von Abbildung 3.8 treffen die Deuteronen mit einer Energie von 20 MeV auf die Berylliumfolie der Dicke 0.25 mm, die sich in der Targetleiter im Strahlrohr I-60 befindet. An diesem Ort werden durch Deuteronen-Aufbruch Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen erzeugt.

Die Berylliumfolie ist jedoch nicht dick genug, um den Deuteronenstrahl vollständig zu stoppen. Der nicht wechselwirkende Anteil der Deuteronen durchdringt die Berylliumfolie und fliegt weiter bis zum Faraday Cup. Der Energieverlust von 20 MeV Deuteronen in Beryllium beträgt<sup>2</sup>  $6.974 \frac{\text{MeV}}{\text{mm}}$ . Bei der hier vorhandenen Dicke von 0.25 mm verliert das Deuteron die Energie von ca. 1.74 MeV. Die Deuteronen, die die Folie durchdringen, haben damit noch eine Restenergie von etwas weniger als 18.26 MeV. [28]

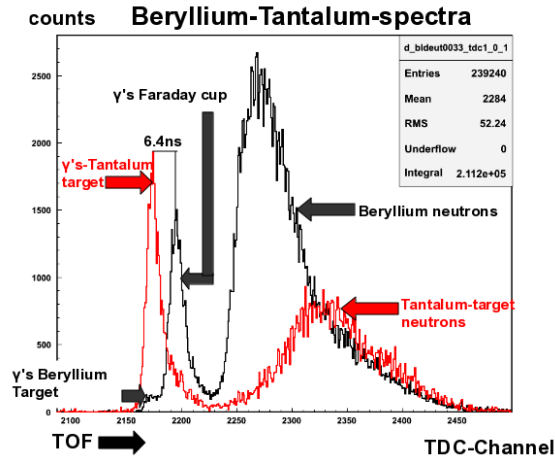
Am Faraday Cup wird der Deuteronenstrahl gestoppt und wechselwirkt dabei mit dem aus Tantal bestehenden Strahlstopper. An diesem Ort werden ebenfalls durch Deuteronen-Aufbruch Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen erzeugt. Das Ergebnis ist, dass es beim Deuteronen-Aufbruch an der Berylliumfolie 2 Orte gibt, an denen Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen entstehen. Entsprechendes gilt für alle Berylliumfolien und den Kohlenstoff der Dicke 0.15 mm

In Abbildung 3.9 ist ein TDC-Spektrum dargestellt. Die  $x$ -Achse stellt die Zeitinformation in TDC-Kanälen dar, wobei ein TDC Kanal 0.3 ns entspricht. Die  $y$  Achse gibt die Häufigkeit, der ankomm-

<sup>2</sup>Berechnet mit SRIM



**Abbildung 3.8:** Wechselwirkung des Deuteronenstrahls mit zwei verschiedenen Targets. Der Cup besteht aus Tantal.



**Abbildung 3.9:** TDC-Spektrum vom Beryllium und Tantal Target beim Deuteronenaufbruch.

menden Teilchen zu den verschiedenen Zeiten an.

Die schwarze Kurve repräsentiert die oben beschriebene Situation der Wechselwirkung der Deuteronen, wenn die Berylliumfolie im Strahlengang sitzt. Am Anfang des schwarzen Spektrums ist ein kleines Plateau zu erkennen dies sind, beim Deuteronen-Aufbruch am Beryllium, also am Targethalter entstandene  $\gamma$ -Teilchen.

Der danach folgende Peak in der schwarzen Kurve wird am 27 cm weiter hinten liegenden Faraday Cup erzeugt. Dies sind ebenfalls  $\gamma$ -Teilchen, die jedoch am Ort des Strahlstoppers entstanden sind. Es ist deutlich zu erkennen, dass hier wesentlich mehr  $\gamma$ -Teilchen erzeugt werden als an der Berylliumfolie.

Der große Peak bei Kanal 2300 stellt die entstandenen Neutronen aus der Wechselwirkung der Deuteronen mit dem Beryllium und dem Strahlstopper dar. Dieser Peak zeigt auf der linken Seite einen steilen Anstieg und auf der rechten Seite einen exponentiellen Abfall. Das Verhalten auf der rechten Seite des Neutronenpeaks wird gebildet, durch die Überlagerung der niederenergetischen Neutronen aus dem Deuteronen Aufbruch mit den Neutronen aus dem Tantalboden des Faraday Cup, siehe das folgende Kapitel 3.1.6.

Um die in der schwarzen Kurve dargestellte Zuordnung der Peaks zu verifizieren, wird das Tantaltarget der Dicke 1 mm in den Strahlengang gefahren. Im unteren Teil der Abbildung 3.8, ist schematisch die Wechselwirkung der Deuteronen mit diesem Target dargestellt. Das Tantal ist so dick gewählt, dass der Teilchenstrahl in diesem Target gestoppt wird und deshalb keine Deuteronen mehr am Faraday Cup ankommen. Die Reichweite von 20 MeV Deuteronen im Tantal beträgt  $396,5 \mu\text{m}^3$  [28]. Die Deuteronen durchdringen die 1 mm dicke Tantalplatte daher nicht. Es gibt in diesem Fall nur einen Erzeugungsort der Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen, die Targetleiter.

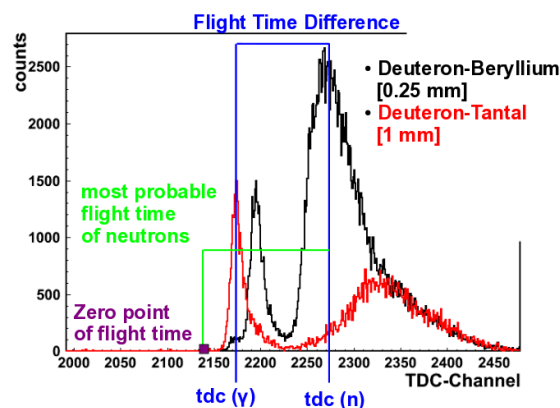
Die gerade beschriebene Situation wird in Abbildung 3.9, durch das rote Spektrum, dargestellt. Die Deuteronen werden am Target gestoppt und erzeugen Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen. Der erste rote Peak stellt die entstandenen  $\gamma$ -Teilchen dar. Der Peak befindet sich beim gleichem TDC-Kanal (2165), wie das kleine Plateau der  $\gamma$ -Teilchen, die an der Berylliumfolie erzeugt werden. Er ist also am Ort der Targetleiter erzeugt worden.

Der zeitliche Abstand des  $\gamma$ -Peaks aus der roten Kurve, zum  $\gamma$ -Peak des Faraday Cups der schwarzen

<sup>3</sup>Berechnet mit SRIM

Kurve beträgt 6.4ns. Dies entspricht der Flugzeit (6.5ns) der Deuteronen der Energie 18.26 MeV für 27 cm, die die Berylliumfolie mit einem Energieverlust von ca 1.74 MeV durchdrungen haben. Im hinteren Bereich der roten Kurve erkennt man die am Tantaltarget erzeugten Neutronen. Diese kommen im Vergleich zu den Neutronen aus dem Beryllium später am Detektor an, obwohl sie am selben Ort erzeugt wurden. Der Grund hierfür ist das höhere Coloumbpotential des Tantals (Kapitel 3.1.1), wodurch die am Tantal erzeugten Neutronen weniger Energie besitzen und daher langsamer sind. [4]

### 3.1.5 Flugzeitmessung



**Abbildung 3.10:** Mit dem TDC kann die Flugzeitdifferenz zwischen Neutronen und Photonen bestimmt werden. Um die wirkliche Flugzeit der Neutronen zu erhalten, muss die Flugzeit der Photonen hinzuaddiert werden.

Aus der in Kapitel 3.1.4 eindeutigen Zuordnungen der verschiedenen Peaks zu ihrer Teilchenart und zu ihrem Entstehungsort, ist die Bestimmung der Energien der erzeugten Neutronen möglich.

Bei der Bestimmung der Energie der Neutronen verwenden wir die Methode der Flugzeitmessung. Diese macht sich die unterschiedlichen Flugzeiten der erzeugten Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen zu Nutze. In Abbildung 3.10 sind die TDC-Spektren des Tantaltargetes (rot) über das Spektrum des Berylliums (schwarz) der Dicke 0.25 mm gelegt. Im TDC-Spektrum wird die Differenz der Flugzeiten der Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen bestimmt. Die Mitte des  $\gamma$ -Peaks, der zum Wechselwirkungspunkt Targetleiter gehört, wird als Nullpunkt der Flugzeitdifferenz der Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen definiert. Hierzu wird der  $\gamma$ -Peak, aus dem Tantal-Deuteronen Spektrum verwendet da dieser, im Vergleich zu dem an der Berylliumfolie erzeugten  $\gamma$ -Peak, deutlicher ausgepägt ist.

Bestimmt man jetzt beispielsweise den zeitlichen Abstand zwischen dem eben definierten Nullpunkt und dem Zeitpunkt, zu dem die meisten Neutronen im Spektrum vorhanden sind (siehe Abbildung 3.10), so stellt dies die Differenz der Flugzeit zwischen diesen Neutronen und den  $\gamma$ -Teilchen dar.

Um die tatsächliche Flugzeit der Neutronen zu bestimmen, muss die Flugzeit der  $\gamma$ -Teilchen zur Flugzeitdifferenz zwischen Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen hinzuaddiert werden. Die erzeugten Photonen fliegen mit Lichtgeschwindigkeit vom Wechselwirkungspunkt, der Targetleiter, zum PSD-Detektor. Für die Strecke von 163 cm benötigen die Photonen 5.4 ns. Damit befindet sich der Nullpunkt für die Flugzeitmessung der Neutronen 5.4 ns oder 21 TDC Kanäle vor der Mitte des Tantal  $\gamma$ -Peaks, wie in Abbildung 3.10 angedeutet.

In Formeln ergibt sich wie folgt:

$$t_{\text{tof}(\gamma)} = \frac{s}{c} \quad (2a)$$

Wobei  $s = 163 \text{ cm}$ , der Abstand von der Targetleiter zum PSD-Detektor und die Lichtgeschwindigkeit  $c = 2.9979 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  ist.

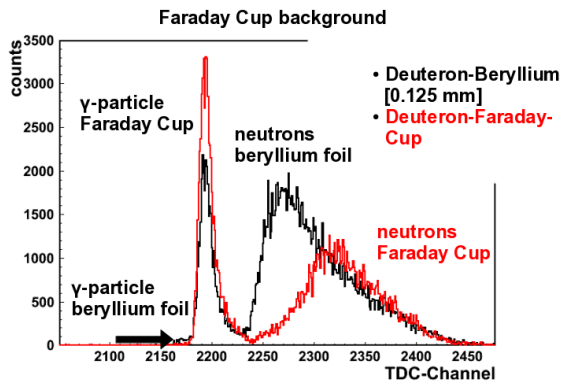
$$t_{\text{TOF}(n)} = |t_{\text{tdc}(\gamma)} - t_{\text{tdc}(n)}| + t_{\text{tof}(\gamma)} \quad (2b)$$

Aus der gemessenen Flugzeit der Neutronen ergibt sich, bei bekanntem Abstand der PSD-Detektoren von 163 cm, die Geschwindigkeit und damit die Energie der erzeugten Neutronen.

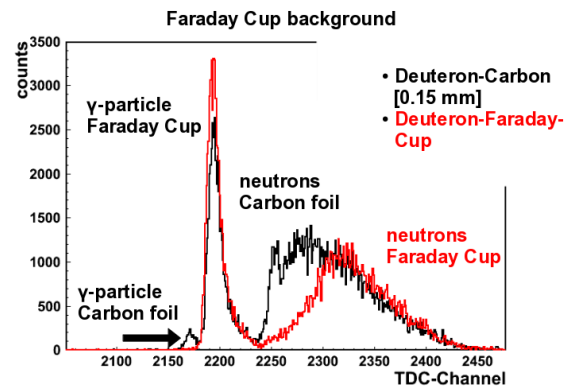
$$v_n = \frac{s}{t_{\text{tof}(n)}} \quad (2c)$$

$$E_n = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v_n^2 = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \frac{s^2}{t_{\text{tof}(n)}^2} \quad (2d)$$

### 3.1.6 Subtraktion der Neutronen vom Faraday Cup



**Abbildung 3.11:** Man erkennt, dass die Neutronen aus dem Faraday Cup Spektrum (rot) den hinteren Anteil des Neutronenpeaks aus der Beryllium Folie 0.125 mm bilden. Der Grund hierfür ist, dass die Deuteronen die Berylliumfolie durchdringen und dann am Faraday Cup Neutronen erzeugen.



**Abbildung 3.12:** Man erkennt, dass die Neutronen aus dem Faraday Cup Spektrum (rot) den hinteren Anteil des Neutronenpeaks aus der Kohlenstofffolie 0.15 mm bilden. Der Grund hierfür ist, dass die Deuteronen die Kohlenstofffolie durchdringen und dann am Faraday Cup Neutronen erzeugen.

In Abbildung 3.11 ist als schwarze Kurve das TDC-Spektrum der Deuteron-Beryllium-Reaktion bei einer Targetdicke 0.125 mm dargestellt. Das darübergelegte rote Spektrum ergibt sich, wenn die Targetleiter aus dem Strahlrohr herausgefahren ist und der Deuteronenstrahl nur mit dem Faraday

Cup wechselwirkt. In Abbildung 3.12 ist als schwarze Kurve das Kohlenstoff-Deuteronenspektrum zu erkennen. Die rote Kurve ist wiederum das reine Spektrum des Faraday Cups. Die Messzeiten der drei aufgenommenen Spektren waren annähernd identisch.

In beiden Spektren erkennt man, dass die  $\gamma$ -Peaks der jeweiligen Spektren genau übereinander liegen und damit von Photonen verursacht werden, die am gleichen Ort entstanden sind. Sie unterscheiden sich jedoch in der Höhe, bedingt durch die unterschiedliche Energie der wechselwirkenden Deuteronen mit dem Faraday Cup. Die Spektren entsprechen einer Gesamtanzahl von 100000 Ereignissen und sind nicht auf Messzeit normiert. Desweiteren erkennt man, dass die Ausläufer der Neutronenpeaks der schwarzen und roten Kurven in beiden Abbildungen überlappen. Dies legt nahe, dass die Ausläufer der Neutronenpeaks, die zu den Beryllium-Deuteronenspektren und den Kohlenstoff-Deuteronenspektren gehören, weitgehend durch am Faraday Cup erzeugte niederenergetische Neutronen entstehen.

Um den Anteil der Faraday Cup Neutronen aus dem Beryllium- und Kohlenstoffspektrum zu eliminieren, und damit nur die Energie der am Beryllium bzw. Kohlenstoff erzeugten Neutronen zu bestimmen, wird folgendes Verfahren angewandt:

Im Faraday Spektrum (rot) wird die Anzahl der Einträge im  $\gamma$ -Peak bestimmt. Bei dieser Messung befand sich kein Target im Strahlengang. Dies ist die Anzahl der  $\gamma$ -Teilchen, die bei Deuteronenbeschuss am Faraday Cup entstehen.

Als zweites wird in den Spektren der dünnen Targets (Beryllium 0.25 mm, 0.125 mm und Kohlenstoff 0.15 mm), wo der Deuteronenstrahl auch mit dem Faraday Cup wechselgewirkt hat, jeweils die Anzahl der Einträge in den am Faraday Cup verursachten  $\gamma$ -Peaks, bestimmt.

Aus den oben bestimmten Peakgehalten wird für jedes Spektrum ein Faktor bestimmt, um den das reine Faraday-Cup Spektrum herunterskaliert wird und im Anschluss von dem jeweiligen Spektrum der entsprechenden Targetfolie abgezogen wird.

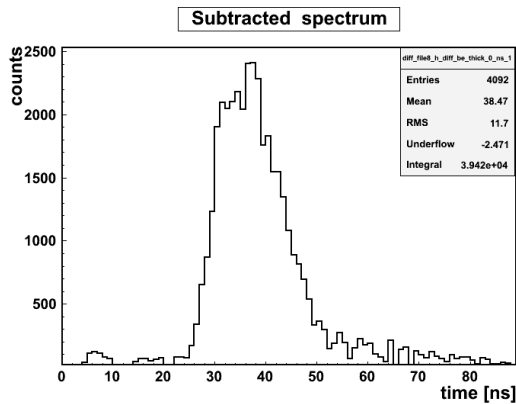
In nachfolgender Tabelle sind die Skalierungsfaktoren für die Spektren der verschiedenen Targets die vom PSD Detektor unter  $0^\circ$  aufgezeichnet wurden, angegeben. Führt man die oben beschriebene

TARGET	POSITION DES DETEKTORS	EINTRÄGE IM $\gamma$ -PEAK	SKALIERUNGSFAKTOR FÜR REINEN FC-SPEKTRUM
Faraday Cup	$0^\circ$	55674	—
Beryllium 0.25mm	$0^\circ$	27518	2.02
Beryllium 0.125mm	$0^\circ$	37077	1.50
Carbon 0.15mm	$0^\circ$	42936	1.29

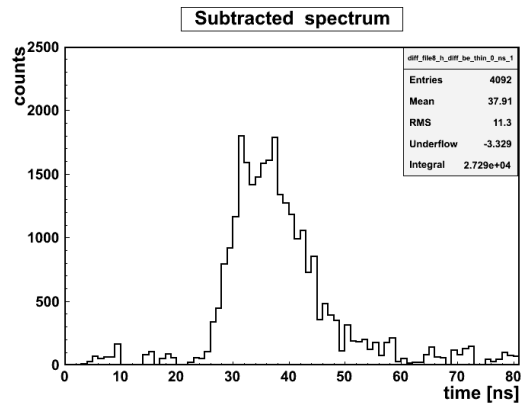
**Tabelle 3.1:** Skalierungsfaktoren für Neutronenspektren aus dem Faraday Cup

Subtraktion mit dem herunterskalierten Neutronenspektrum des Faraday Cups durch, so erhält man folgende reine Neutronenspektren für die verschiedenen Targets.

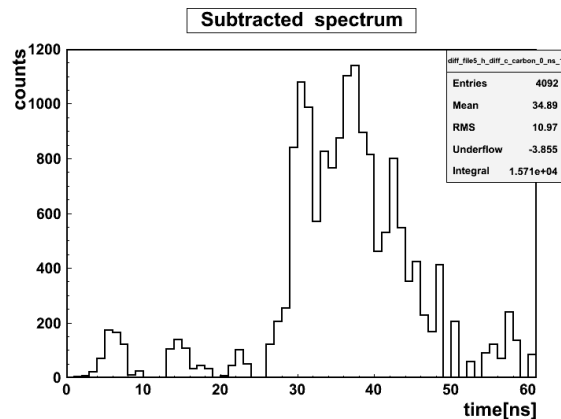
In Abbildung 3.13 und 3.14 sind die beiden um den Anteil des Faraday Cups reduzierten Neutronenspektren aus den beiden Berylliumtargets dargestellt. Neben der Subtraktion des Neutronen-Anteils aus dem Faraday Cup ist die x-Achse in ns skaliert und auf den oben in Kapitel 3.1.5 definierten Nullpunkt der Flugzeitmessung gesetzt worden. In diesem Spektrum erkennt man nun die reine Flugzeit der Neutronen vom Targethalter zum PSD Detektor unter  $0^\circ$ .



**Abbildung 3.13:** Flugzeit der Neutronen aus der Deuterium-Beryllium-Reaktion, 0.25mm, ohne den Anteil der Neutronen aus dem Faraday Cup.



**Abbildung 3.14:** Flugzeit der Neutronen aus der Deuterium-Beryllium-Reaktion, 0.125mm, ohne Neutronen aus dem Faraday Cup.



**Abbildung 3.15:** Neutronen aus Deuterium-Kohlenstoff-Reaktion ohne Neutronen aus dem Faraday Cup.

In Abbildung 3.15 erkennt man das subtrahierte Spektrum der Neutronen aus dem Kohlenstofftarget, wobei ebenfalls die  $x$  Achse auf ns um-skaliert wurde und das Spektrum jetzt die Flugzeit der Neutronen vom Kohlenstofftarget zum PSD Detektor anzeigt.

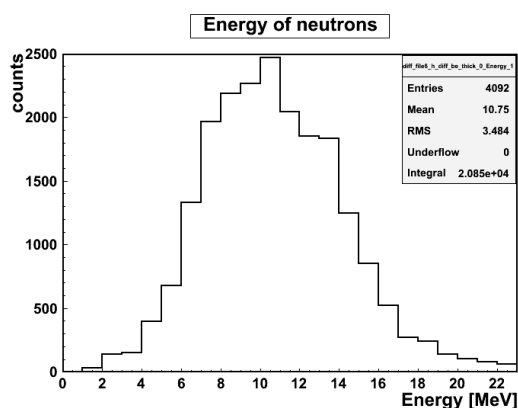
Für das Neutronenspektrum des Tantal ist eine Subtraktion nicht notwendig, da hier keine Deuteronen die Platte durchdringen und deshalb keine Neutronen am Faraday Cup entstanden sind.

### 3.1.7 Energieverteilungen der Neutronen

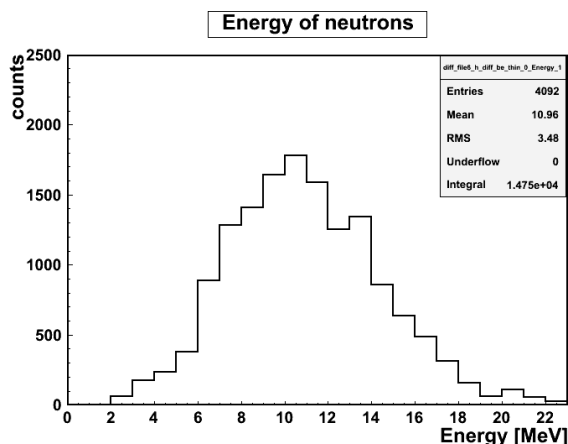
Um die Energieverteilungen der erzeugten Neutronen bei den verschiedenen Targets zu bestimmen, wird die in der  $x$ -Achse enthaltene Zeitinformation in Energie umgewandelt, siehe Gleichung (2d) in Kapitel 3.1.5.

In Abbildung 3.16 und 3.17 erkennt man die Energieverteilungen der an den beiden Berylliumtargets erzeugten Neutronen. Die Energieverteilung beim dickeren Berylliumtarget hat ihr Maximum bei 10.7 MeV, mit einer Halbwertsbreite von 4 MeV. Insgesamt werden Neutronen im Energiebereich 1-20 MeV erzeugt. Entsprechendes erkennt man in Abbildung 3.17, der Energieverteilung des dünneren Berylliumtargets. Außerdem erkennt man, dass der Peakinhalt im Neutronenspektrum in Abbildung 3.17 geringer ist als in Abbildung 3.16. Da die Messzeiten für beide Spektren identisch



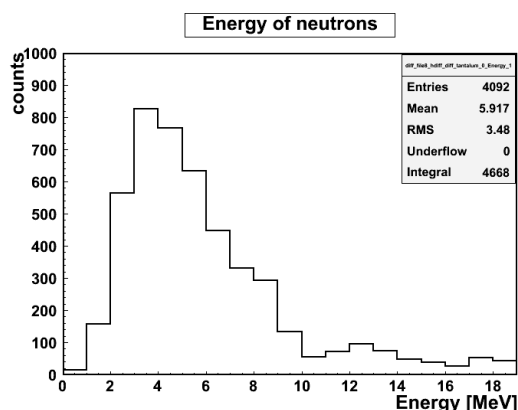


**Abbildung 3.16:** Energieverteilung der entstandenen Neutronen am Beryllium der Dicke 0.25 mm.

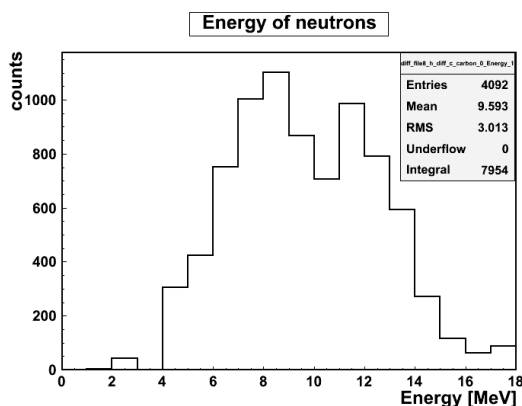


**Abbildung 3.17:** Energieverteilung der entstandenen Neutronen am Beryllium der Dicke 0.125 mm.

waren, kann man hieraus den Schluss ziehen, dass die Anzahl der Neutronen mit der Dicke des Targets zunimmt. Dies wird in Kapitel 3.3 bei der Bestimmung von Neutronenflüssen bestätigt.



**Abbildung 3.18:** Energieverteilung der am Tantal durch Deuteronen-Aufbruch erzeugten Neutronen.

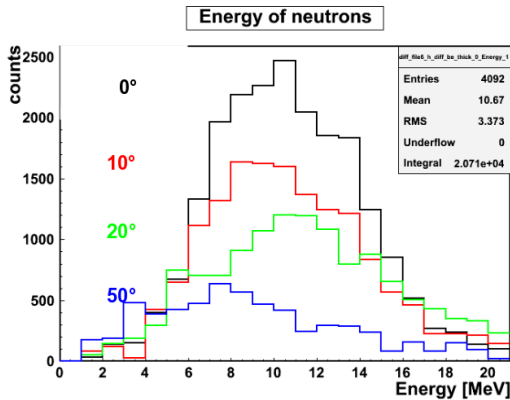


**Abbildung 3.19:** Energieverteilung der am Kohlenstoff durch Deuteronen-Aufbruch erzeugten Neutronen.

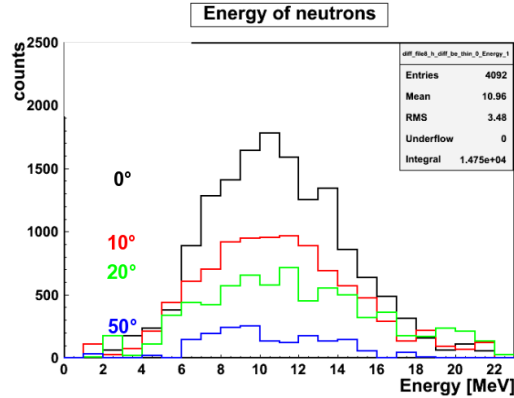
In Abbildung 3.18 ist die Energieverteilung der Neutronen aus der Tantalplatte abgebildet. Man erkennt, dass Maximum der Energieverteilung der Neutronen zu deutlich kleineren Energie verschoben ist und bei 4 MeV peakt, mit einer Halbwertsbreite von 2 MeV. Der Grund für die geringeren Neutronenenergien ist das größere Coloumbpotential bei Kernen mit höheren Kernladungszahlen, Tantal  $Z = 73$  im Vergleich zum Beryllium  $Z = 4$  und Kohlenstofftarget  $Z = 5$ . Dies stimmt mit der Erwartung aus [4] überein.

In der linken Abbildung 3.19 ist die Energieverteilung der Neutronen aus dem Kohlenstoff zu erkennen. Man sieht zwei Peaks, einen im Bereich von 8 MeV den zweiten im Bereich von 12 MeV. Dies könnte die Schalenstruktur des Kohlenstoffs darstellen, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht genauer untersucht.

### 3.1.8 Energieverteilung der Neutronen für verschiedene Winkel



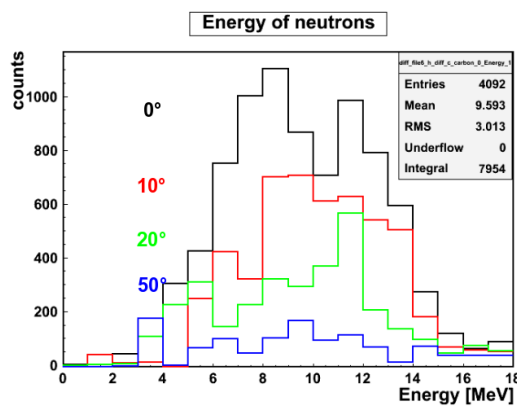
**Abbildung 3.20:** Energieverteilung für verschiedene Winkel, wobei die Neutronen durch Deuteronen-Aufbruch am Beryllium (0.25 mm) erzeugt worden sind.



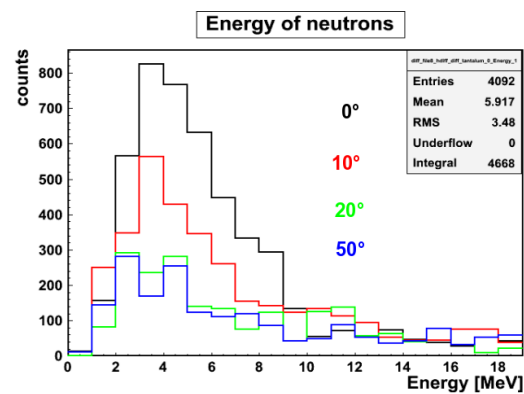
**Abbildung 3.21:** Energieverteilung für verschiedene Winkel, wobei die Neutronen durch Deuteronen-Aufbruch am Beryllium (0.125 mm) erzeugt worden sind.

Die oben beschriebene Bestimmung der Energieverteilungen der Neutronen für die verschiedenen Targets ist für alle funktionierenden PSD Detektoren, also für die Winkel  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $50^\circ$  ausgeführt worden

In Abbildung 3.20 sind die Energieverteilungen der Neutronen, die am Berylliumtarget der Dicke 0.25 mm erzeugt wurden, für die verschiedenen Winkel dargestellt. Es wird deutlich, dass innerhalb des Winkelbereichs von  $20^\circ$  die Höhe der Peaks nur um den Faktor 2 abnimmt, wobei die Energieverteilung der Neutronen unter den verschiedenen Winkeln ähnlich ist. Dies trifft auch für Abbildung 3.21 der Energieverteilung des dünneren Berylliumtargets zu. Hieraus wird ersichtlich, dass homogene Bestrahlungen mit hochenergetischen Neutronen innerhalb von  $\pm 20^\circ$  zur Strahlrichtung durchführbar sind.



**Abbildung 3.22:** Energieverteilung für verschiedene Winkel, wobei die Neutronen durch Deuteronen-Aufbruch am Kohlenstoff erzeugt wurden.



**Abbildung 3.23:** Energieverteilung für verschiedene Winkel, wobei die Neutronen durch Deuteronen-Aufbruch am Tantal erzeugt wurden.

In Abbildung 3.22 ist die Energieverteilung der am Kohlenstoff erzeugten Neutronen zu erkennen.

Man erkennt, dass die Anzahl der hochenergetischen Neutronen innerhalb von  $10^\circ$  um den Faktor 1.6 abnimmt. Bei größeren Winkeln wurden nur eine geringe Anzahl an hochenergetischen Neutronen erzeugt.

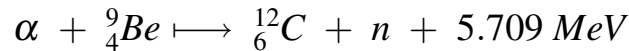
In Abbildung 3.23 wird für die verschiedenen Winkel die Energieverteilung der erzeugten Neutronen am Tantal dargestellt. Innerhalb von  $10^\circ$  nimmt die Höhe des Peaks um den Faktor 1.4 ab. Bei höheren Winkeln sind keine nennenswerte Anzahl an hochenergetischen Neutronen mehr vorhanden.

Man muss bei diesem Spektren beachten, dass die verwendeten PSD Edelweiss-Detektoren nicht untereinander kalibriert waren, und damit unklar ist, wie sensitiv die einzelnen Detektoren unter den verschiedenen Winkeln waren. Aus den Erfahrungen mit der Kalibrierung der AR-Detektoren, siehe Kapitel 3.2.7, kann man davon ausgehen, dass die Unterschiede nicht größer als 30% sind .

## 3.2 Die $\alpha$ -Beryllium-Reaktion

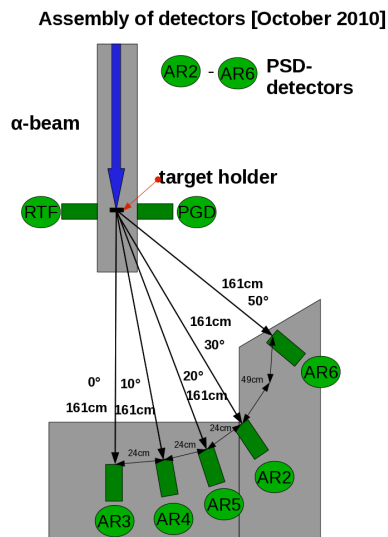
### 3.2.1 Motivation für die $\alpha$ -Beryllium Reaktion.

Die Motivation für die Bestrahlung von Berylliumfolien verschiedener Dicken mit  $\alpha$ -Teilchen der Energie 30 MeV ist durch folgende Reaktion gegeben.

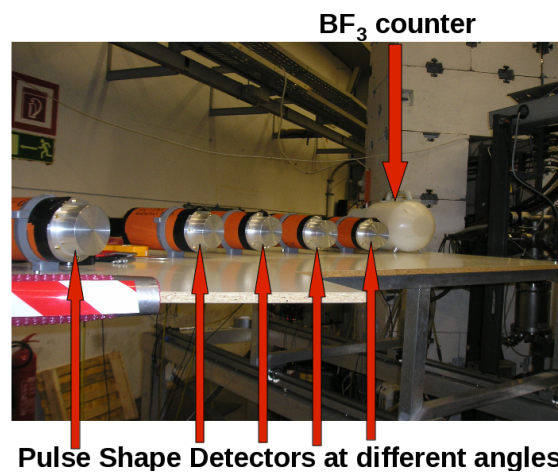


Aufgrund des positiven Q-Werts der Reaktion, besteht die Möglichkeit Neutronen mit Energien von bis zu 35 MeV zu erzeugen. Diese Reaktion wird im weiteren Verlauf des Kapitels untersucht und die Energien der erzeugten Neutronen bestimmt.

### 3.2.2 Strahlplatz I -60 für die $\alpha$ -Beryllium-Reaktion.



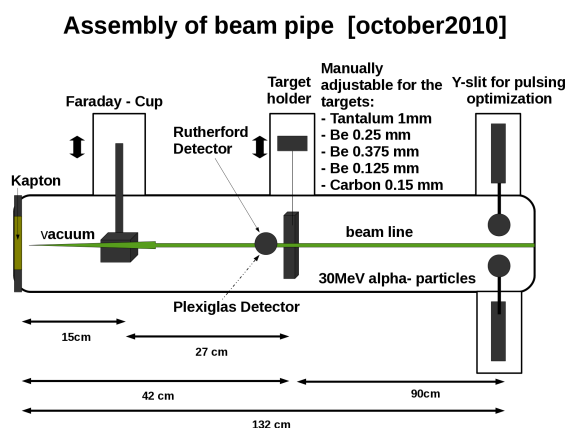
**Abbildung 3.24:** schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus am Strahlplatz I-60 für die  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion. Am Strahlrohr sind zwei Detektoren zur optimalen Einstellung der Pulsung angebracht (Rutherford- und Plexiglas-Detektor). Die Pulse Shape Detektoren befinden sich im Abstand von 161 cm von der Targetleiter.



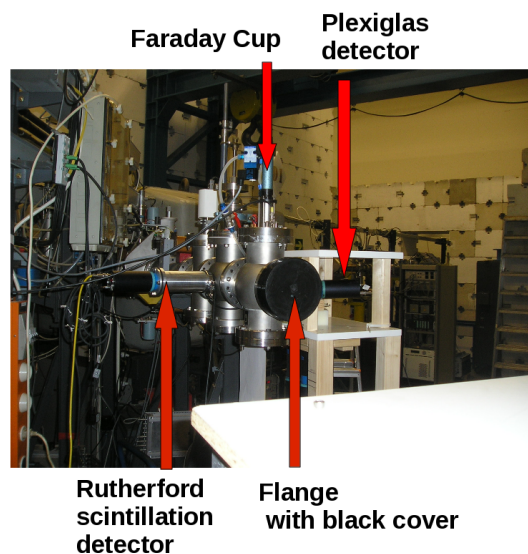
**Abbildung 3.25:** Während der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion wurden die neu aufgebauten AR-Pulse Shape Detektoren verwendet, die unter den Winkeln  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$  und  $50^\circ$  auf Strahlhöhe montiert sind. Der  $\text{BF}_3$ -Zähler wird zur Messung von Neutronenflüssen verwendet.

Der experimentelle Aufbau für die  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion am Strahlplatz I-60 entspricht im wesentlichen der in Kapitel 3.1 beschriebenen Anordnung zur Untersuchung der Deuteronen-Aufbruch-Reaktion. Im Gegensatz zu den Deuteronen Experimenten wurden die funktionsbereiten und getesteten AR-Pulse Shape Diskriminations-Detektoren verwendet, die in Kapitel 2.3.5 vorgestellt wurden. Die Detektoren sind auf einem Tisch in Strahlhöhe in einem Abstand von 161 cm zur Targetleiter montiert. Insgesamt sind fünf AR-Detektoren unter den Winkeln  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$  und  $50^\circ$  aufgestellt, siehe Abbildung 3.25.

Das Strahlrohr ist, im Vergleich zu den Deuteronen Experimenten, an einigen Stellen modifiziert.



**Abbildung 3.26:** I-60 Strahlrohr für die  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion, Austrittsflansch besitzt ein Kaptonfenster der Größe  $70\text{ mm} \cdot 18\text{ mm}$ . Im Targethalter wurde die Berylliumfolie, der Dicke  $0.375\text{ mm}$  eingebaut. Die Y-Schlitze dienen der Pulsungsoptimierung.



**Abbildung 3.27:** I-60 Strahlrohr für die  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion, Links und rechts sind auf Höhe der Targetleiter Detektoren zur optimalen Einstellung der Pulsung montiert.

Das geänderte Setup wird im Folgenden beschrieben, das veränderte Strahlrohr ist in Abbildung 3.26 dargestellt.

Das Strahlrohr ist durch einen Edelstahlflansch, mit eingebauten Kaptonfenster, abgeschlossen. Dieses Fenster hat eine Breite von  $70\text{ mm}$  und eine Höhe von  $18\text{ mm}$ . Die Dicke der Kaptonfolie beträgt  $50\text{ }\mu\text{m}$ .

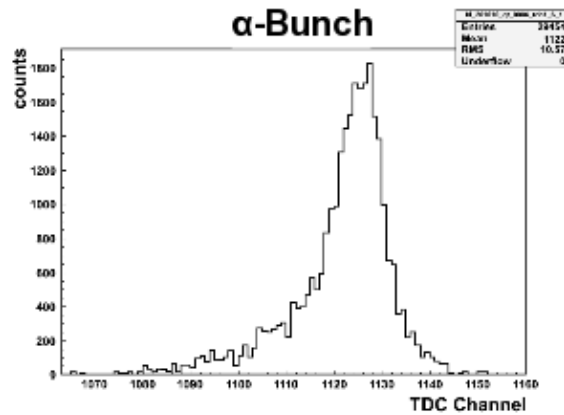
Im Targethalter, der sich  $42\text{ cm}$  vom Austrittsflansch entfernt befindet, wurde ein weiteres Berylliumtarget der Dicke  $0.375\text{ mm}$  auf die bisher freie Targetposition 5 eingebaut, siehe hierzu Abbildung 3.4. Der Faraday Cup ist unverändert geblieben und befindet sich  $27\text{ cm}$  hinter der Targetleiter.

Die weiteren neu hinzugekommenen Bestandteile des Strahlrohres dienen der Optimierung der Pulsungseinstellung bzw. dem Monitoren der eingestellten Pulsung.

In das Strahlrohr wurde ein Y-Schlitz, mit frei einstellbarer Öffnungsbreite eingebaut. Er befindet sich  $90\text{ cm}$  vor der Targetleiter. Dieser wird für den HE-Chopper, welcher zum Pulsungsequipment gehört, benötigt. Der Schlitz ermöglicht es, die durch den 5 HE-Chopper nicht abgelenkten Bestandteile des Strahlpakets aus dem gepulsten Teilchenstrahl auf einen geringen Zeitraum zu limitieren. Hierdurch wird eine schärfere Einstellung der Pulsung ermöglicht.

Um die Güte der eingestellten Pulsung unabhängig von den Neutronenreaktionen beobachten und optimal einstellen zu können, wurden gemäß Abbildung 3.27 zwei Detektoren auf Targetleiterhöhe seitlich an dem Strahlrohr befestigt. Hierbei handelt es sich um einen Rutherford-Szintillationsdetektor und einen Plexiglasdetektor, die in Kapitel 2.2.2 vorgestellt wurden.

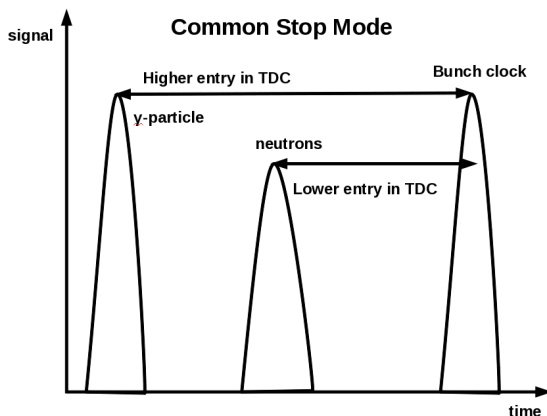
Mit diesen Detektoren zur Pulsungseinstellung konnte die Größe der  $\alpha$ -Strahlpakete auf eine Halbwertsbreite von  $5\text{ ns}$ , mit eingestellten HE-Chopper, justiert werden. Dies entspricht dem experimentellen Auflösungslimit dieser Messung. In Abbildungen 3.28 ist die mit diesem Equipment erreichbare Pulsungsbreite abgebildet. Dieser Plot wurde mit dem Rutherford Szintillationsdetektor aufgenommen. Man erkennt eine leichte Assymetrie. Die Pulsungseinstellung ist noch verbesserbar. Schmälerer Peaks wären beispielsweise durch einen geringeren Abstand zum Target und eine



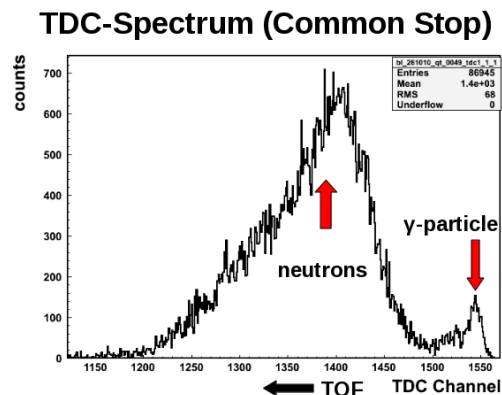
**Abbildung 3.28:** Strahlpaket der gepulsten  $\alpha$ -Teilchen. Die Halbwertsbreite des Peaks beträgt 5 ns, aufgenommen mit dem Rutherford-Szintillationsdetektor bei eingestelltem HE-Chopper. Man erkennt eine leichte Asymmetrie in der Peakstruktur, hier ist noch Raum für Verbesserungen.

weiter optimierte Elektronik mit einem Constant Fraction Discriminator und durch dünnere Targets erreichbar. Für die Deuteronen-Aubruch-Reaktion wurden diese Detektoren nicht benötigt, da hier die Zahl der  $\gamma$ -Teilchen deutlich größer ist, als bei der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion und die Pulsung mittels Minimierung der  $\gamma$ -Peak-Breite im Flugzeitspektrum eingestellt werden konnte.

### 3.2.3 Flugzeit-Messung im Common Stop Modus



**Abbildung 3.29:** Prinzip des Common Stop Mode, hohe TDC-Einträge gehören zu den mit Lichtgeschwindigkeit fliegenden Photonen, niedrige TDC Einträge gehören zu den im Vergleich dazu langsam fliegenden Neutronen.



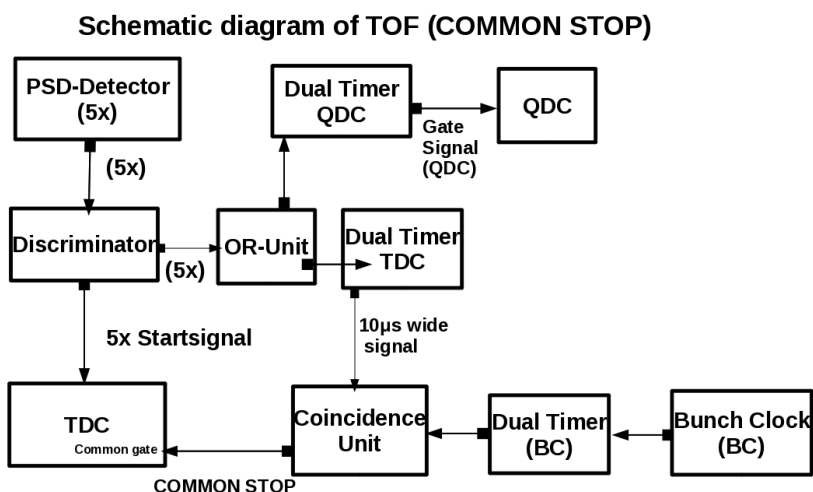
**Abbildung 3.30:** TDC-Spektrum im Common Stop Mode, Flugzeit von rechts nach links, zuerst kommen die Photonen und dann die Neutronen.

Die Messungen zur  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion sind im Common Stop Modus des TDC ausgeführt worden. In diesem Messmodus des TDC wird das Pulsungssignal, die so genannte Bunch Clock, als gemeinsames Stop-Signal für die Flugzeitmessung aller Detektoren verwendet. Das Prinzip des Com-

mon Stop Modus wird in Abbildung 3.29 dargestellt.

Die im PSD-Detektor entstehenden Signale werden relativ zum Stop Signal vermessen. Dies hat zur Folge, dass niedrige TDC Einträge zu Detektorsignalen gehören, die kurz vor der Bunch Clock am Detektor entstanden sind. Dabei handelt es sich um die mit ca. 10% Lichtgeschwindigkeit fliegenden Neutronen. Hohe TDC Einträge gehören zu Detektorsignalen, die bereits früher am PSD-Detektor entstanden sind. Diese entsprechen den erzeugten  $\gamma$ -Teilchen. Die Zeitachse läuft daher bei den  $\alpha$ -Beryllium-Reaktionen von rechts nach links. Dies erkennt man in Abbildung 3.30, wo ein TDC Spektrum der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion zu erkennen ist.

In Abbildung 3.31 ist die elektronische Schaltung für den Common Stop Modus dargestellt. Wie beim



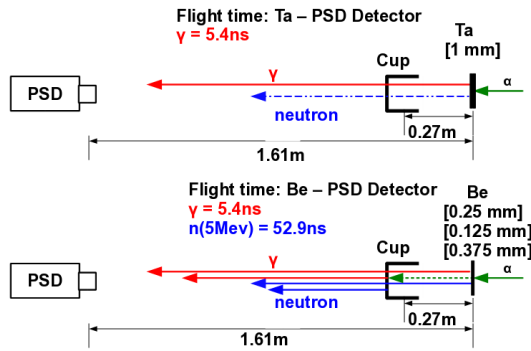
**Abbildung 3.31:** elektronische Schaltung für den Common Stop Modus. Gleichzeitig wird durch eine Koinzidenzschaltung sichergestellt, dass QDC und TDC Daten korreliert zueinander aufgenommen werden.

Common Start Modus werden die Signale der fünf PSD Detektoren über einen Diskriminator auf die Eingangskanäle des TDC gegeben. Sie dienen als Startsignal für die Messung des TDC. Gleichzeitig wird das Pulsungssignal auf eine Timing Unit (Dual Timer) gegeben, die das Bunch Clock-Signal zeitlich hinter die PSD-Signale verschiebt, sodass das Pulsungssignal als Common Stop-Signal arbeitet.

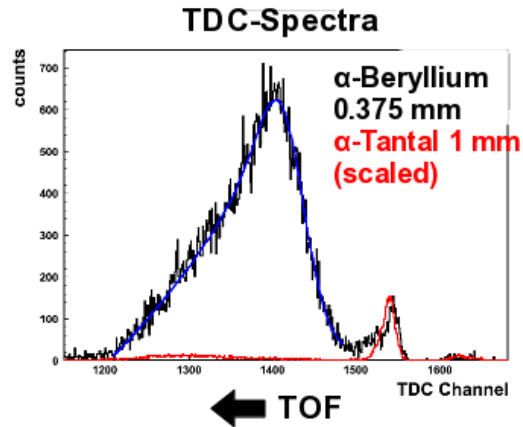
Desweiteren sollten mit Hilfe dieser Schaltung die TDC-Daten mit den Daten im QDC korreliert werden. Zu diesem Zweck wird das Gatesignal für die Datenaufnahme am QDC auf eine weitere Timing Unit gegeben und wodurch ein  $10 \mu s$  breites Signal erzeugt wird. Dieses wird auf eine Koinzidenz Unit gegeben. Als zweites Signal wird das zeitlich nach hinten verschobene Pulsungssignal auf die Koinzidenz Unit gegeben. Kommt nun das Pulsungssignal innerhalb der  $10 \mu s$  des Gatesignals des QDC, so wird ein Puls auf das Common Gate des TDC gegeben und Datenaufnahme wird gestartet. Die Pulsung wurde während dieses Experiments mit einer Untersetzung von  $2^6$  betrieben, d.h. alle  $12.8 \mu s$  wird ein Pulsungssignal generiert, so dass zu jedem Pulsungssignal immer nur ein QDC Event gehört. Hiermit ist sichergestellt, dass vom TDC nur Daten aufgenommen werden, wenn auch der QDC Daten aufgenommen hat.

### 3.2.4 Spektren der $\alpha$ -Reaktionen

Mit dem in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen experimentellen Aufbau, wurden die Messungen zu  $\alpha$ -Bestrahlungen aufgenommen. In diesem Abschnitt werden die verschiedenen gemessene



**Abbildung 3.32:** Schemabild zu den  $\alpha$ -Reaktions-Spektren: Im oberen Teil ist die Reaktion am Tantal, abgebildet. Hier werden die  $\alpha$ -Teilchen am Target gestoppt. Im unteren Teil sind die Reaktionen der Berylliumtargets oder am Kohlenstoff schematisch dargestellt, hier durchdringen die  $\alpha$ -Teilchen die Targets und wechselwirken auch am Faraday Cup.



**Abbildung 3.33:** In schwarz ist das Spektrum des Berylliums der Dicke 0,375 mm unter  $\alpha$ -Bestrahlung zu erkennen, in Rot erkennt man das Spektrum des Tantaltargets, das auf den  $\gamma$ -Peak des Berylliumspektrum skaliert ist.

nen Spektren vorgestellt und besprochen.

In Abbildung 3.32 ist schematisch die Wechselwirkung der  $\alpha$ -Teilchen mit den verschiedenen Targetfolien im Strahlrohr dargestellt. Die hier vorgestellten Spektren wurden alle mit dem Faraday Cup in Strahlstromposition gemessen. Die Zeitachse läuft von rechts nach links.

Im oberen Teil von Abbildung 3.32 ist die Wechselwirkung der  $\alpha$ -Teilchen am Tantaltarget der Dicke 1 mm schematisch dargestellt. Der Reichweite von  $\alpha$ -Teilchen beträgt laut SRIM  $125,89 \mu\text{m}$  in Tantal, die  $\alpha$ -Teilchen durchdringen die Tantalplatte daher nicht. Aus diesem Grund stellt die Targetleiter hierbei den einzigen möglichen Erzeugungsort von Reaktionen dar. Entsprechendes gilt für Reaktionen am Faraday Cup ohne Target im Strahlgang.

Im unteren Teil ist schematisch die Wechselwirkung der 30 MeV  $\alpha$ -Teilchen unter anderem mit der Berylliumfolie der Dicke 0,375 mm dargestellt. Die  $\alpha$ -Teilchen treffen auf die Berylliumfolie und erzeugen Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen. Der spezifische Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  von 30 MeV  $\alpha$ -Teilchen in Beryllium beträgt laut SRIM  $35,27 \frac{\text{MeV}}{\text{mm}}$ . Folglich verlieren die  $\alpha$ -Teilchen in der Berylliumfolie der Dicke 0,375 mm etwas mehr als 13,23 MeV an Energie und können somit die Folie verlassen und zum Faraday Cup weiterfliegen.

In Abbildung 3.33 ist das TDC Spektrum dieser beiden Reaktionen übereinandergelegt. Die schwarze Kurve stellt das Berylliumspektrum der 0,375 mm dicken Folie dar. Auf der rechten Seite erkennt man einen kleinen Peak der  $\gamma$ -Teilchen. Diese sind an der Berylliumfolie erzeugt worden. Die darübergelegte rote Kurve, die wegen besserer Vergleichbarkeit auf den  $\gamma$ -Peak der Berylliumfolie skaliert wurde zeigt das Spektrum des Tantaltargets. Die beiden Peaks bei TDC-Kanal 1540 des Spektrums stimmen überein. Der erkennbare kleine Shift von 3 TDC-Kanälen im roten Tantal  $\gamma$ -Peak entsteht durch das Abstoppen der  $\alpha$ -Teilchen in diesem Target. Da am Tantal nur an der Targetleiter Teilchen erzeugt werden, ist dieser Peak eindeutig dem Ort Targetleiter zugeordnet. Außerdem wird deutlich, dass am Tantal bei der Bestrahlung mit  $\alpha$ -Teilchen im Vergleich zum Beryllium sehr wenige Neutronen erzeugt werden.

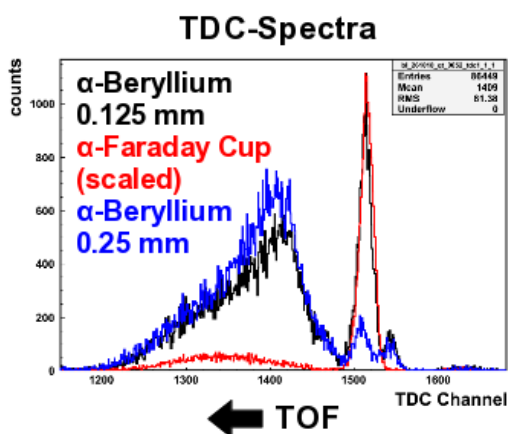
Im hinteren Bereich des Spektrums erkennt man die in der Reaktion erzeugten Neutronen am Berylliumtarget. Der Peak der Neutronen steigt zunächst steil an um nach seinem Maximum exponentiell



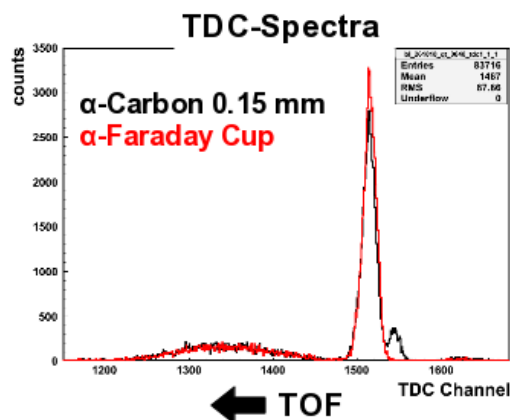
abzufallen. In der Abbildung wurde eine Gaußfunktion mit exponentiellem Abfall an den Neutronenpeak gefittet.

Im Bereich der TDC Kanäle 1600 -1680, also zeitlich vor den  $\gamma$ -Peaks an der Targetleiter erkennt man die Wechselwirkung von abgelenkten Teilen des Strahlpakets mit dem Y-Schlitz, der im Strahlrohr integriert ist.

In Abbildung 3.34 sind die Spektren der Berylliumfolien der Dicke 0.125 mm in schwarz und der



**Abbildung 3.34:** In diesem Bild ist das TDC-Spektrum des Berylliumtargets der Dicke 0.125 mm in Schwarz zu erkennen. In blau ist das TDC-Spektrum der Berylliumfolie der Dicke 0.25 mm und in rot das reine Faraday Cup Spektrum zu sehen. Alle Spektren wurden mit derselben Triggeranzahl aufgenommen.



**Abbildung 3.35:** Hier erkennt man in schwarz das am Kohlenstoffs durch  $\alpha$ -Bestrahlung erzeugte TDC Spektrum, in Rot ist das Faraday Cup Spektrum darübergelegt. Beide Spektren wurden mit derselben Triggeranzahl aufgenommen.

Dicke 0.25 mm in blau superponiert. Das rote Spektrum stellt das reine Faraday Cup Spektrum dar, ohne Targetleiter im Strahlengang. Dieses ist skaliert auf das schwarze Spektrum. Der Energieverlust der  $\alpha$ -Teilchen beträgt in 0.125 mm Beryllium in etwa 4.41 MeV, während der Energieverlust beim 0.25 mm Beryllium bei etwa 8.98 MeV, beide Werte wurden mit SRIM [28] berechnet.

Die ersten Peaks auf der rechten Seite sind wieder dem Erzeugungsort Targetleiter zuzuordnen. Im weiteren Verlauf der schwarzen Kurve erkennt man einen deutlich größeren zweiten  $\gamma$ -Peak, dieser wurde am Faraday Cup erzeugt. Dies wird durch den roten  $\gamma$ -Peak des reinen Faraday Cup-Spektrums bestätigt. Außerdem wird deutlich, dass die  $\alpha$ -Teilchen, die die Folie der Dicke 0.125 mm durchdrungen haben, am Strahlstopper wesentlich mehr  $\gamma$ -Teilchen erzeugen als an der Berylliumfolie,.

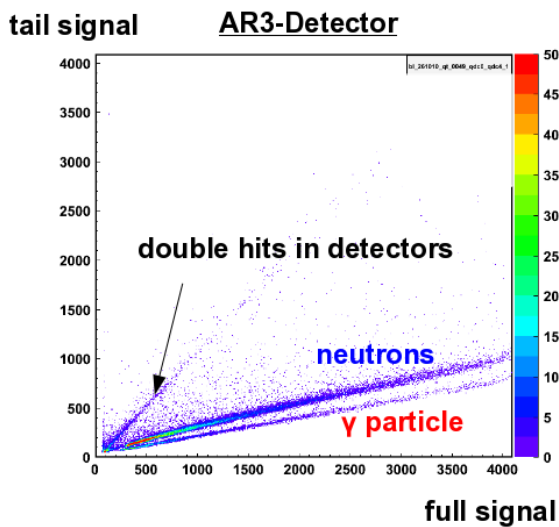
Im blauen Spektrum, welches zum Berylliumtarget der Dicke 0.25 mm gehört, erkennt man ebenfalls den zur Targetleiter gehörenden  $\gamma$ -Peak, der in etwa so hoch ist, wie der  $\gamma$ -Peak des dünneren Berylliumtargets. Einen deutlichen Unterschied erkennt man am zweiten  $\gamma$ -Peak, dieser ist im blauen Spektrum um den Faktor 5 kleiner. Dies ist nur zum Teil durch die um 10% kürzere Messzeit für das blaue Spektrum zu erklären, sondern wahrscheinlich durch die geringere Anzahl und die geringere Energie der  $\alpha$ -Teilchen, die die Folie der Dicke 0.25 mm durchdrungen haben und am Faraday Cup wechselwirken.

Die Neutronenpeaks der beiden Berylliumtargets sind ebenfalls unterschiedlich. Der Neutronenpeak ist in der blauen Kurve trotz kürzerer Messzeit höher als in der schwarzen Kurve. Daraus lässt sich folgern, dass an dickeren Berylliumfolien mehr Neutronen erzeugt werden. Diese Erkenntnis wird im Kapitel 3.3 bei der Messung der Neutronenflüsse bestätigt und quantifiziert werden.

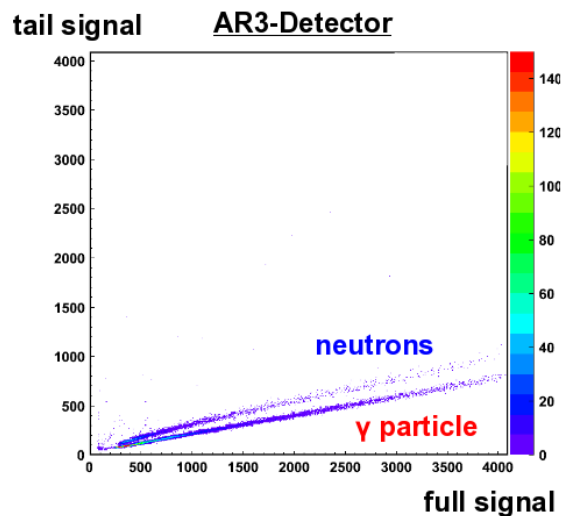
Als letztes Spektrum ist in Abbildung 3.35 das Kohlenstoffspektrum bei  $\alpha$ -Bestrahlung in schwarz dargestellt. Man erkennt wieder im rechten Bereich zwei  $\gamma$ -Peaks. Der erste Peak gehört zum Erzeugungsort Targetleiter. Die  $\alpha$ -Teilchen wechselwirken mit dem Kohlenstoff und erzeugen  $\gamma$ -Teilchen. In Rot ist das reine Faraday Cup Spektrum darübergerlegt. Man erkennt, dass dieses zeitlich genau zum zweiten Peak in der schwarzen Kohlenstoffkurve gehört. Der zweite Peak im Kohlenstoffspektrum wird durch  $\alpha$ -Teilchen erzeugt, die die Kohlenstofffolie durchdrungen haben. Auch hier wird deutlich, dass am Faraday Cup mehr  $\gamma$ -Teilchen als am Kohlenstofftarget erzeugt werden. Im hinteren Bereich des Spektrums erkennt man die erzeugten Neutronen. Hierbei wird deutlich, dass die Neutronenspektren aus beiden Targets miteinander übereinstimmen. Es folgt daraus, dass die entstandenen Neutronen im wesentlichen am Faraday Cup erzeugt werden und praktisch keine Neutronen aus der  $\alpha$ -Kohlenstoff-Reaktion erzeugt werden.

### 3.2.5 PSD-Spektren und zweidimensionale PSD-TDC-Spektren

In der Strahlzeit mit  $\alpha$ -Bestrahlung waren die TDC- und QDC-Daten eindeutig miteinander korreliert, wie in Kapitel 3.2.3 an Hand der elektronischen Schaltung gezeigt wurde. Aus diesem Grund war es möglich, die aufgenommenen TDC und QDC Daten in zweidimensionalen PSD-TDC-Plots auszuwerten. Dies wird im folgenden beschrieben.



**Abbildung 3.36:** PSD-Spektrum für das Berylliumtarget der Dicke 0.375 mm bei  $\alpha$ -Bestrahlung. Durch den Effekt der Pulse Shape Diskriminierung erkennt man, wie erwartet, die beiden Bänder der Neutronen und Photonen. In diesem Spektrum ist außerdem ein drittes Band, oberhalb von den Neutronen zu erkennen. Die Messzeit für 100000 Events betrug 45 s.



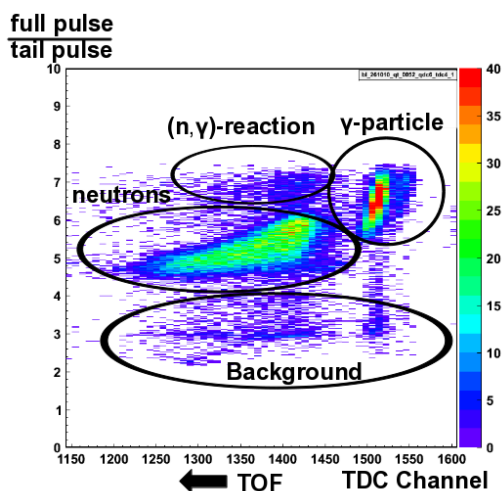
**Abbildung 3.37:** QDC-Spektrum für das Tantaltarget der Dicke 1 mm bei  $\alpha$ -Bestrahlung. Durch den Effekt der Pulse Shape Diskriminierung erkennt man, wie erwartet, die beiden Bänder der Neutronen und Photonen. In diesem Spektrum ist kein drittes Band zu erkennen. Die Messzeit für 100000 Events betrug 200 s.

In Abbildung 3.36 ist das PSD-Spektrum des Berylliumtargets der Dicke 0.375 mm unter  $\alpha$ -Bestrahlung zu erkennen. Aufgrund der Pulse-Shape-Diskriminierung erkennt man in diesem Spektrum das erwartete Photonen- und Neutronenband. Außerdem ist im Spektrum ein drittes Band, oberhalb des Neutronenbandes zu erkennen. Dieses dritte Band tritt auf wenn mit mehreren Detektoren gleichzeitig Daten bei hohen Ereignisraten aufgenommen werden. Der dritte Streifen liegt etwas

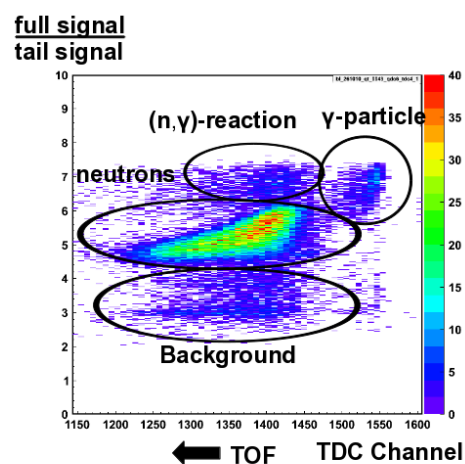
oberhalb der Winkelhalbierenden des Spektrums. Hieraus folgt, dass der QDC-Eingangskanal des Ausläufersignals höhere Werte als der Gesamtpulssignal aufnimmt. Die meisten Einträge befinden sich bei sehr niedrigen Gesamtsignalwerten.

Hierfür können Signale verantwortlich sein, die in kurzen Abständen in mehreren Detektoren erzeugt wurden, beispielsweise ein Trigger durch ein  $\gamma$ -Ereignis in einem Detektor und Neutronendetektion in einem anderen Detektor. Das erste ankommende Detektorsignal erzeugt das Gate für die Datenaufnahme und wird relativ dazu richtig vermessen. Das Gate ist genauso für alle anderen Eingangskanäle vorhanden. Nun kann aufgrund der hohen Ereignisrate ein Rauschen oder ein echtes Detektorsignal in einem anderen Detektor erzeugt werden. Dieses wird dann ebenfalls durch das vorher erzeugte Gate aufgenommen und erzeugt den im QDC-Spektrum des Berylliums sichtbaren dritten Streifen.

In Abbildung 3.37 ist das QDC-Spektrum der Tantal- $\alpha$ -Bestrahlung zu erkennen. Dieses Spektrum



**Abbildung 3.38:** zweidimensionales Spektrum der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion mit dem Berylliumtarget der Dicke 0.125 mm Messzeit 51 s



**Abbildung 3.39:** zweidimensionales Spektrum der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion mit dem Berylliumtarget der Dicke 0.375 mm, Messzeit 45 s

zeigt die erwartbaren  $\gamma$ - und Neutronen-Bänder aufgrund der Pulse Shape Diskriminierung. In diesem Spektrum ist im Gegensatz zu Abbildung 3.36 kein dritter Streifen zu erkennen. Der Grund liegt in der um einen Faktor 4 geringeren Ereignisrate, mit der dieses Spektrum aufgenommen wurde. Die Messzeit ist dementsprechend viermal länger. In den Detektoren herrscht ein geringeres Rauschniveau und die Wahrscheinlichkeit, dass Signale an mehreren Detektoren gleichzeitig ankommen ist gering. Die oben beschriebenen QDC-Spektren sind mit den in Kapitel 3.2.4 vorgestellten TDC-Spektren korreliert.

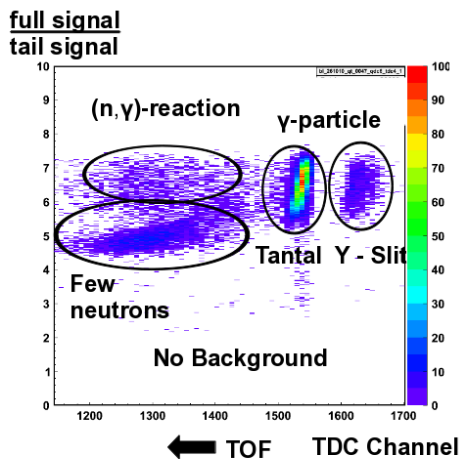
In Abbildung 3.38 ist das zweidimensionale PSD-TDC Spektrum der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion mit dem Target der Dicke 0.125 mm dargestellt. Die x-Achse gibt die Flugzeit der Teilchen in TDC Kanälen an, wobei die Zeit wieder von rechts nach links gelesen werden muss. Die y-Achse gibt das Verhältnis aus Gesamtsignal und Ausläufersignal an. Photonen haben ein kürzeres Ausläufersignal und sind bei höheren y-Werten zu finden. Neutronen haben ein längeres Ausläufersignal und befinden sich bei niedrigeren y-Werten. Die Häufigkeit der ankommenden Teilchen wird durch den Farbcode beschrieben wobei sich dieser mit der Häufigkeit von blau nach rot ändert.

Im zweidimensionalen Spektrum des Berylliumtargets 0.125 mm erkennt man im rechten Bereich bei einem y-Wert von 6.5 einen großen Bereich an  $\gamma$ -Teilchen. Dieser setzt sich aus den zuerst entstandenen Photonen an der Berylliumfolie und den zeitlich später entstandenen Photonen am Faraday Cup

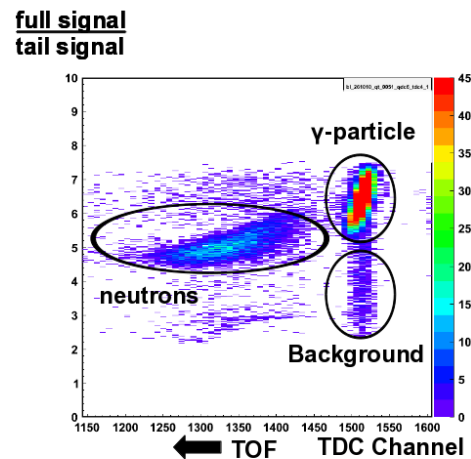
zusammen. Zu späterer Zeit sind bei  $\gamma$ -Werten von 5.5 die erzeugten Neutronen zu erkennen. Oberhalb der Neutronen sind weitere Ereignissen zu sehen. Dies sind im Detektor über  $(n,\gamma)$ -Reaktionen fälschlicherweise als  $\gamma$ -Teilchen detektierte Neutronen. Im Bereich unterhalb der Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen ist ein zu den verschiedenen Teilchen zeitlich korrelierter Untergrund zu erkennen. Dieser entsteht wahrscheinlich bei hohen Signalraten aufgrund von gleichzeitig ankommenden Signalen in mehreren Detektoren.

In Abbildung 3.39 ist das äquivalente zweidimensionale PSD-TDC Spektrum des Berylliumtargets der Dicke 0.375 mm dargestellt. Dieses hat den gleichen Farbcode wie das Spektrum in Abbildung 3.38. Man erkennt, dass in diesem Spektrum deutlich weniger  $\gamma$ -Teilchen bei  $\gamma$ -Werten von 6.5 zu sehen sind. Die Anzahl der Neutronen bei einem  $\gamma$ -Wert von 5.5 ist trotz 10% kürzerer Messzeit, wie am Farbcode zu erkennen ist, deutlich höher als im nebenstehenden Spektrum.

In Abbildung 3.40 ist das zweidimensionale Spektrum des Tantaltargets zu sehen. Dieses Spektrum



**Abbildung 3.40:** zweidimensionales Spektrum der  $\alpha$ -Bestrahlung des Tantaltargets der Dicke 1 mm. Die Messzeit beträgt 200 s.



**Abbildung 3.41:** zweidimensionales Spektrum der  $\alpha$ -Bestrahlung des Faraday Cups, die Messzeit beträgt 56 s.

wurde über einen Zeitraum von 200 s aufgenommen, viermal so lang wie die Berylliumspektren und damit bei geringeren Signalraten für die Datenaufnahme. Die  $x$ -Achse zeigt in diesem Fall einen größeren Bereich, da man an der rechten Seite des Spektrums den Anteil der am Y-Schlitz erzeugten  $\gamma$ -Teilchen erkennt. In diesem Spektrum bestätigt sich die in Kapitel 3.2.4 gemachte Aussage, dass am Tantal bei  $\alpha$ -Bestrahlung dominant  $\gamma$ -Teilchen erzeugt werden.

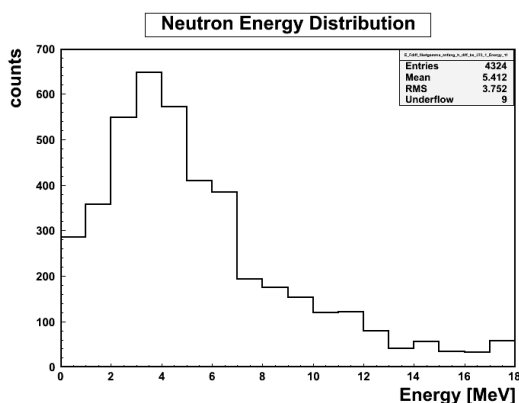
Da, wie in Abbildung 3.37 zu erkennen ist, kein dritter Streifen im QDC-Spektrum zu erkennen ist, ist in diesem Spektrum nur ein geringer Untergrund unterhalb des  $\gamma$ -Bereichs zu erkennen. Die Signalraten sind zu gering, so dass es nicht zu Fehlmessungen im QDC kommt.

In Abbildung 3.41 ist das zweidimensionale Spektrum des Faraday Cups abgebildet. Dieser Plot bestätigt die Aussage der linksstehenden Abbildung. Es werden im wesentlichen nur  $\gamma$ -Teilchen am Cup erzeugt. Es ist deutlich ein Untergrund unter dem  $\gamma$ -Bereich in diesem Spektrum zu erkennen. Dies ist wiederum mit der hohen Signalrate korreliert, mit der das Spektrum aufgenommen wurde.

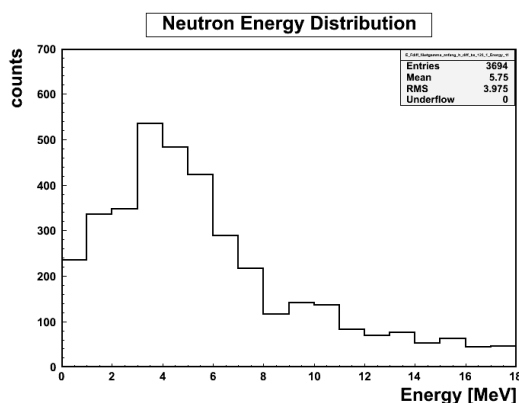
### 3.2.6 Energieverteilung der Neutronen

Analog zu der in Kapitel 3.1.5 beschriebenen Methode beim Deuteronen-Aufbruch wird in den TDC Spektren der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion die Flugzeitdifferenz der Neutronen und  $\gamma$ -Teilchen aufgenommen. Addiert man zu dieser Flugzeitdifferenz die reine Flugzeit der Photonen vom Targethalter zum PSD-Detektor hinzu, so erhält man die absolute Flugzeit der bei der Reaktion erzeugten Neutronen. Die erlangte Zeitinformation wird dann in Energien umgerechnet.

In Abbildung 3.43 ist die Energieverteilung der Neutronen aus dem 0.375 mm Berylliumtarget zu



**Abbildung 3.42:** Energieverteilung der Neutronen aus der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion mit dem Target 0.375 mm.



**Abbildung 3.43:** Energieverteilung der Neutronen aus der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion mit dem Target 0.125 mm.

erkennen. Die meisten entstandenen Neutronen haben eine Energie von 4 MeV. Der Peak hat eine Halbwertsbreite von 3 MeV. Insgesamt werden Neutronen mit Energien von 1 - 18 MeV erzeugt, wobei die Anzahl der höherenergetischen Neutronen gering ist. Auf der rechten Seite in Abbildung 3.42 ist die Energieverteilung des Berylliumtargets der Dicke 0.125 mm, zu sehen. Das Verhalten in diesem Spektrum ist analog zu dem Spektrum des dickeren Targets, wobei trotz längerer Messzeit weniger Neutronen im Spektrum enthalten sind.

Aus dem hier vorgestellten Ergebnis wird klar, dass die Neutronen die Energie der 30 MeV  $\alpha$ -Teilchen nach der Wechselwirkung mit dem Berylliumtarget nicht als kinetische Energie aufnehmen und somit keine direkte Reaktion mit dem Berylliumkern stattfindet bei der der Atomkern  ${}^6_{12}\text{C}$  und ein hochenergetisches Neutron entsteht.

Vielmehr findet wahrscheinlich eine Compoundkern Reaktion statt, wobei ein hochangeregter Kern erzeugt wird. Von diesem hochangeregten Kern werden in Folge der Abregung Neutronen, gemäß der Energieverteilung in Abbildung 3.42 und 3.43 abgedampft. Warum bei dieser Reaktion keine  $\gamma$ -Teilchen entstehen ist unklar.

Um die Reaktion besser zu verstehen und die bei der Wechselwirkung erzeugten Reaktionspartner zu identifizieren, wurde eine  $\gamma$ -Spektroskopie-Analyse eines mit  $\alpha$ -Teilchen bestrahlten Berylliumtargets durchgeführt. Die Ergebnisse werden im Kapitel 3.2.8 beschrieben.

### 3.2.7 Winkelverteilung der $\alpha$ -Beryllium-Reaktion

Um das Winkelverhalten der Energieverteilungen der erzeugten Neutronen zu bestimmen, werden die TDC Spektren aller fünf PSD Detektoren analysiert. Außerdem wurden die fünf AR PSD-Detektoren zueinander kalibriert. Dies wird im Folgenden kurz erläutert.

### Kalibrierung der AR-Detektoren

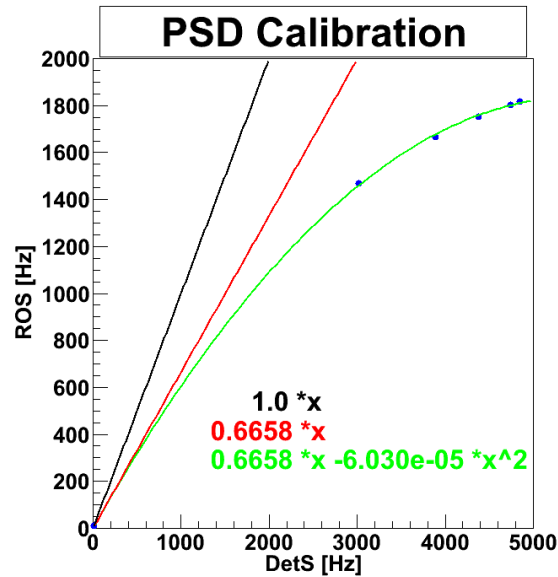


Abbildung 3.44: Kalibrierung der PSD-Detektoren

Um die Detektoren zu kalibrieren, werden alle AR-Detektoren auf dieselbe  $0^\circ$  Position im Abstand von 161 cm von der Targetleiter gesetzt und vermessen, siehe Abbildung 3.24.

Zum einen wird unter Bestrahlung die Anzahl der Detektorsignale eines jeden Detektors mit Hilfe eines Scalers für den Zeitraum von 100 s gemessen. Zum anderen wird für jeden Detektor die Datenaufnahme für die feste Anzahl von 100000 Ereignissen gestartet und die benötigte Zeit für die Datenaufnahme bestimmt.

Aus ersterem erhält man die Rate der Detektorsignale, die jeder Detektor unter Bestrahlung sieht. Aus letzterem erhält man die Rate der Signale, die von der Datenaufnahme aufgenommen werden. Die beiden Raten sind nicht identisch, da die Datenaufnahme nach jedem Signal eine Totzeit hat, bevor das nächste Signal wieder verarbeitet werden kann. Trägt man die Rate der Detektorsignale gegen die von der Datenaufnahme verarbeiteten Signalarate auf, so erhält man den in Abbildung 3.44 gezeigten quadratischen Verlauf für die fünf AR-Detektoren.

Aus diesen Raten ist die Totzeit der VME-Auslese berechenbar. Die Wahrscheinlichkeit eines Detektorereignisses in der Totzeit ergibt sich aus der Signalarate der Datenaufnahme und der Detektorrate, wie folgt:

$$N_{ROS} = f \cdot N_{DS} (1 - P_{D-Totzeit}) = f \cdot N_{DS} (1 - N_{DS} \cdot t_{D-Totzeit}) \quad (1)$$

- $N_{ROS}$  ist die gemessene Rate der Ausleseelektronik.
- $N_{DS}$  ist die Rate der Detektorsignale unter Bestrahlung
- $P_{D-Totzeit}$  ist die Wahrscheinlichkeit für ein Totzeitereignis während der VME-Auslese.
- $t_{D-Totzeit}$  ist die Totzeit der VME-Auslese.
- $f = 0.6658$  ist ein Faktor, der sich aus der eingestellten Discriminatorschwelle ergibt.

Für den AR-3 Detektor ergibt sich eine Signalausleserate von  $N_{ROS} = 1818 \frac{\text{counts}}{\text{s}}$  und eine Detektorsignalrate von  $N_{DS} = 4850 \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ . Aus (1) ergibt sich die Totzeit wie folgt:

$$f \cdot t_{D-Totzeit} = \frac{f \cdot N_{DS} - N_{ROS}}{f \cdot N_{DS}^2}$$

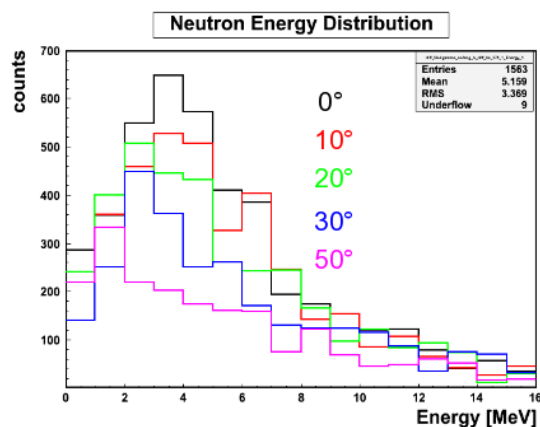
Die Totzeit der VME-Auslese beträgt  $90.5 \mu\text{s}$

In Abbildung 3.44 ist in schwarz die Gerade für einen Diskriminatorschwellen von 1 angegeben. In rot ist die Gerade für den tatsächlichen Diskriminatorschwellenwert von 0.6658 angegeben. In grün ist der tatsächliche Verlauf für alle fünf Detektoren mit unterschiedlichen Detektorsignalrate, zu sehen. Aus den unterschiedlichen Raten der Datenaufnahme für die fünf Detektoren ergeben sich Kallibrationsfaktoren. Dabei wird der AR 3 Detektor als Referenzdetektor verwendet. Die Kallibrationsfaktoren für die AR Detektoren befinden sich in Tabelle 3.2.

DETEKTOR	POSITION	DATENAUFNAHMERATE [ $\frac{1}{\text{s}}$ ]	KALIBRIERUNGSFAKTOR
AR3	0°	1818	Referenzdetektor
AR4	10°	1754	1.04
AR5	20°	1802	1.01
AR2	30°	1667	1.09
AR6	50°	1470	1.24

**Tabelle 3.2:** Kalibrationsfaktoren für AR Detektoren

### Winkelverteilung der $\alpha$ -Beryllium-Reaktion



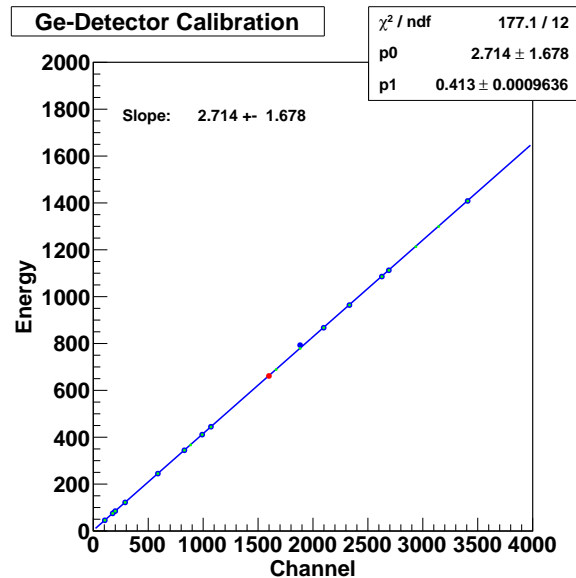
**Abbildung 3.45:** Energieverteilung der Neutronen für die mit PSD-Detektoren besetzten Winkel der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion mit dem Target 0.375 mm.

Die Energieverteilungen der Neutronen wurden für die verschiedenen Winkel bestimmt und mit den oben definierten Kalibrationsfaktoren auf den AR 3 Detektor skaliert.

In Abbildung 3.45 ist die Energieverteilung der Neutronen für verschiedene Winkel für das Target 0.375 mm zu sehen. Man erkennt, dass in der Energieverteilung bei zunehmendem Winkel die Anzahl der Neutronen abnimmt, innerhalb von 10° um den Faktor 1.23. Die Energieverteilungen, verschieben sich mit zunehmenden Winkel zu niedrigeren Energien. Warum dies geschieht ist unklar.

### 3.2.8 Germaniumdetektor Analyse

#### Kalibration des Germanium Detektors



**Abbildung 3.46:** Kalibration des Germaniumdetektors mit einer  $^{152}\text{Eu}$ -Quelle. Die Punkte stellen die charakteristischen Linien im Spektrum der Kalibrationsquelle dar, hierbei sind die Kanäle des Germaniumspektrums gegen die erwartete Energie aufgetragen. Der rote Punkt stellt die 662 keV Linie des  $^{137}\text{Cs}$  dar. Man erkennt das alle Punkte auf einer Linie liegen.

Wie in Kapitel 3.2.6 angekündigt ist mit einem Germaniumdetektor, eine  $\gamma$ -Spektroskopie eines Berylliumtargets der Dicke 1 mm durchgeführt worden

Hierfür wurde das Berylliumtarget der Dicke 1mm das am Austrittsflansch des Strahlrohres befestigt war über einen Zeitraum von 45 min mit 550 nA  $\alpha$ -Teilchen beschossen. Eine halbe Stunde nach Ende der Bestahlung hatte die Berylliumfolie eine Aktivität von 18000 Ips.

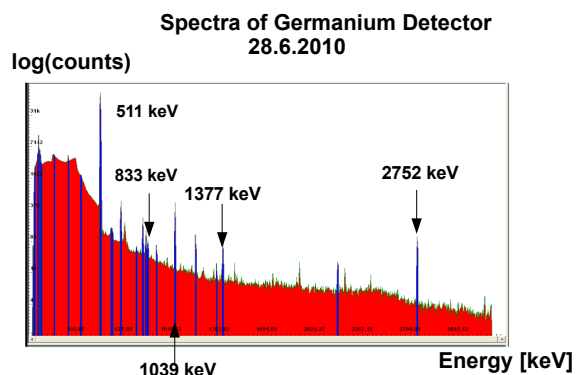
Zwei Stunden nach Ende der Bestahlung, wurde das beschossene Berylliumtarget vor einen mit Flüssigstickstoff gekühlten Germanium Detektor gehalten. Mit diesem Detektor wurden über einen Zeitraum von 8 Tagen 21 Messspektren aufgenommen. Die Messzeit betrug jeweils 80 min. Die aufgenommenen Spektren wurden mit Hilfe der XRF-FP Software V 2.1.4. ausgewertet. Nach dem Ende der Messungen mit dem Germaniumdetektor, wurde nochmals die Aktivität des Berylliumtargets vermessen, diese lag bei 40 Ips und damit um 25 Ips über dem normalen Untergrund.

Der Germaniumdetektor wurde mit den beiden Eichparameter,  $^{152}\text{Eu}$  und  $^{137}\text{Cs}$ , kalibriert. In Abbildung 3.46 sind die Kanäle des Germaniumspektrums gegen die Energien der Referenzquelle aufgetragen. Die grünen Punkte stellen die Energien der Linien des  $^{152}\text{Eu}$  und der rote Punkt die stellt die 662 keV des  $^{137}\text{Cs}$  dar, diese passt in den linearen Verlauf der Energiegleichung des  $^{152}\text{Eu}$ . Mit dieser Werten wurde das Spektrum des Germaniumdetektors kallibriert.

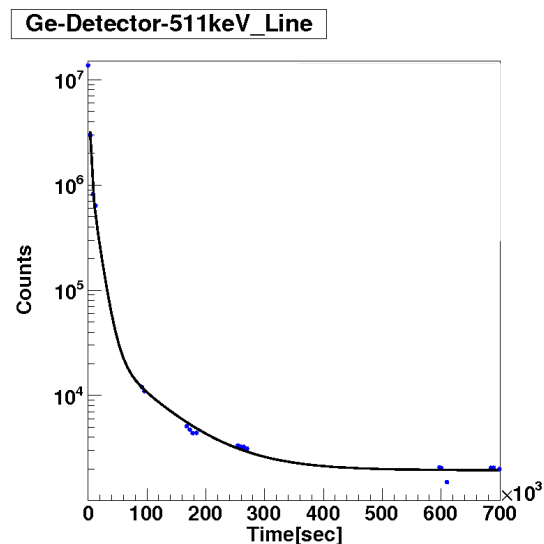
#### Bestimmung von Isotopen und Halbwertszeiten

In Abbildung 3.47 ist ein vom Germaniumdetektor aufgenommenes Spektrum des ersten Messtages zu erkennen. Die x-Achse gibt die Energie in der Eineheit keV an. Die y-Achse zeigt in logarith-





**Abbildung 3.47:** Germaniumspektrum, aufgenommen ca. 2 Stunden nach Ende der Bestrahlung, man erkennt sehr die dominante 511 keV Linie. Den Halbwertszeiten und Energien aller markierten Peaks konnten Isotope zugeordnet werden.



**Abbildung 3.48:** Verlauf der Peakinhalt der 511 keV Linie. Die Messpunkte wurden mittels dreier Exponential Funktionen angefitet. Hieraus ergeben sich 3 Halbwertszeiten, denen die Isotope  ${}^6_{11}\text{C}$ ,  ${}^9_{18}\text{F}$  und  ${}^{29}_{64}\text{Cu}$  zugeordnet werden konnten.

mischer Skala die Anzahl der Einträge bei den verschiedenen Energien. In diesem Spektrum ist die dominante 511 keV Linie zu erkennen, dies trifft auf alle aufgenommenen Messspektren zu.

Mit Hilfe der XRF-FP Software V 2.1.4 wurden die im Spektrum enthalten Peaks und deren Inhalte bestimmt und zwar für alle aufgenommenen 21 Messspektren. Die extrahierten Peakinhalt sind gegen die Zeit aufgetragen worden. Hieraus wurde für verschiedenen Linien in den Messspektren die Halbwertszeiten und darüber die dazugehörigen Isotope bestimmt.

In Abbildung 3.48 sind exemplarisch die Peakinhalt der 511 keV Linie gegen die Zeit aufgetragen. Der Verlauf der Messpunkte wird mittels dreier exponentieller Abfälle beschrieben, aus denen sich drei Halbwertszeiten bestimmen lassen. Die ersten vier Messpunkte, die am Tag der Bestrahlung der Berylliumfolie mit  $\alpha$ -Teilchen aufgenommen wurden, lassen sich durch einen exponentiellen Fit beschreiben. Hieraus ergibt sich eine Halbwertszeit von  $(19.66 \pm 0.6)\text{min}$ . Dies stimmt innerhalb des Fehlers mit der Halbwertszeit von  $20.33\text{min}$  [10] für  ${}^6_{11}\text{C}$ . Hierbei zerfällt  ${}^6_{11}\text{C}$  über den  $\beta^+$ -Zerfall, das erzeugte Positron annihiliert mit einem Elektron und es werden zwei 511 keV Photonen emittiert.  ${}^6_{11}\text{C}$  wird dabei nicht durch eine direkte Wechselwirkung des Berylliums mit den  $\alpha$ -Teilchen erzeugt, weil hierbei, wie in der folgenden Reaktionsgleichung angedeutet, aufgrund des Q-Werts Neutronen mit einer Energie von im Mittel ca. 8.5 MeV entstehen müssten. Dies ist, wie in Kapitel 3.2.6 gezeigt wurde, nicht der Fall.



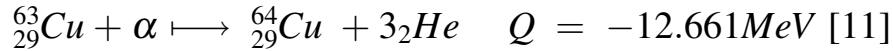
Aus dem weiteren Verlauf der 511 keV Messpunkte ergibt sich eine Halbwertszeit von  $(110.52 \pm 2.3)\text{min}$ . Dies entspricht innerhalb des Fehlers dem Zerfall von  ${}^9_{18}\text{F}$ , das eine Halbwertszeit von  $109.77\text{min}$  hat. [10]

Die verwendete Berylliumfolie war laut Herstellerangaben zu 99 % rein [14], hat aber einige Verunreinigungen, wie beispielsweise 400 ppm Stickstoff Atome. Diese können mit den eingeschossenen  $\alpha$ -Teilchen über folgende Reaktion wechselwirken.



und dabei  ${}^{18}_9F$  erzeugen.  ${}^{18}_9F$  zerfällt dann über den  $\beta^+$ -Zerfall mit einer der Wahrscheinlichkeit von 100% in  ${}^{18}_8O$  [10] und emittiert zwei 511 keV Photonen.

Der dritte verwendete exponentielle Abfall zur Beschreibung der Messpunkte ergibt eine Halbwertszeit von  $(12.72 \pm 1.3)$ Std. Diese Halbwertszeit passt zum Isotop  ${}^{64}_{29}Cu$ , das eine Halbwertszeit von 12.7 Std [10] besitzt. Es wird wahrscheinlich durch die Verunreinigung  ${}^{63}_{29}Cu$  erzeugt, die mit 100 ppm laut Herstellerangaben [14] in der Berylliumfolie enthalten ist.



$\gamma$ -PEAK AUS GER- MANIUM SPEKTREN	ISOTOP, ZERFALLSART UND ZERFALLS- WAHRSCHEINLICHKEIT	GEMESSENE HALBWERTSZEIT	TATSÄCHLICHE HALBWERTSZEIT
833 keV	${}^{66}_{31}Ga$ Zerfall über $e^-$ -Einfang WK: 5.9 %	$(10.27 \pm 1.89)$ Std	9.49Std
1039 keV	${}^{66}_{31}Ga$ Zerfall über $e^-$ -Einfang WK: 37 %	$(9.97 \pm 1.43)$ Std	9.49Std
2752 keV	${}^{66}_{31}Ga$ Zerfall über $e^-$ -Einfang WK: 22.7 %	$(11.19 \pm 2.8)$ std	9.49Std
1377 keV	${}^{57}_{26}Ni$ Zerfall über $e^-$ -Einfang WK: 81.7 %	$(32.78 \pm 5.11)$ Std	35.6 Std

**Tabelle 3.3:** Tabelle der verschiedenen  $\gamma$ -Peaks, denen ein Isotop zugeordnet werden konnte

In Tabelle 3.3 sind für weitere im Spektrum befindliche  $\gamma$ -Peaks die dazugehörigen Halbwertszeiten und die dazugehörigen Zerfälle und Zerfallswahrscheinlichkeiten angegeben. Alle in der Tabelle aufgeführten Halbwertszeiten und Zerfallswahrscheinlichkeiten entstammen der Referenz. [10]

${}^{66}_{31}Ga$  wird wahrscheinlich durch die Wechselwirkung von  ${}^{63}_{29}Cu$  mit  $\alpha$ -Teilchen erzeugt.  ${}^{63}_{29}Cu$  ist als Verunreinigung in der Berylliumfolie mit 100 ppm [14] enthalten. Es zerfällt über Elektroneneinfang in den Kanälen 833 keV 1039 keV und 2752 keV mit den Zerfallswahrscheinlichkeiten 5.9%, 37% und 22.7% [10].

${}^{57}_{26}Ni$  zerfällt mit der Wahrscheinlichkeit von 81.7% über den Zerfallskanal 1377 keV [10]. Es wird wahrscheinlich über die Wechselwirkung von  ${}^{56}_{26}Fe$  mit  $\alpha$ -Teilchen erzeugt.  ${}^{56}_{26}Fe$  ist als Verunreinigung mit 700 ppm in der Berylliumfolie enthalten. [14]

An alle anderen im Spektren zu sehenden  $\gamma$ -Peaks war es aufgrund von zu wenigen Datenpunkten nicht möglich Halbwertszeiten und Zerfälle zuzuordnen. Aus der Analyse wird nicht klar welche genaue Reaktion die  $\alpha$ -Teilchen mit dem Beryllium ausführen. Dies muss in weiteren Untersuchungen geklärt werden.

### 3.3 Bestimmung von Neutronenflussdichten

Nachdem die Energien der Neutronen für die verschiedenen Strahlströme (Deuteronen 20MeV und  $\alpha$ -Teilchen 30MeV) mit den verschiedenen Targets (Beryllium, Kohlenstoff und Tantal) bestimmt sind, werden im nächsten Schritt die erreichbaren Neutronenflüsse vermessen.

Das Ziel ist, eine Neutronenrate von  $5 \cdot 10^6 \frac{Hz}{cm^2}$  oder höher zu erreichen, um die in Kapitel 1.3, vorhergesagten Untergrundraten am ATLAS Experiment für SLHC Bedingungen bei einer Luminosität von  $5 \cdot 10^{34} \frac{1}{cm^2 \cdot s}$  (ohne Sicherheitsfaktor) in zukünftigen Bestrahlungsexperimente erreichen zu können.

Für die Messung der Neutronenflüsse wurde der in Kapitel 2.4 beschriebene  $BF_3$ -Detektor verwendet, zu dessen Kerneigenschaften es gehört nahezu insensitive auf  $\gamma$ -Strahlung zu sein.

#### 3.3.1 Experimenteller Aufbau

Bei dem hier durchgeführten Experiment war kein Ionenstrahl mit Zeitstruktur notwendig. Aus diesem Grund wurden die Messungen mit ungepulstem Strahl bei verschiedenen Stromstärken durchgeführt. Die Strahlströme bewegen sich zwischen 10 und 720 nA.

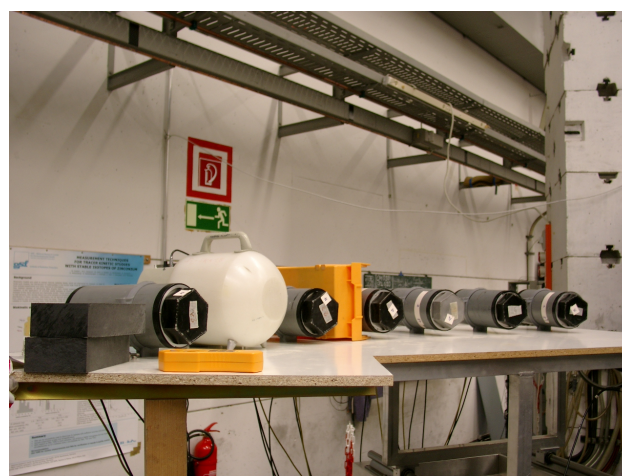
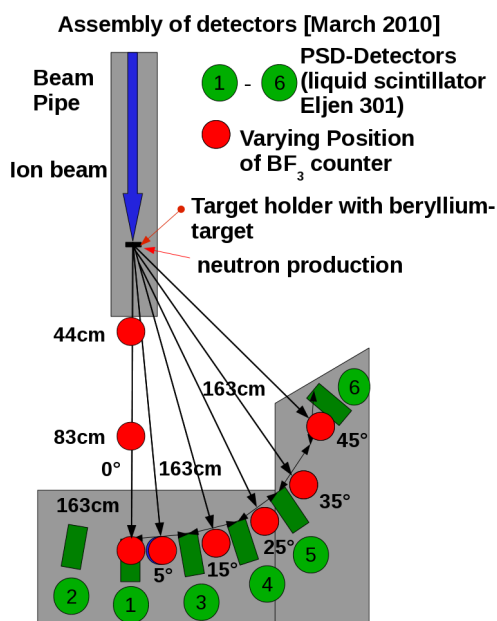


Abbildung 3.50:  $BF_3$ -Detektor in Messposition  $45^\circ$ , die 6 grauen PSD Detektoren sind fest installiert.

Abbildung 3.49: Aufbau für Neutronenflussmessung. Die PSD Detektoren sind fest installiert, die roten Punkte entsprechen den verschiedenen Messpositionen des  $BF_3$ -Detektors.

Das Strahlrohr I-60, hat denselben Aufbau wie bei den Messungen der Energiespektren (Abbildung 3.3). Der  $BF_3$ -Detektor wurde mit einem Quad Scaler and Preset Counter N1145, der Firma CAEN verbunden, der die vom Detektor gesendeten Pulse für einen festen Zeitraum zählt.

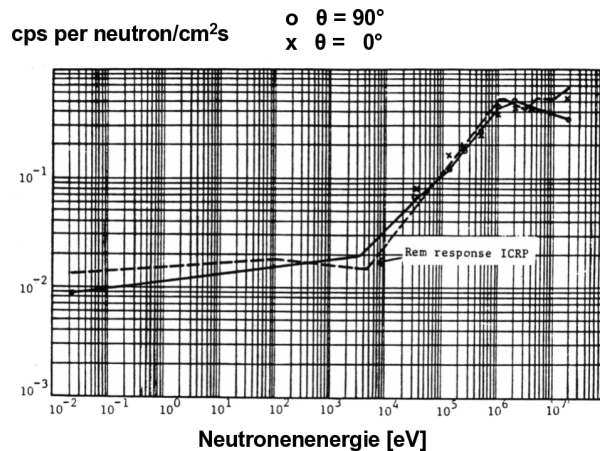
Um die Eigenschaften der Neutronenquelle zu untersuchen, wurden 3 Arten von Messungen realisiert. Wie man in Abbildung 3.49 erkennen kann, wird bei den Abstandsmessungen der Neutronenflüsse der  $BF_3$ -Detektor in verschiedenen Abständen von der Targetleiter unter  $0^\circ$  aufgestellt, in folgenden Entfernungen:

- 44cm, damals minimal möglicher Abstand zur Neutronenproduktion am Targethalter, der Detektor befindet sich direkt am Ende des Strahlrohres. Verlagert man die Neutronenproduktion an den Austrittsflansch des Strahlrohres, sind kürzere Abstände möglich
- 83 cm, mittlerer Abstand
- 163 cm, identischer Abstand, wie die PSD-Detektoren

Die Winkelverteilung der Neutronenflüsse wird bei einem festen Abstand von 163 cm vermessen. Hierzu wurde der  $BF_3$ -Detektor, wie in Abbildung 3.49 dargestellt, zwischen die aufgebauten PSD-Detektoren gestellt. Der damit vermessene Winkelbereich erstreckt sich von  $5^\circ$  bis  $45^\circ$ . Auf dem rechten Bild (Abbildung 3.50) erkennt man den  $BF_3$ -Zähler in Messposition unter  $45^\circ$ , zwischen den PSD-Detektoren.

Als dritte Messkonfiguration wird die Abhängigkeit des Neutronenflusses vom Strahlstrom der Ionen vermessen. Hierbei befand sich der  $BF_3$ -Detektor bei einem festen Abstand und unter einem festen Winkel. Der Strahlstrom wurde variiert.

### 3.3.2 Berechnung von Neutronenflussdichten



**Abbildung 3.51:** Kalibrationsgraphik für den  $BF_3$ -Detektor, nach rechts ist die Energie und nach oben die Effizienz angegeben, Der Winkel  $\theta = 0^\circ$  oder  $\theta = 90^\circ$  bezeichnet die Stellung der Detektorachse zur Flugrichtung der Neutronen. Die y Achse ist in Einheiten  $\frac{\text{counts per second}}{\frac{n}{\text{cm}^2\text{s}}}$  angegeben.

Um die Neutronenflüsse zu berechnen, wird folgende Formel verwendet:

$$\phi_0 = \frac{N}{t \cdot K}$$

In ihr befinden sich folgende Angaben:

- $\phi_0 = \text{Neutronenfluss in } \left[ \frac{Hz}{cm^2} \right]$
- N ist die vom  $BF_3$ - Detektor detektierte Anzahl an Neutronen im Zeitraum  $t = 300s$ ,
- $[\kappa] = \frac{cps}{\frac{n}{cm^2 \cdot s}}$  Kalibrationsfaktor für den Detektor.

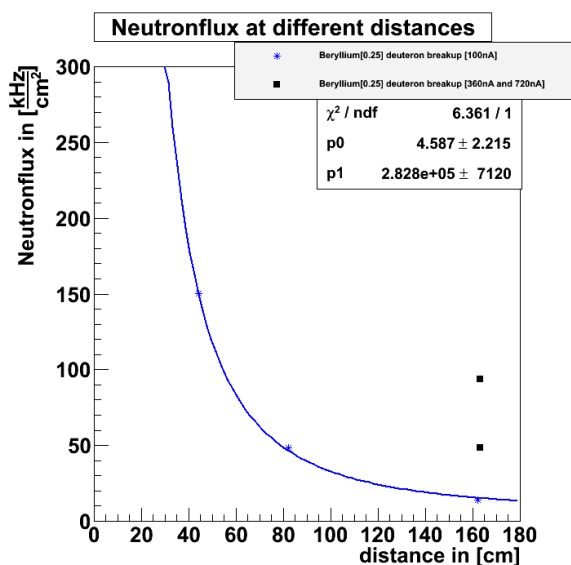
Der Kalibrationsfaktor ergibt sich aus dem Graphen 3.51 abhängig von der Energie der erzeugten Neutronen.

Beispielsweise ergibt sich für die 1-20MeV Neutronen aus der Deuteronen-Aufbruch-Reaktion am Beryllium ein Kalibrationsfaktor von  $\kappa = 0.4 - 0.5 \frac{cps}{n/cm^2 \cdot s}$ , wobei die Achse des Detektors unter  $0^\circ$  zur Richtung der Neutronen gestanden ist.

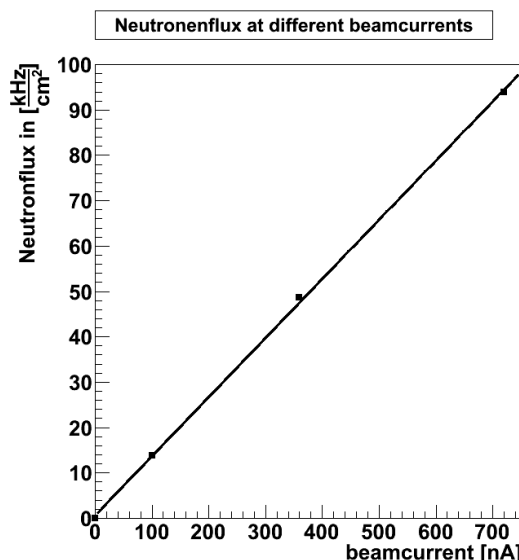
### 3.3.3 Flussdichten bei verschiedenen Abständen und Strahlströmen

Das Ziel der folgenden Messungen ist den dynamischen Messbereich des verwendeten  $BF_3$ -Detektors zu testen. Es wird erwartet, dass die Neutronenflüsse linear mit dem strahlstrom zunehmen und wie  $\frac{1}{r^2}$  mit der Distanz skalieren. Bei den in diesem Kapitel vorgestellten Messungen entsteht, eine Teil der Neutronen am Faraday Cup.

#### Deuteronen-Aufbruch-Reaktion



**Abbildung 3.52:** Abstandsmessung für Deuteronen-Aufbruch-Reaktion, mit Berylliumtarget 0.25 mm bei 100 nA Strahlstrom. Die schwarzen Datenpunkte resultieren aus höheren Strahlströmen, siehe Abbildung 3.53.



**Abbildung 3.53:** Strahlstromvariation bei Deuteronen-Aufbruch-Reaktion an Berylliumtarget der Dicke 0.25 mm

Die Abstandsmessungen der Neutronenflüsse sind bei 100nA Strahlstrom auf das Berylliumtarget der Dicke 0.25 mm durchgeführt worden. Die drei blauen Messpunkte in Abbildung 3.52 sind mit einer  $\frac{1}{r^2}$ -Kurve gefittet, welche die Abnahme des Neutronenflusses mit dem Abstand beschreibt.

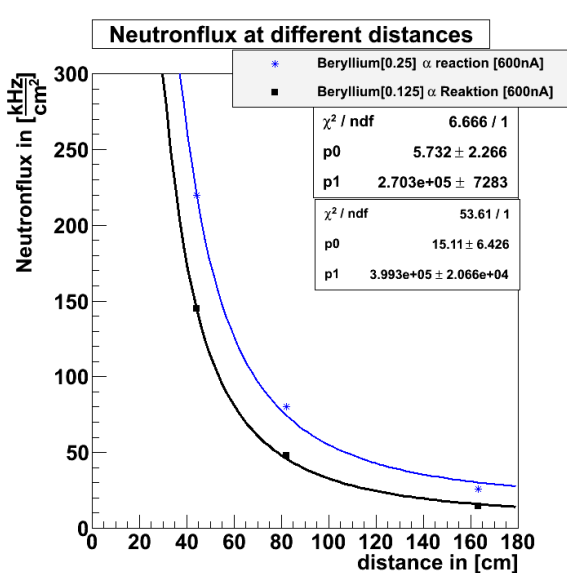
Einen Messpunkt näher am Erzeugungsort der Neutronen aufzunehmen war aufgrund des damaligen Strahlrohraufbaus nicht möglich.

Die zwei schwarzen Datenpunkte stellen Flussmessungen von Neutronen bei höheren Strahlströmen von 360 nA und 720 nA im Abstand von 163 cm dar.

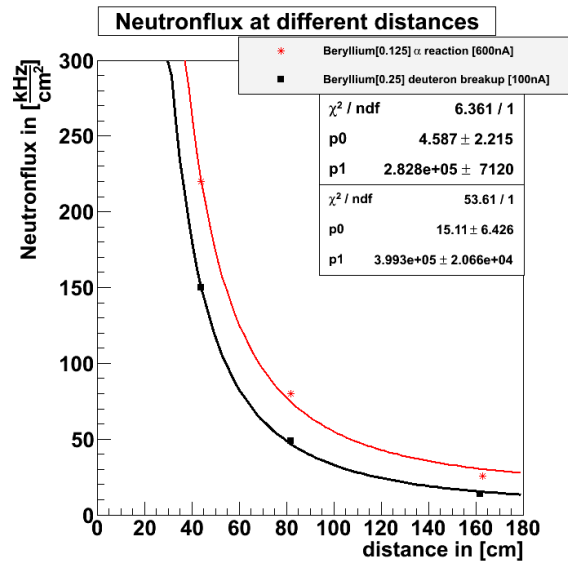
Man erkennt in Abbildung 3.53, bei Auftragung des Neutronenflusses gegen den Strahlstrom der Deuteronen, dass der Neutronenfluss mit zunehmendem Strahlstrom linear zunimmt. Aus beiden Bildern ergibt sich ein dynamischer Messbereich des  $BF_3$ - Detektors für Neutronenflussdichten von mindestens 0 bis  $150 \frac{kHz}{cm^2}$ .

### $\alpha$ -Berylliumreaktion vom März 2010

Bei einem Strahlstrom von 600 nA wurde für die beiden Berylliumtargets der Dicken 0.125 mm bzw. 0.25 mm der Verlauf des Neutronenflusses mit dem Abstand vermessen. Der  $\frac{1}{r^2}$ -Fit beschreibt bei



**Abbildung 3.54:**  $\alpha$ -Berylliumreaktion Abstandsmessung für Berylliumtargets der dicken 0.125 mm und 0.25 mm bei 600nA Strahlstrom.



**Abbildung 3.55:** Vergleich der Abstandsmessung Deuteronen-Aufbruch bei 100 nA mit  $\alpha$ -Berylliumreaktion bei 600 nA jeweils mit Berylliumtarget der Dicke 0.25 mm.

beiden Messungen die Abnahme des Neutronenflusses. Die gemessenen Flüsse beim dickeren Berylliumtarget sind im Schnitt um den Faktor 1.6 höher als beim dünneren Berylliumtarget. Der Grund hierfür kann der nicht subtrahierte Anteil am Neutronenfluss des Faraday Cups sein. Dieser ist eventuell für die beiden Berylliumfolien aufgrund des unterschiedlich großen Energieverlustes, verschieden. In Abbildung 3.55 zeigt für beide Reaktionstypen die mit dem dicken Berylliumtarget durchgeführten Abstandsmessungen. Die bei wesentlich geringerem Strahlstrom von 100 nA aufgenommene Deuteronen-Aufbruch Kurve liegt im Mittel nur um einen Faktor 1.32 unter der Kurve der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion bei 600 nA. Dementsprechend liegen die zu erwarteten Deuteronen-Aufbruch Neutronenflüsse bei Stromstärken oberhalb 600 nA um den Faktor 5 - 10 höher.

### $\alpha$ -Berylliumreaktion vom Oktober 2010

Während der Strahlzeit im Oktober wurden nochmals Messungen des Neutronenflusses durchgeführt. Für diese Messungen wurde das Strahlrohr leicht modifiziert. Ein Berylliumtarget der Dicke [1mm] befand sich direkt am Austrittsflansch. Es wurden wieder Abstandsmessungen bei einem Strahlstrom von 10 nA durchgeführt, das Ergebnis sieht man auf der linken Seite (Abbildung 3.56). Wie bei den Messungen im März, läßt sich die Kurve durch einen  $\frac{1}{r^2}$ -Abfall beschreiben. Aufgrund von unerwarteter Saturation des  $BF_3$ -Zählers konnten keine Messpunkte näher als 46.5 cm vom Erzeugungsort der Neutronen aufgenommen werden. Der Grund für die Saturation ist unbekannt. Wie in vorherigen Abschnitten beschrieben, sollte der  $BF_3$ -Zähler mindestens bis zu Neutronenflussdichten von  $150 \frac{kHz}{cm^2}$  ohne Sättigung arbeiten.

Auf der rechten Seite (Abbildung 3.57) sind bei einem Abstand von 128 cm die gemessenen Neuro-

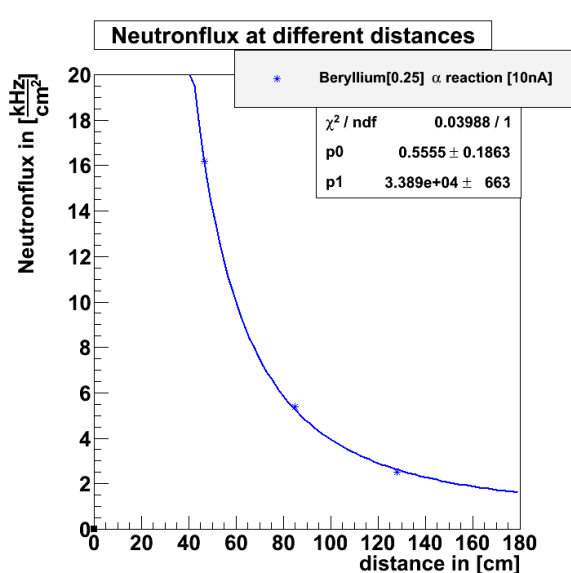


Abbildung 3.56:  $\alpha$  -Berylliumreaktion Abstandsmessung. Die Punkte folgen der  $\frac{1}{r^2}$ -Erwartung.

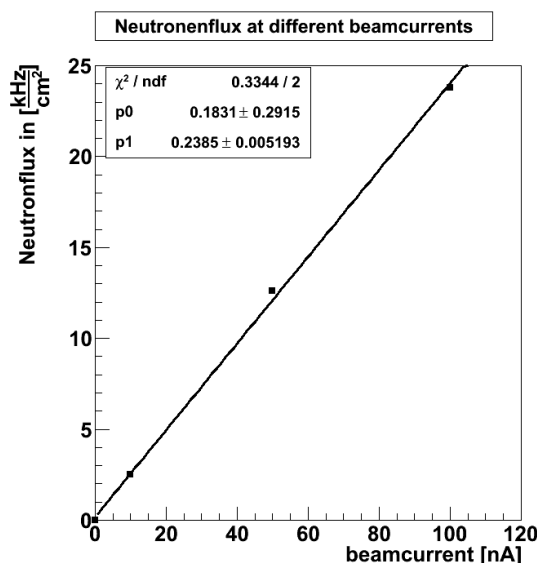


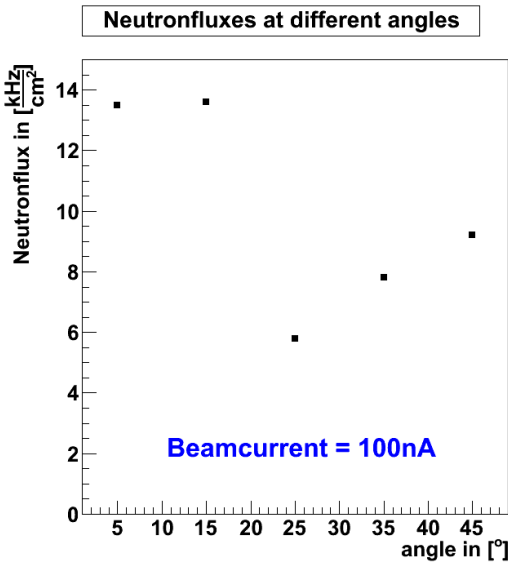
Abbildung 3.57: Strahlstromvariation bei  $\alpha$  -Berylliumreaktion, die Neutronenflussdichte folgt linear.

nenflüsse als Funktion des Strahlstroms dargestellt. Man erkennt eine lineare Zunahme des Neutronenflusses mit dem Strahlstrom. Leider konnten auch hier aufgrund der Sättigung des  $BF_3$ -Zählers keine weiteren Messpunkte bei höheren Strahlströmen aufgenommen werden. Somit war der dynamische Bereich des  $BF_3$ -Zählers auf maximal  $25 \frac{kHz}{cm^2}$ , während dieser Messung festgelegt.

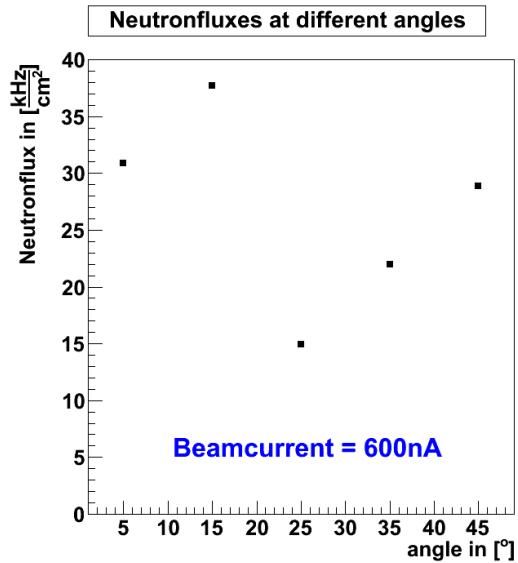
### 3.3.4 Messung der Flussdichten unter verschiedenen Winkeln

Der  $BF_3$ -Detektor wurde unter verschiedenen Winkeln mit einem festen Abstand von 163 cm aufgestellt. Auf der linken Seite in Abbildung 3.58 ist der Flussverlauf für die verschiedenen Winkel der Deuteronen-Aufbruch-Reaktion zu erkennen. Das Target ist Beryllium der Dicke 0.25 mm und der Strahlstrom betrug 100 nA.

Für die Winkel  $5^\circ$  und  $15^\circ$  bleibt der Fluss der Neutronen bei einem Wert von  $13.4 \frac{kHz}{cm^2}$  nahezu konstant. Beim Winkel von  $25^\circ$  erkennt man einen deutlichen Einbruch des Neutronenflusses auf  $5.9 \frac{kHz}{cm^2}$ . Der Grund hierfür ist ein seitlich nach außen stehendes Teil des Strahlrohres, wodurch die Sichtlinie zwischen Detektor und Targetleiter versperrt ist. Die Neutronen werden dadurch zusätzlich



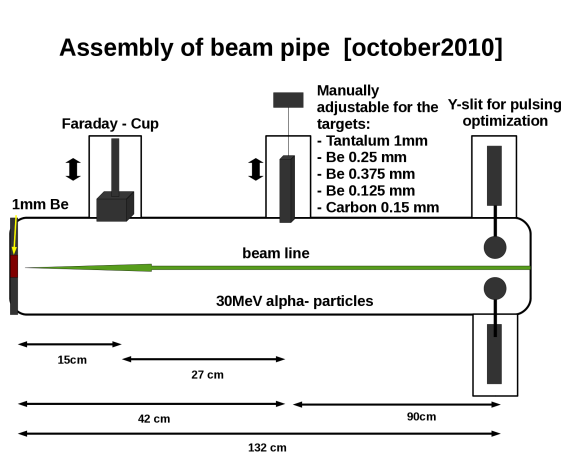
**Abbildung 3.58:** Winkelverteilung Deuteronen Aufbruch-Reaktion bei einem Strahlstrom von 100 nA und dem Berylliumtarget der Dicke 0.25 mm.



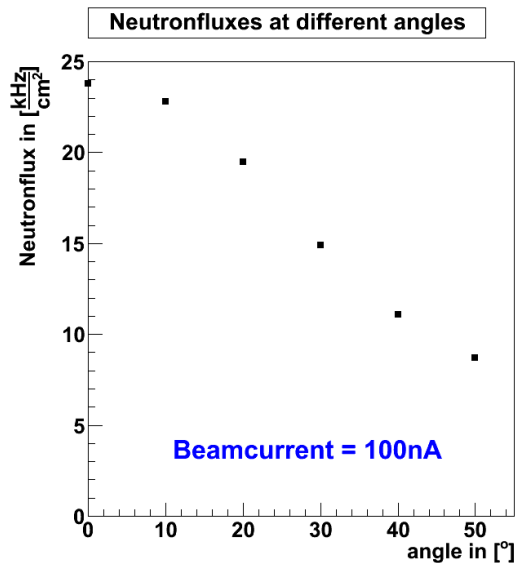
**Abbildung 3.59:** Winkelverteilung  $\alpha$ -Beryllium Reaktion bei einem Strahlstrom von 600 nA und dem Berylliumtarget der Dicke 0.25 mm.

gestreut und damit wird der Neutronenfluss unter diesem Winkel verringert. Bei den Winkeln 35° und 45° nimmt der Fluss hingegen wieder zu, da unter diesen Winkeln die Sichtlinie wieder freier ist. In Abbildung 3.59 sieht man bei der Messung der Winkelverteilung der  $\alpha$ -Berylliumreaktion einen ähnlichen Verlauf. Auch hier erkennt man den Einbruch des Neutronenflusses unter 25°. Bei größeren Winkeln nimmt der Fluss hingegen, analog zur Deuteron-Aufbruch-Reaktion wieder zu und erreicht beim Winkel von 45° beinahe den 0° Wert.

In einer weiteren Strahlzeit, wurde die Winkelverteilung der Neutronen bei der  $\alpha$ -Beryllium Reak-



**Abbildung 3.60:** Verändertes Strahlrohraufbau, das Berylliumtarget befindet sich direkt vor dem 10 mm Aluminiumaustrittsflansch. Es ist 1 mm dick und stoppt die  $\alpha$ -Teilchen, die im Beryllium laut SRIM eine maximale Reichweite 479  $\mu\text{m}$  haben.



**Abbildung 3.61:** Winkelverteilung  $\alpha$ -Beryllium Reaktion



tion nochmals vermessen (Abbildung 3.61). Das Strahlrohr hatte einen etwas veränderten Aufbau, so befand sich das Berylliumtarget direkt am Austrittsflansch, der aus 10 mm dicken Aluminium bestand, siehe Abbildung 3.60. Das Berylliumtarget hatte eine Dicke von 1 mm, so dass es die 30 MeV  $\alpha$ -Teilchen stoppt, da laut SRIM die maximale Reichweite von  $\alpha$ -Teilchen in Beryllium 479  $\mu\text{m}$  beträgt. Die Flüsse wurden für die Winkel  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$  und  $50^\circ$  aufgenommen. Der Abstand des Detektors zum Erzeugungsort der Neutronen betrug 128 cm und der Strahlstrom 100 nA. Die maximale Zählrate lag bei dieser Messung innerhalb des in voriger Kapitel beschriebenen dynamischen Bereich von  $25 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$

Aufgrund des veränderten Abstandes und der Wahl eines wesentlich dickeren Targets sind die Absolutwerte der Flüsse nicht mit den Messungen weiter oben vergleichbar. Man erkennt in dieser Messung eine stetige Abnahme des Neutronenflusses mit dem Winkel. Innerhalb von  $20^\circ$  nimmt der Fluss nur um 20% ab, innerhalb von  $35^\circ$  um den Faktor 2. Diese relativ geringe Abnahme innerhalb von  $\pm 35^\circ$  erlaubt grossflächige Neutronenbestrahlungen bei hohen Neutronenflussdichten im Bereich oberhalb von  $1 \cdot 10^6 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$  (Kapitel 3.3.6).

### 3.3.5 Flussdichten verschiedener Targets

#### Deuteronen-Aufbruch-Reaktion

Abstand [cm]	Target [mm]	Energie- verlust $\frac{dE}{dx}$ [ $\frac{\text{keV}}{\mu\text{m}}$ ]	Neutronenfluss mit FC [ $\frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$ ]	Neutronenfluss ohne FC [ $\frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$ ]	Neutronenfluss ohne gewichteten FC [ $\frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$ ]
136	Faraday Cup	30.94	7.0	—	5.6
163	Be[0.25]	6.98	13.4	6.4	7.8
163	Be[0.125]	6.98	9.5	2.5	3.9
163	C [0.15]	9.24	7.7	0.7	2.1
163	Ta[1]	30.94	3.4	3.4	3.4

**Tabelle 3.4:** Neutronen Flussdichten bei verschiedenen Targets der Deuteronen-Aufbruch-Reaktion. Die Reichweite von 20 MeV Deuteronen in Tantal beträgt, 396.47  $\mu\text{m}$

Die in der Tabelle 3.4 aufgeführten Neutronenflüsse wurden alle unter demselben Winkel von  $5^\circ$  bei dem gleichen Strahlstrom von 100 nA, derselben Messzeit von 300 s und demselben Abstand von 163 cm aufgenommen. Ausnahme ist der Faraday Cup. Dieser befand sich im Abstand von 136 cm zum  $BF_3$ -Detektor, bei allen vorgestellten Messungen. Er zeigte einen Fluss von  $7.0 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$ , wobei bei dieser Messung **kein** anderes Target im Strahlengang war.

Um die gemessenen Flüsse miteinander vergleichen zu können wird bei allen in der Tabelle aufgeführten Flüssen von den Targets Beryllium und Kohlenstoff versuchsweise der gemessene Flusswert um den Anteil des Faraday Cups reduziert, weil wie in Kapitel 3.1.6 gezeigt, die Deuteronen die dünnen Targetfolien durchdringen und am Faraday Cup zusätzlich Neutronen erzeugen. In Tabelle 3.4 sind zusätzlich die spezifischen Energieverluste  $\frac{dE}{dx}$  der Deuteronen in den verschiedenen Targets angegeben. Im Tantal werden die 20 MeV Deuteronen gestoppt, sie haben laut SRIM eine Reichweite von 125.89  $\mu\text{m}$  In der zweiten Spalte von rechts in Tabelle 3.4 sind die um den gemessenen Wert von

$7.0 \frac{kHz}{cm^2}$  reduzierten Flusswerte angegeben.

Der Anteil des Faraday Cups am Neutronenfluss ist bei Targets im Strahlengang wahrscheinlich geringer. Der Grund hierfür könnte die geringere Energie der Deuteronen sein, die am Faraday Cup wechselwirken wenn ein Target im Strahlengang sitzt.

Wie man an den gemessenen Flüssen der beiden Berylliumtarget sieht, nimmt der Neutronenfluss mit zunehmender Berylliumdicke zu. Nimmt man nun an, dass der Neutronenfluss exakt mit der Targetdicke skaliert, so erhält man aus den beiden Flusswerten des Berylliums einen geringeren und damit realistischeren Anteil des Faraday Cup am Neutronenfluss der Targetfolien. Dieser würde  $5.6 \frac{kHz}{cm^2}$  betragen. Leider stand zum Zeitpunkt der Messung kein drittes Berylliumtarget zur Verfügung, wodurch der Zusammenhang von Targetdicke und Neutronenfluss eindeutiger hätte bestimmt werden können. In der ersten Spalte von rechts in Tabelle 3.4 sind die Werte der Flüsse für die verschiedenen Targets ohne den abgeschätzten Anteil des Faraday Cups von  $5.6 \frac{kHz}{cm^2}$  angegeben.

Man erkennt, dass die Neutronenflüsse der Berylliumtargets die höchsten sind, wobei der Fluss aufgrund obiger Annahme mit der Dicke der Targets skaliert. Die Flüsse der anderen Targets sind geringer, so zeigt Kohlenstoff einen um den Faktor 2.4 geringeren Fluss als das Berylliumtarget der vergleichbaren Dicke von 0.125 mm. Die Tantal Platte der Dicke 1 mm erreicht eine um den Faktor 2.3 kleineren Fluss als die Beryllium Folie der Dicke [0.25mm]. Der Wert des Tantals ist nicht Faraday Cup bereinigt, weil die Deuteronen in diesem Target gestoppt werden.

Skaliert man den bei einem Abstand von 136 cm gemessenen Wert des aus Tantal bestehenden Faraday Cups von  $7.0 \frac{kHz}{cm^2}$  auf den Abstand von 163 cm, wobei man wieder eine quadratische Abnahme des Flusses annimmt, erhält man den Neutronenflusswert von  $4.9 \frac{kHz}{cm^2}$ . Vergleicht man diesen Wert, mit dem Wert des Tantaltargets beim Abstand 163 cm von  $3.4 \frac{kHz}{cm^2}$ , so ist der Wert höher. Warum der Wert des Faraday Cups um den Faktor 1.4 höher ist als am Tantaltarget, wo die Deuteronen ebenfalls gestoppt werden ist unklar. Beide Zahlen sind im Rahmen derselben Messserie mit identischen Detektoren bestimmt worden Ein Grund für hierfür könnte sein, dass der Faraday Cup nicht wie angegeben aus Tantal besteht.

### Die $\alpha$ -Beryllium-Reaktion

Die in der Tabelle aufgeführten Neutronenflüsse für die  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion wurden für alle Targets bei demselben Winkel von  $5^\circ$ , dem gleichen Strahlstrom von 600 nA, derselben Messzeit von 300s und demselben Abstand von 163 cm vermessen. Die Ausnahme ist wiederum das Faraday Cup. Die Messungen der Neutronenflussdichten der Targets wurden alle mit Faraday Cup in Strahlstromposition durchgeführt.

In der dritten Spalte von rechts der Tabelle 3.5 sind die gemessenen Neutronenflüsse für alle Targets angegeben. Diese Werte müssen für die beiden Berylliumtargets und das Kohlenstofftarget um den Anteil der am Faraday Cup erzeugten Neutronen reduziert werden, weil bei diesen Targets ein Teil der  $\alpha$ -Teilchen die Folien durchdringen und am Faraday Cup wechselwirken. Der Einfluss des Faraday Cups auf die Neutronenflüsse ist bei der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion geringer als bei der Deuteronen-Aufbruch-Reaktion, weil am Faraday Cup bei  $\alpha$ -Bestrahlung weniger Neutronen erzeugt werden. Der in der Tabelle angegebene Wert für den Neutronenfluss des Faraday Cup im Abstand von 134 cm, wobei **kein** anderes Target im Strahlengang war, beträgt  $3.9 \frac{kHz}{cm^2}$ . Wie beim Deuteronen-Aufbruch ist der Anteil des Faraday Cups bei der Messung der Neutronenflüsse der Targets wahrscheinlich geringer als der gemessene Wert ohne Target. Der Grund sind wahrscheinlich die Energieverluste der  $\alpha$ -Teilchen beim Durchdringen der Targets.

Mit der Annahme, dass der Fluss der beiden Berylliumfolien exakt mit der Targetdicke skaliert, ergibt

Abstand [cm]	Target [mm]	Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ [ $\frac{keV}{\mu m}$ ]	Neutronenfluss mit FC [ $\frac{kHz}{cm^2}$ ]	Neutronenfluss ohne FC [ $\frac{kHz}{cm^2}$ ]	Neutronenfluss ohne gewichteten FC [ $\frac{kHz}{cm^2}$ ]
136	Faraday Cup (Ta)	150.1	3.9	2.7	—
163	Be[0.25]	35.3	30.9	27	28.2
163	Be[0.125]	35.3	16.8	12.9	14.1
163	C [0.15]	46.6	2.4	— — — —	— — — —
163	Ta [1]	150.1	1.9	1.9	1.9

**Tabelle 3.5:** Neutronenflussdichten verschiedener Targets bei  $\alpha$ -Bestrahlung der Energie 30 MeV. Die  $\alpha$ -Teilchen durchdringen alle Targets bis auf das Tantal und den Faraday Cup, hier beträgt die Reichweite laut SRIM 479  $\mu m$

sich ein Anteil des Faraday Cups am Neutronenfluss von  $2.7 \frac{kHz}{cm^2}$ . In der ersten Spalte von rechts in Tabelle 3.5 sind die Werte der Flüsse für die verschiedenen Targets ohne den abgeschätzten Anteil des Faraday Cups von  $2.7 \frac{kHz}{cm^2}$  angegeben. Man erkennt, dass die Flüsse der Berylliumtargets im Vergleich zu den anderen Targets am höchsten sind.

Zieht man in der Tabelle 3.5 den abgeschätzten Wert des Neutronenflusses vom Kohlenstofffluss ab, so würde man negative Werte erhalten. Diese unphysikalischen negativen Werte sind jedoch erklärbar, dass die Neutronen am Kohlenstofftarget keine Neutronen erzeugen, aber dennoch Energie in der Folie verlieren. In Kapitel 3.2.4, wurde anhand der TDC-Spektren der Reaktion gezeigt, dass am Kohlenstofftarget keine Neutronen erzeugt werden.

Am Tantal-Target, an dem die  $\alpha$ -Teilchen gestoppt werden, wird nur ein sehr geringer Neutronenfluss von  $1.9 \frac{kHz}{cm^2}$  gemessen. Skaliert man den Wert des Neutronenflusses des Faraday Cups auf den gleichen Abstand, wie das Tantaltarget, erhält man den Wert  $2.7 \frac{kHz}{cm^2}$ . Weshalb der Wert des Faraday Cups wiederum höher ist, ist nicht verstanden. Eine Vermutung ist wiederum, dass der Faraday Cup nicht aus Tantal besteht.

### 3.3.6 Zusammenfassung und Ausblick zu erreichbaren Neutronenflussdichten

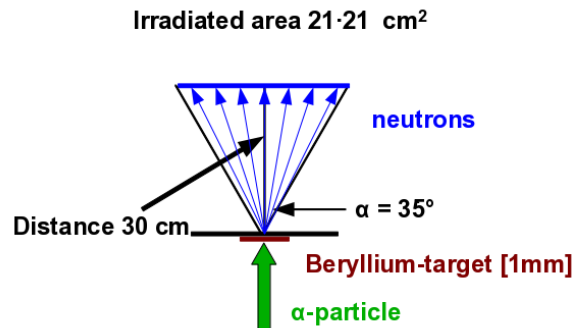
#### Deuteronen-Aufbruch-Reaktion

In nur einem Tag effektiver Experimentierzeit konnten am MLL-Laboratorium die Parameter für die Deuteronenaufbruch-Reaktion optimiert werden.

Nachdem die gemessenen Neutronenflussdichten mit dem Strahlstrom linear zusammenhängen und quadratisch mit dem Abstand abnehmen war die ordnungsgemäße Arbeitsweise der Aperatur gezeigt. Durch zusätzliche Skalierung der Targetdicke läßt sich eine Abschätzung abgeben, welche maximalen Flüsse mit der Deuteronen-Aufbruch-Reaktion möglich sind.

Für einen Strahlstrom von 720 nA bei einem Abstand von 163 cm wurde ein um den Faraday Cup Anteil reduzierter Fluss von  $7.4 \cdot 10^4 \frac{Hz}{cm^2}$  gemessen.

Durch eine weitere Erhöhung des Strahlstromes auf mögliche 1  $\mu A$  bei Verringerung des Abstands auf 30 cm und die Verwendung dickerer Berylliumtargets, wie 0.375 mm scheint der benötigte Fluss von  $5 \cdot 10^6 \frac{Hz}{cm^2}$  zur Simulation des Untergrunds am ATLAS Detektor erreichbar zu sein. Die Bestrahlungsfäche liegt dann bei etwa  $30 \text{ cm} \cdot 30 \text{ cm}$ . Innerhalb dieser Fläche ist die Neutronenflussdichte bis auf einen Faktor 2 konstant.

**$\alpha$ -Beryllium Reaktion****Irradiation Area with continuous Neutron flux****Abbildung 3.62:** Bestrahlungsfläche mit kontinuierlichem Neutronenfluss

Im folgenden wird eine Abschätzung für den maximalen Fluss der  $\alpha$ -Beryllium Reaktion gegeben und die Größe der gleichmäßig bestrahlten Fläche. Im vorangegangenen Abschnitt entspricht die quadratische Abnahme des Neutronenflusses mit dem Abstand und eine lineare Zunahme des Neutronenflusses mit dem Strahlstrom der Erwartung.

Betrachtet man die Oktobermessung mit dem neuen experimentellen Aufbau, mit welchem geringere Abstände möglich sind, so ergibt sich für die Abschätzung: Der gemessene Fluss bei einem Strahlstrom von 100nA, bei einem Berylliumtarget der Dicke 1 mm, in welchem die 30 MeV  $\alpha$ -Teilchen bereits gestoppt werden und einen Abstand von 128 cm beträgt  $2.38 \cdot 10^4 \frac{Hz}{cm^2}$

Skaliert man dies auf einen Abstand von 30 cm, so erhält man einen Fluss von  $4.3 \cdot 10^5 \frac{Hz}{cm^2}$ .

Durch höhere  $\alpha$ -Strahlströme, bis zu 600 nA wurden im Experiment beobachtet, sind etwa  $2.5 \cdot 10^6 \frac{Hz}{cm^2}$  zur Simulation des Untergrunds am Atlas Detektor erreichbar.

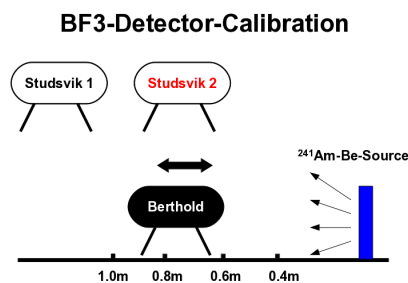
Außerdem wurde gezeigt, das der Fluss innerhalb einen Winkels von  $35^\circ$  nur um den Faktor 2 abnimmt, siehe Abbildung 3.61. Betrachtet man nun die Abbildung 3.62, so ergibt sich die Möglichkeit, in einem Abstand von 30cm, eine Fläche von  $21 \cdot 21 \text{ cm}^2$  mit einem Neutronenfluss der Stärke  $> 1 \cdot 10^6 \frac{Hz}{cm^2}$  zu bestrahlen, wobei sich der Fluss innerhalb dieses Bereichs nur um den Faktor zwei ändert.

**Kalibration des  $BF_3$ -Zählers**

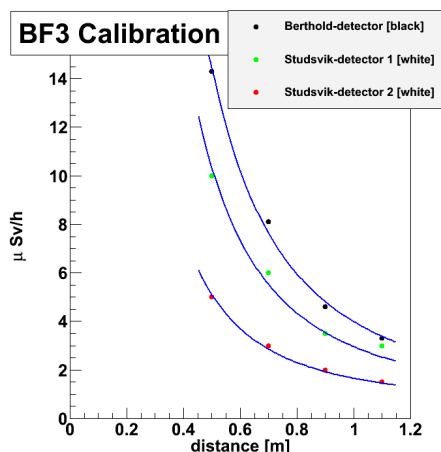
Zur Kalibration des  $BF_3$  Detektors wurde der bei den Flussmessungen verwendete Studsvik  $BF_3$ -Detektor mit einem baugleichen Detektor und einem Neutronendetektor der Firma Berthold Technologies verglichen. Letzterer wird jährlich vom Landesamt für Umweltschutz mit deren Neutronenmonitor verglichen und sollte auf 20% genau anzeigen. [3]

Bei der Kalibrationsmessung wurde eine Americium-Beryllium-Quelle mit einer Halbwertszeit von 433 Jahren verwendet, die im Mittel  $2.2 \cdot 10^6 \frac{n}{s}$  mit einer Energie von 1 -10 MeV aussendet. [5]

Die drei oben genannten Detektoren wurden unter verschiedenen Abständen, wie in Abbildung 3.63 dargestellt, vor die Neutronenquelle gestellt, und jeweils die Neutronenrate in  $\frac{\mu Sv}{h}$  gemessen. Es ergab sich der in Abbildung 3.64 dargestellte Verlauf. Der Berthold Detektor (im Diagramm schwarz) sah bei allen Messpunkten die höchste Neutronendosis und im Mittel über alle Messpunkte den Faktor 1.23 höhere Neutronenraten als der baugleiche, aber bei den Messungen nicht verwendete Studsvik



**Abbildung 3.63:** Die 3 zur Verfügung stehenden Detektoren sind jeweils in verschiedenen Abständen vor die  $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ -Quelle gestellt worden und so die gemessene Neutronendosis bestimmt worden



**Abbildung 3.64:** Für die 3 Detektoren sind die gemessenen Neutronenraten gegen den Abstand aufgetragen, in rot ist der bei den Neutronenflussmessungen verwendete  $\text{BF}_3$ -Detektor dargestellt, in grün der Baugleiche  $\text{BF}_3$ -Detektor und in schwarz der Berthold Neutronen-Detektor

$\text{BF}_3$ -Detektor (im Diagramm grün). Im Vergleich zum verwendeten Studsvik  $\text{BF}_3$ -Detektor (im Diagramm rot), sah der Berthold Detektor den Faktor 2.53 mehr Neutronen. Diese Messung wurde über die  $\frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}}$  Anzeige der 3 Detektoren durchgeführt. Der Berthold Zähler verfügt über keine weitere Auslesemöglichkeit.

Neben dieser Messung wurden die beiden Studsvik  $\text{BF}_3$ -Detektoren nochmals untereinander verglichen. Die Detektoren wurden, wie bei den Flussmessungen, mit einem Scaler verbunden und es wurde für einen festen Zeitraum die Anzahl der Pulse des Detektors gezählt. Dies geschah wiederum für verschiedene Abstände. Hierbei ergab sich, dass der nicht verwendete  $\text{BF}_3$ -Detektor im Mittel über alle Messpunkte um den Faktor 1.55 mehr Neutronen sieht, über die Messung per  $\frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}}$ -Anzeige ergibt sich ein Faktor von  $\frac{2.52}{1.46} = 2.05$  zwischen den beiden Studsvik-Zählern, also ein noch höheren Faktor. Aus den hier vorgestellten Kalibrationsmessungen kann man die Schlussfolgerung ziehen, dass die mit dem  $\text{BF}_3$ -Detektor gemessenen Neutronenflüsse mindestens um den Faktor 2.55 zu niedrig waren und somit noch höhere als die weiter oben vorgestellten Flüsse erreichbar sind.



## Kapitel 4

# Protonenbestrahlungen

Alle Bestrahlungen mit Protonen der Energie 20 MeV wurden am Strahlplatz I - 40 in Halle 1 des MLL Laboratoriums durchgeführt. Dieser Strahlplatz befindet sich direkt neben dem Strahlplatz I -60, an dem die Versuche zu Neutronenreaktionen ausgeführt wurden.

Es wurden 2 verschiedene Experimente mit Protonenbestrahlung durchgeführt. Bei den Alterungsstudien an Standard ATLAS Driftrohren wurde mit Strahlströmen im Bereich von 40 - 150 nA gearbeitet. Beim zweiten Experiment wurde mit Protonenströmen im  $10^{-12}$ -Ampere-Bereich eine Kammer, die aus den neuentwickelten 15 mm Driftrohren besteht, bestrahlt.

### 4.1 Alterungsstudien an Standard ATLAS Driftrohren

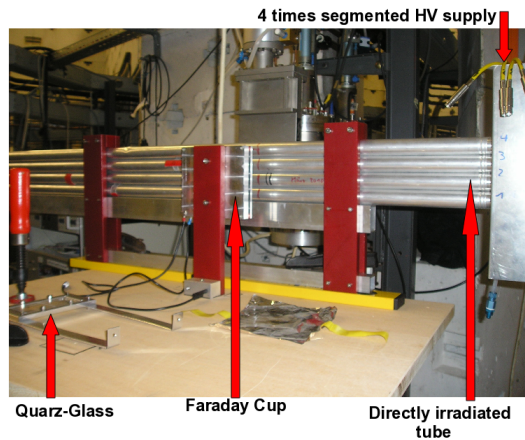
Das Ziel der Alterungsstudien war es, die innerhalb von 10 Jahren am ATLAS-Detektor akkumulierte Strahlung an den 30 mm Driftrohren, innerhalb einer Nacht durch Bestrahlung mit Protonen der Energie 20 MeV zu simulieren. Das Ziel ist  $1 \frac{C}{cm}$  [12] an Ladung am Draht des ATLAS Driftrohres zu deponieren. Nach Ende der Bestrahlung wurden die Detektoren untersucht, um auftretende Alterungseffekte, wie beispielsweise Ablagerungen am Draht und damit verbundene Verschlechterungen der Detektoreigenschaften festzustellen. Bei den Alterungsstudien wurden 2 verschiedene Driftgase verwendet, einmal das Standard Driftgas Ar:CO<sub>2</sub> 93:7% und das alternative Driftgas Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1%

#### 4.1.1 Versuchsaufbau für Alterungsstudien am Strahlplatz I-40

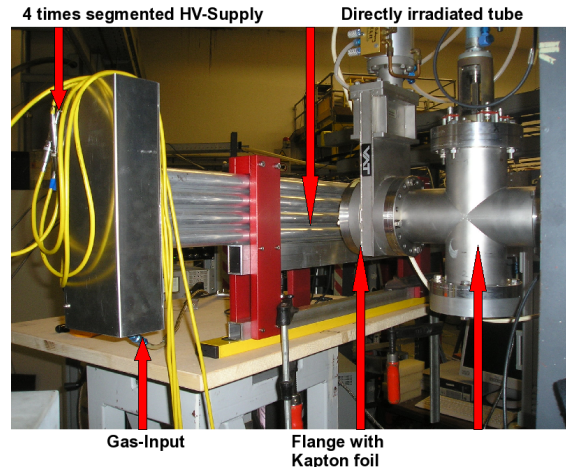
Das Strahlrohr I-40 ist für die Bestrahlungsexperimente mit einem Edelstahlflansch abgeschlossen worden, in dem sich ein Kaptonfenster befindet. Das Fenster hat eine Breite von 70 mm und eine Höhe von 18 mm. Die Dicke der Kaptonfolie beträgt  $50 \mu m$ .

Am Experimentierplatz I-40 befindet sich ein Tisch, auf den der experimentelle Aufbau für die Alterungsstudien an den Driftrohren aufgebaut werden kann.

In Abbildung 4.1 und 4.2 ist der Versuchsaufbau einmal von vorne und einmal von hinten zu sehen. In beiden Abbildungen erkennt man die vier ATLAS Standard Driftrohre mit einem Durchmesser von 30 mm und einer Länge von 1.7 m. Die Rohre befinden sich in einer Halterung, so dass sie senkrecht vor das Strahlrohr aufgestellt werden können. Außerdem ist es möglich die Rohre innerhalb der Halterung seitlich zu verschieben. Die Rohre sind von unten nach oben durchnummeriert. Das Rohr, das mit 20 MeV Protonen bestrahlt wurde, ist das zweite von unten und wird als Rohr Nummer 2 bezeichnet. Als unbestrahltes Referenzrohr, zum Vergleich der Detektoreigenschaften, dient das darüberliegende Rohr Nummer 3.



**Abbildung 4.1:** Versuchsaufbau für Alterungsstudien an ATLAS Driftrohren. Man sieht hier die 4 vor dem Strahlrohr aufgebauten Driftrohre, das zweite Rohr von unten wurde mit Protonen bestrahlt, die restlichen drei Rohre dienen als Referenzrohre, zum Vergleich der Detektoreigenschaften. Auf diesem Bild erkennt man außerdem noch den Faraday Cup mit dem der Strahlstrom der Protonen gemessen wird und die vierfach segmentierte Hochspannungsversorgung der Driftrohre



**Abbildung 4.2:** Versuchsaufbau für Alterungsstudien an ATLAS Driftrohren, gesehen von der gegenüberliegenden Seite. Man erkennt, dass sich das zweite Driftrohr von unten, genau auf Höhe des Austrittsfensters des Strahlrohres befindet. Daneben erkennt man den Einlaß der Gasversorgung der Driftrohre

Alle vier verwendeten Driftrohre haben für die Alterungsstudien eine separate Hochspannungsversorgung erhalten. Dies wird durch eine vierfach segmentierte, so genannte HV-Hedgehogkarte realisiert. In Abbildung 4.1 sind rechts oben die vier HV-Stecker zu erkennen, wobei jeder Stecker ein Rohr versorgt. Durch diesen Aufbau ist es möglich bei allen Rohren den Strom und die Spannung unabhängig von den anderen Rohren zu messen und aufzuzeichnen.

Die Hochspannung der Rohre, von 3080 V, wird durch zwei ISEG SHQ 224M Hochspannungsgeräte, die jeweils zwei Hochspannungsausgänge besitzen bereitgestellt. Die Hochspannungsgeräte verfügen über jeweils eine RS-232 Schnittstelle, über die die anliegende Spannung und der im Rohr fließende Strom mit einem Computer ausgelesen werden kann.

Neben der Hochspannung werden die 30 mm Standardrohre über ein Gasmisch und Druckregulierungssystem mit Gas bei einem Druck von 3000 mbar versorgt. Hierfür sind die Driftrohre über einen Gasein- und Gasauslaß an den beiden Enden der Rohre mit dem Gasmischsystem und Druckregulierungssystem verbunden. Dieses System stellte die beiden benötigten Gasmischungen Ar:CO<sub>2</sub> 93:7% und Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1% zur Verfügung, mit denen die Rohre während der Bestrahlung gefüllt wurden .

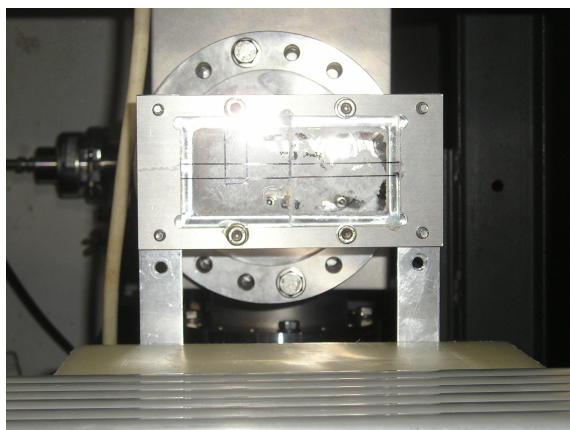
In Abbildung 4.2 ist das Strahlrohr mit den davor befindlichen Driftrohren zu erkennen. Man sieht, dass sich das zweite Driftrohr von unten genau auf Höhe des Strahlrohres befindet.

Der Faraday Cup, ein weiterer Teil des experimentellen Aufbaus ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Er wird direkt hinter, die zu bestrahlende Stelle des Rohres gestellt. Er hat eine Größe von 10 cm · 10 cm und besteht aus einem Aluminium Strahlstopper vor dem zur Sekundärelektronenunterdrückung eine Mylar Folie in einer Halterung gespannt ist. Der Faraday Cup wird dafür verwendet, die Stärke des ankommenden Protonenstrahls, mit der die Driftrohre bestrahlt werden, zu messen. In dieser

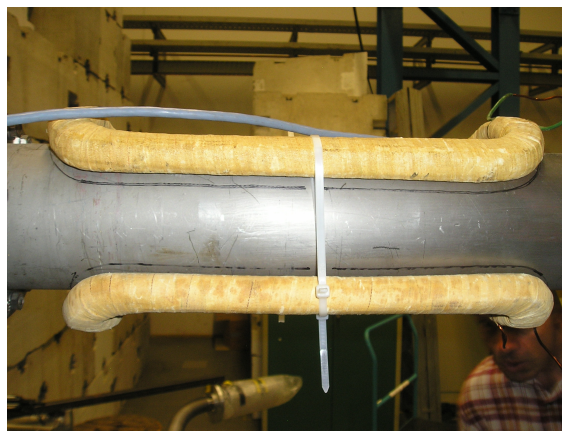


Abbildung ist außerdem liegend eine Halterung mit einem Quarzglas zu erkennen. Das Quarzglas wird benötigt um den Protonenstrahl optisch kontrolliert zu justieren einzustellen. Dies wird im folgenden Kapitel im Detail vorgestellt.

#### 4.1.2 Ionenstrahl Diagnostik des Protonenstrahls



**Abbildung 4.3:** Mit Hilfe des Quarzglases kann der Protonenstrahl sichtbar gemacht werden und so mittels einer Kamera im Kontrollraum gemonitort werden, wo der Strahl optimal eingestellt wird. Auf dem Quarzglas ist die Fläche markiert, die gleichmäßig bestrahlt werden soll



**Abbildung 4.4:** Im Bild erkennt man die am Strahlrohr befestigten Luftspulen des Wobblermagneten, dieser arbeitet in Verbindung mit einem Frequenzgenerator und schnell Stromverstärker und erzeugt ein periodisch sich änderndes Magnetfeld, wodurch der Teilchenstrahl abgelenkt wird und die am Quarzglas markierte Fläche gleichmäßig bestrahlt wird

Bevor die Alterungsstudien starten können und der in Kapitel 4.1.1 beschriebene Versuchsaufbau vor das Austrittsfenster von Strahlrohr I - 40 gesetzt werden kann, muss der 20 MeV Protonenstrahl optimal eingestellt werden. Das Ziel ist eine möglichst große Fläche **eines einzigen** Rohres gleichmäßig mit Protonen zu bestrahlen und am Draht die Ladung von  $1 \frac{C}{cm}$  zu deponieren.

Um den Protonenstrahl sichtbar zu machen werden 2 Quarzgläser der Firma Teckspec UC (Größe  $50mm \cdot 50mm \cdot 4mm$ ) verwendet. Diese sind in einer Halterung befestigt, die am Strahlplatz direkt vor den Austrittsflansch aufgebaut werden kann, siehe Abbildung 4.3. Hinter der Quarzglas-Halterung wird eine Video-Kamera aufgestellt, mit der es möglich ist, den Strahl vom Kontrollraum des MLL Laboratoriums zu beobachten und zu optimieren. Bei Protonenstrahlströmen der Größenordnung 30 nA ist der Strahlfleck auf dem Quarzglas gut sichtbar.

Mit Hilfe der im Strahlgang vorhandenen Linsen, ist es möglich, durch Fokussierung und Defokussierung Strahlflecke der Größenordnung von  $1 mm^2$  bis  $1 cm^2$  einzustellen. Für Alterungsstudien ist ein gewobblter Strahlfleck der Fokussierung  $1 mm^2$  geeignet. Wie man in Abbildung 4.3 sehen kann, wird auf dem Quarzglas die zu bestrahlende Fläche markiert. Um den Strahlfleck abzulenken, so dass die markierte Fläche gleichmäßig überstrichen wird, benötigt man den Wobblermagnet.

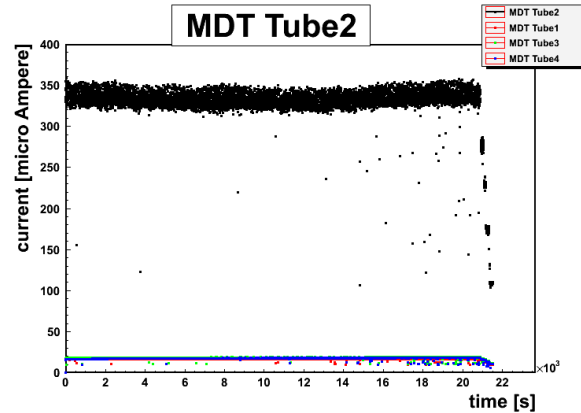
In Abbildung 4.4 sind die 2 Luftspulen des Wobblermagneten zu sehen, die sich außen am Strahlrohr befinden. Insgesamt gibt es 2 Wobblermagneten, die den Teilchenstrahl in x bzw. in y-Richtung ablenken. Die Luftspulen sind über einen Verstärker mit einem Frequenzgenerator verbunden. An diesem können die Parameter, Offset Amplitude und Frequenz eingestellt werden. Dadurch wird ein periodisch sich änderndes Magnetfeld im Strahlrohr erzeugt, wodurch der Protonenstrahl in die

gewünschte Richtung abgelenkt und die gesamte Fläche gleichmäßig überstrichen wird. Unser Ziel war es eine möglichst große Fläche eines Rohres zu bestrahlen, da das Austrittsfenster des Strahlrohres maximal 7 cm breit war, wählten wir als Bestrahlungsfläche des Standard ATLAS Driftrohres die Größe  $7\text{ cm} \cdot 1\text{ cm}$ . In nachfolgender Tabelle 4.1 sind die Einstellungen des Wobblers für diese Fläche angegeben. Das Magnetfeld änderte sich dabei mit einer Frequenz von 8 Hz.

X AMPLITUDE	5
X FREQUENZ	14
Y AMPLITUDE	20
Y FREQUENZ	22

**Tabelle 4.1:** Einstellungen des Wobblermagneten für eine gleichmäßige Bestrahlung der Fläche  $7\text{ cm} \cdot 1\text{ cm}$

### 4.1.3 Protonenbestrahlung der ATLAS Driftrohre



**Abbildung 4.5:** Der Graph zeigt den Verlauf des Stroms an den 4 Driftrohren bei einer Protonenbestrahlung der Stärke 105 nA, wobei die Rohre mit  $Ar : CO_2 : N_2$  96 : 3 : 1 % gefüllt waren. In schwarz ist der Strom des bestrahlten Rohres dargestellt. Dieser ist um den Faktor 18 größer als bei den unbestrahlten Rohren. Die Datenpunkte am Ende der Bestrahlung sind gemessene Rohrströme bei verschiedenen Protonenströmen.

Nachdem der Strahlfleck und die Größe der bestrahlten Fläche mit Hilfe des Quarzglas und des Wobblermagneten eingestellt wurden, ist das Quarzglas samt Halterung entfernt und die Driftrohre, wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben, in Position gebracht worden.

Es wurden 2 Bestrahlungen über Nacht durchgeführt. Bei der ersten Protonenbestrahlung wurde das Standard Driftgas  $Ar:CO_2$  93:7% verwendet. Das Rohr Nummer 2 wurde für 11 Stunden und 30 Minuten mit 20 MeV Protonen der Stromstärke 40 nA bestrahlt. Die Driftrohre zeigten dabei im Mittel einen Strom von  $160\ \mu\text{A}$  an. Leider war es aufgrund von Problemen mit der segmentierten HV Versorgung nicht möglich während dieser Bestrahlung die Ströme an allen 4 Rohren einzeln auszulesen und aufzuzeichnen.

Aus dem Strom am bestrahlten Rohr und dem Zeitraum der Bestrahlung ergibt sich die deponierte Ladungsmenge am Draht, von  $0.95\ \frac{\text{C}}{\text{cm}}$ . Dies liegt knapp unter dem gesetzten Ziel von  $1\ \frac{\text{C}}{\text{cm}}$ . Außerdem ergibt sich aus dem am Draht fließenden Strom und dem eingeschossenen Strahlstrom, dass die Gasverstärkung im Rohr bei solch hohen Bestrahlungsströmen vom Sollwert 20000 auf den Faktor 40 einbricht. Wobei die Annahme gemacht wurde, dass 1 Proton 100 Primärelektronen im Rohr erzeugt.

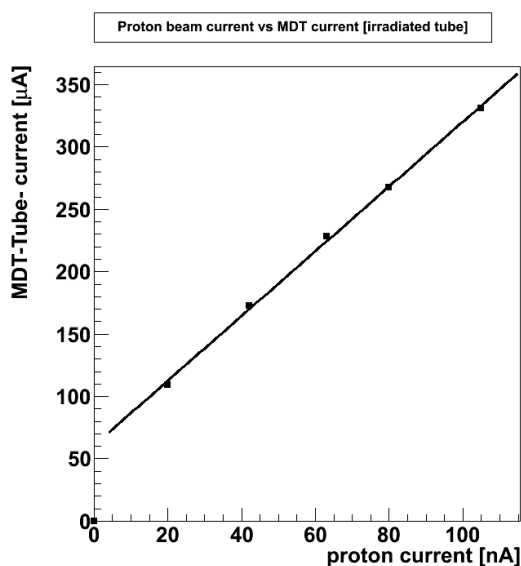
In einer weiteren Übernachtmessung wurden die Driftrohre mit dem alternativen Driftgas Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1% versorgt. Die Detektoren wurden über einen Zeitraum von 6 Stunden, an einer anderen Stelle des Rohres, mit dem Protonenstrahl der Stärke 105 nA bestrahlt.

Der am bestrahlten Rohr gemessene Strom betrug im Mittel 340  $\mu\text{A}$ . Dies entspricht bei einem bestrahlten Bereich von  $7\text{ cm} \cdot 1\text{ cm}$  einer deponierten Ladung am Draht, von  $1.05 \frac{\text{C}}{\text{cm}}$ . [15] Hiermit wurde das Ziel von  $1 \frac{\text{C}}{\text{cm}}$  leicht übererfüllt. Die Gasverstärkung im Rohr bricht bei dieser Stromstärke, auf den Wert 32 ein.

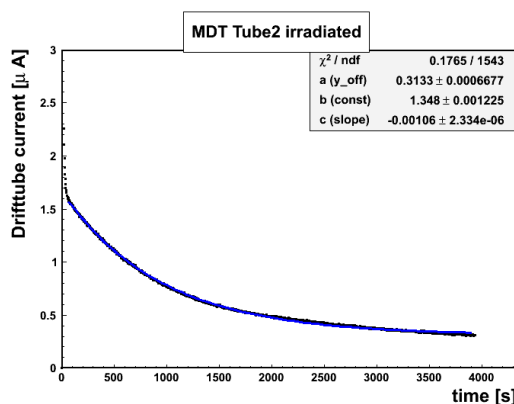
Während der zweiten Bestrahlung war es möglich die segmentierte Hochspannungsversorgung, über die RS-232 Schnittstelle der Hochspannungsgeräte auszulesen und aufzuzeichnen. In Abbildung 4.5 sind die von den 4 Rohren gezogenen Strahlströme gegen die Zeit aufgetragen. Die schwarzen Punkte, stellen dabei den Detektorstrom im bestrahlten Rohr da.

Es wird deutlich, dass im bestrahlten Rohr der Strom über den gesamten Zeitraum von 6 Stunden (21600s) der Bestrahlung bei  $340 (\pm 10) \mu\text{A}$  konstant blieb. Die Schwankungen innerhalb des gezogenen Stroms wurden durch kleine Schwankungen in der Stromstärke des Protonenstrahl verursacht. Man erkennt, dass die Bestrahlung unter stabilen Bedingungen durchgeführt worden ist und keine offensichtlichen Schäden am Rohr, während der Bestrahlung aufgetreten sind. Im Bereich von  $20 \mu\text{A}$  sind die Strahlströme der unbestrahlten Rohre erkennbar. Diese sind um etwa den Faktor 18 kleiner, als der Strom im bestrahlten Rohr.

Durch den gezeigten Stromverlauf in den Rohren wird klar, dass der Strahl nahezu optimal eingestellt war, und nur das gewünschte Rohr getroffen wurde, Die zunehmende Anzahl von schwarzen Messpunkten, die gegen Ende der Bestrahlung nicht bei konstanten Strom liegen, entstehen dadurch, dass der Protonenstrahl in den letzten 2 Stunden nicht mehr ganz stabil gelaufen ist. Dass die unbestrahlten



**Abbildung 4.6:** Hier erkennt man die lineare Zunahme der Stroms in den Rohren bei steigendem Protonenstrahlstrom. Man erkennt einen deutlichen OFF-set, und das die Gerade nicht durch die Null geht.



**Abbildung 4.7:** Hier ist die Aktivierung der Kurve nach Ende der Bestrahlung zu erkennen. Der im Rohr befindliche Strom nimmt über den Zeitraum von etwas mehr als 1 Stunde exponentiell ab.

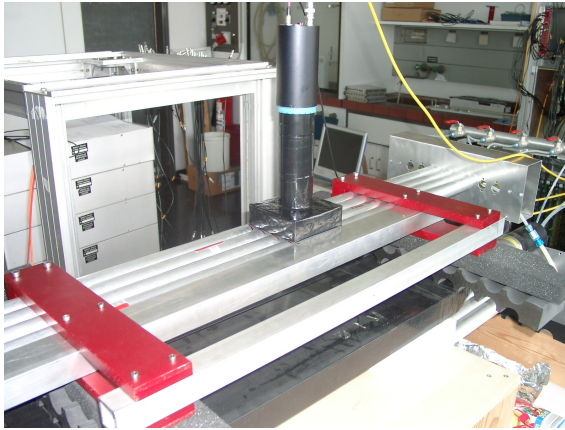
Rohre überhaupt Strom ziehen, kann an erzeugten Deltaelektronen oder an in der Kaptonfolie bzw. in der Aluminiumhülle der Driftrohre gestreuten Protonen liegen, die die anderen Rohre treffen. Nach Ende der Bestrahlung der Driftrohre wurden noch für verschiedene niedrigere Strahlströme, die

im Rohr erzeugten Ströme gemessen. Dies sind die treppenstufenartigen Messpunkte am Ende der Bestrahlung, in Abbildung 4.5.

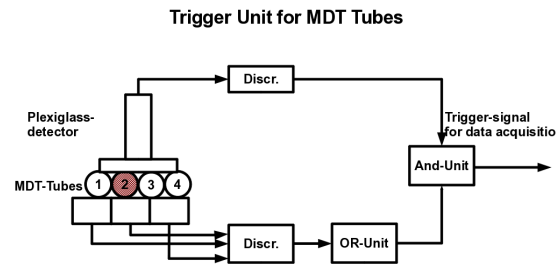
In Abbildung 4.6 sind für verschieden starke Protonenströme die im bestrahlten Rohr fließenden Ströme dargestellt. Man erkennt einen linearen Zusammenhang zwischen der Zunahme des Strahlstroms und der Zunahme des Rohrstroms. Außerdem ist zu erkennen, dass die Gerade nicht durch den Ursprung geht, sondern die  $y$ -Achse im Bereich von  $60\mu A$  schneiden würde. Hieraus folgt, dass sich bei niedrigeren Bestrahlungsströmen andere Effekte in den Driftrohren ergeben. Es ist daher interessant zu untersuchen, wie sich die Driftrohre bei niedrigeren Strahlströmen verhalten, siehe Kapitel 4.2

In Abbildung 4.7 erkennt man die Aktivierung des bestrahlten Rohres nach Ende der Bestrahlung. Die  $y$ -Achse gibt wieder den Strom im Rohr in  $\mu A$  und die  $x$ -Achse die vergangene Zeit in Sekunden an. Man erkennt einen exponentiellen Abfall des Stroms mit der Zeit. Wahrscheinlich sind die Aluminiumhüllen der Driftrohre durch die Protonenbestrahlung aktiviert worden. Aus dem Abfall ist eine ungefähre Halbwertszeit von 15 min bestimmbar.

#### 4.1.4 Alterungsstudien im Labor



**Abbildung 4.8:** Alterungsstudien im Labor, man erkennt die vier Standard Atlas Driftrohre, wie sie im kleinen Teststand liegen. Unterhalb der Rohre befinden sich 3 Szintillationszähler, die den gesamten Bereich der 4 Rohre abdecken. Oberhalb der Rohre erkennt man den Plexiglasdetektor. Diese triggerst gemeinsam mit den Paddels auf kosmische Myonen



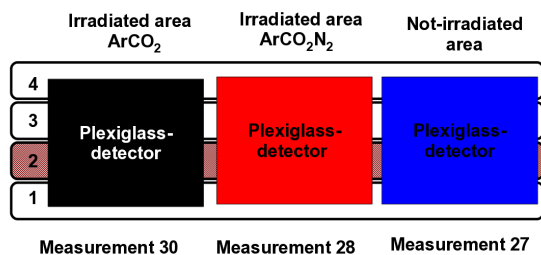
**Abbildung 4.9:** Schematische Darstellung der Triggerschaltung. Es wird klar, dass der Plexiglasdetektor nur die beiden mittleren Rohre komplett überdeckt. Aus diesem Grund wird im weiteren Verlauf nur Rohr 3 als Referenzrohr zum bestrahlten Rohr 2 verwendet. Das Triggersignal wird auf die Standard ATLAS Auslese gegeben.

Nach dem Ende der Protonenbestrahlungen wurden die vier Atlas Standard Driftrohre in das Labor am Coulombwall gebracht und dort auf Alterungserscheinungen und damit veränderte Detektoreigenschaften, untersucht.

Aus diesem Grund wurde ein Trigger auf kosmische Myonen am Teststand im Labor aufgebaut. Wie man in Abbildung 4.8 erkennen kann, besteht der Trigger oberhalb der Rohre aus einem Plexiglasdetektor, der jedoch nur die Rohre 2 und 3 vollständig überdeckt. Unterhalb der vier Driftrohre, befinden sich drei Szintillationsszähler, die wie in Abbildung 4.9 dargestellt, mit dem Plexiglasdetektor in Koinzidenz geschaltet sind. Das Triggersignal wurde an die Standard ATLAS Ausleseelektronik der Driftrohre gegeben, woraufhin die Daten der Driftrohre ausgelesen werden.

Die Rohre wurden bei den Kontrollmessungen zu den Alterungsstudien mit dem Standard Driftgas

Ar:CO<sub>2</sub> 93:7% befüllt und bei einer Spannung von 3080 V und dem Druck von 3000 mbar betrieben, um die resultierenden Drift und Pulshöhenspektren direktvergleichen zu können.



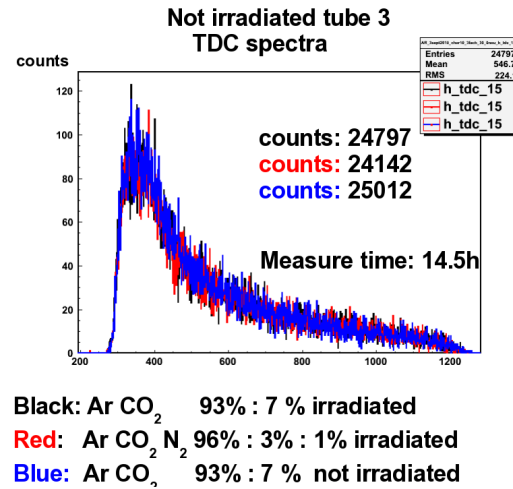
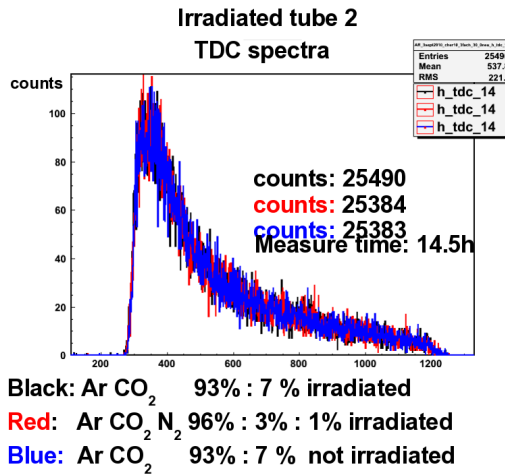
**Abbildung 4.10:** Es sind 3 Messungen am Teststand durchgeführt worden, bei denen über insgesamt 18 Stunden auf kosmische Myonen getriggert wurde. Im weiteren Verlauf stellen schwarze Kurven die Messung der bestrahlten Stelle dar, während das Rohr mit Ar:CO<sub>2</sub> 93:7% befüllt war. Die rote Kurve stellt die bestrahlte Stelle dar, während das Rohr mit Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1% befüllt war, die blaue Kurve stellt die Messung einer unbestrahlten Stelle des Rohres dar.

Insgesamt wurden 3 Messungen an den ATLAS Standard Driftrohren durchgeführt:

1. mit Protonen bestrahlte Stelle, während die Rohre mit Ar:CO<sub>2</sub> 93:7% gefüllt waren, siehe Abbildung 4.10, schwarze Messung
2. mit Protonen bestrahlte Stelle, während die Rohre mit Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1% gefüllt waren, siehe Abbildung 4.10, rote Messung
3. nicht bestrahlte Stelle, siehe Abbildung 4.10, blaue Messung

Jede der Messungen dauerte ca 14.5 Stunden und die Triggerrate der Myonen für die 4 Rohre lag jeweils bei 1.6 Hz. Bei jeder Messung wurden 83500 Myon Trigger aufgenommen.

### 4.1.5 Analyse der Rohrdaten



**Abbildung 4.11:** Vergleich der Driftzeitspektren der 3 Stellen vom bestrahlten Rohr Nummer 2, Bestrahlung mit Standard Driftgas, Bestrahlung bei alternativen Driftgas, keine Bestrahlung. Bei den Kontrollmessungen wurde in allen 3 Fällen Ar:CO<sub>2</sub> 93:7% als Driftgas verwendet.

**Abbildung 4.12:** Vergleich der Driftzeitspektren der 3 Stellen vom unbestrahlten Rohr, Bestrahlung bei Standard Driftgas, Bestrahlung bei alternativen Driftgas, kein Bestrahlung. Bei den Kontrollmessungen wurde in allen 3 Fällen Ar:CO<sub>2</sub> 93:7% als Driftgas verwendet.

In diesem Kapitel werden die Messungen der 3 verschiedenen Stellen vom bestrahlten Rohr Nummer 2 und dem unbestrahlten Referenzrohr Nummer 3 ausgewertet. Die aufgenommenen Daten der Driftrohe werden mit einem Standard Analyse Programm ausgewertet, so dass man Driftzeitspektren und die ADC Spektren der Rohre erhält. In den Driftzeitspektren ist an der x Achse die Zeit in TDC-Kanälen und an der y Achse die Zahl der Einträge angegeben.

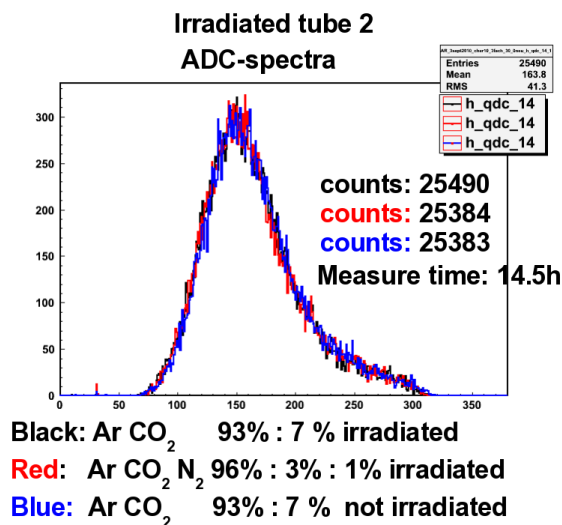
In Abbildung 4.11 werden die Driftzeitspektren der drei vermessenen Stellen des bestrahlten Rohres Nummer 2 miteinander verglichen. Es ist klar zu erkennen, dass der Verlauf der Driftzeitspektren bei allen 3 Messungen identisch ist. In der Abbildung sind auch die Anzahl der Einträge der verschiedenen Spektren zu erkennen, diese unterscheiden sich nur um 1 %. Aus diesen Bild wird deutlich, dass es keine sichtbaren Unterschiede in den Driftzeitspektren zwischen den mit Protonen bestrahlten Stellen des Rohres und der unbestrahlten Stelle des Rohres gibt.

In Abbildung 4.12 sind die Driftzeitspektren der drei Stellen des unbestrahlten Referenzrohres zu erkennen. Auch diese stimmen im Verlauf der Driftzeitpektren miteinander überein. Jedoch ist die Anzahl der Treffer bei der bestrahlten Stelle mit Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1% um 4% kleiner als bei den bei den anderen Stellen. Da dies das unbestahlte Referenzrohr ist, scheint die geringere Anzahl der Treffer eine Eigenschaft dieser Stelle des Rohres zu sein.

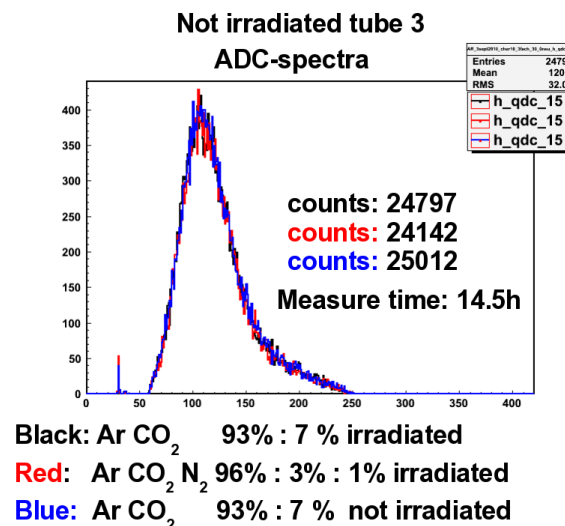
In Abbildung 4.13 sind die ADC Spektren der 3 untersuchten Stellen des bestrahlten Rohres zu sehen, Wie bei den Driftzeitspektren, so stimmen auch die ADC Spektren eindeutig überein und es ist kein Unterschied zwischen den Messungen der bestrahlten Stellen (schwarz und rot) und der unbestrahlten Stelle (blau) zu erkennen.

Dies trifft in gleicher Weise für die ADC Spektren des unbestrahlten Referenzrohres zu, dies ist in Abbildung 4.14 zu sehen.

Bei den bisherigen Vergleichen wurden die Spektren der verschiedenen Stellen eines Rohres unterein-



**Abbildung 4.13:** Vergleich der ADC Spektren der 3 Stellen vom bestrahlten Rohr, Bestrahlung bei Standard Driftgas, Bestrahlung bei alternativen Driftgas, kein Bestrahlung



**Abbildung 4.14:** Vergleich der Driftzeitspektren der 3 Stellen vom unbestrahltem Rohr, Bestrahlung bei Standard Driftgas, Bestrahlung bei alternativen Driftgas, keine Bestrahlung. Bei den Kontrollmessungen wurde in allen 3 Fällen

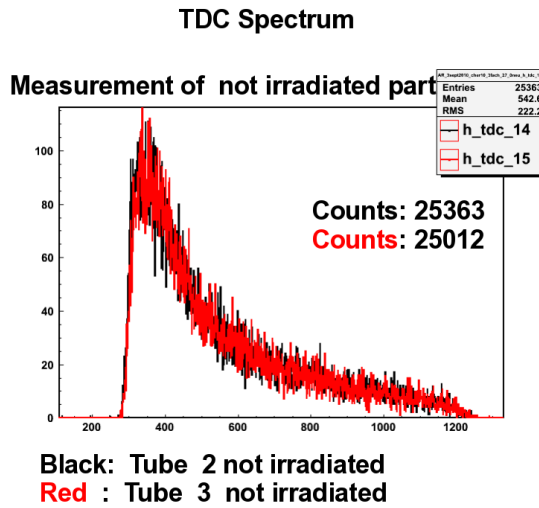
ander verglichen. In den folgenden 3 Abbildungen werden jeweils das Driftzeitspektrum einer Stelle des bestrahlten Rohres mit dem Driftzeitspektrum der danebenliegenden Stelle des unbestrahlten Referenzrohres verglichen.

In Abbildung 4.15 sind die Driftzeitspektren, der beiden unbestrahlten Stellen des Rohres Nummer 2 Rohres und des Referenzrohres übereinandergelegt. Die beiden Spektren sind, wie nicht anders zu erwarten war, im Verlauf vollkommen identisch, die Anzahl der Einträge der Spektren unterscheidet sich dabei um 1.5%.

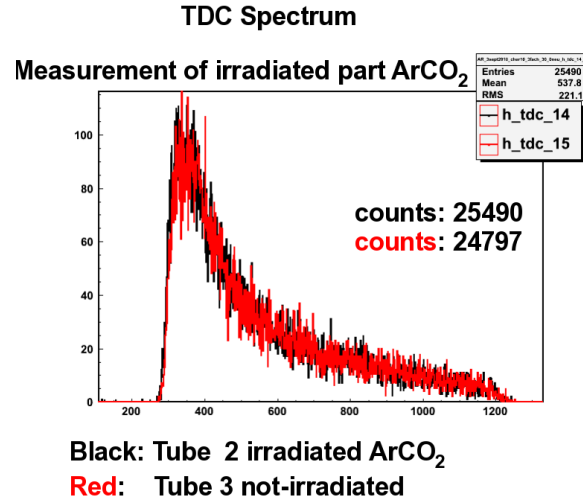
In Abbildung 4.16 sind die Driftzeitspektren der bestrahlten Stelle Ar:CO<sub>2</sub> 93:7% in schwarz vom bestrahlten Rohr mit dem danebenliegenden Stelle vom Referenzrohr zu erkennen. Auch hier ist der Verlauf der beiden Spektren identisch, wobei die Anzahl der Einträge im Spektrum des unbestrahltes Rohres um beinahe 3 % kleiner ist.

In der Abbildung 4.17 sind die Driftzeitspektren der bestrahlten Stelle Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1% und vom Referenzrohr übereinandergelegt. Man erkennt auch hier den identischen Verlauf der Driftzeitspektren, wobei die Anzahl der Einträge im roten Spektrum um fast 5% niedriger ist.

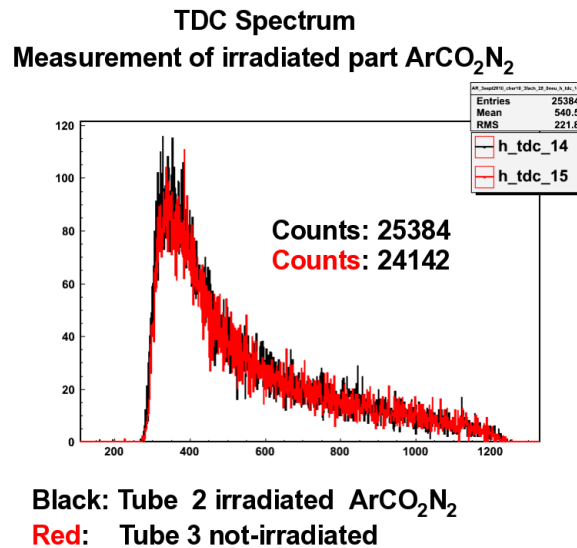
Aus den hier vorgestellten Spektren des bestrahlten Rohres im Vergleich zum unbestrahltem Rohr wird deutlich, dass anhand der Spektren keine Veränderung bzw Verschlechterung der Detektoreigenschaften durch Bestrahlung feststellbar ist. Es gibt also keine Alterungseffekte, die durch die Bestrahlung entstanden sind.



**Abbildung 4.15:** Vergleich von Rohr 2 und Rohr 3 unbestrahlte Stelle



**Abbildung 4.16:** Vergleich von Rohr 2 und Rohr 3 bestrahlte Stelle mit Ar:CO<sub>2</sub> 93:7%



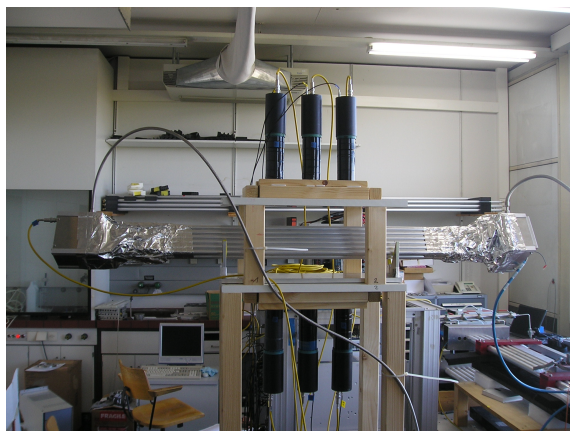
**Abbildung 4.17:** Vergleich von Rohr 2 und Rohr 3 bestrahlte Stelle mit Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1%



## 4.2 Protonenbestrahlung der 24 Rohrkammer

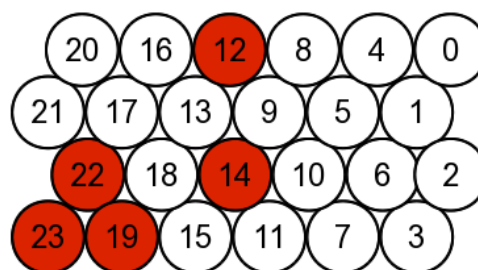
Im zweiten Experiment zur Protonenbestrahlung wurde eine Kammer aus 24 Driftrohren mit einem gut fokussiertem Protonenstrahl bestrahlt. Die Driftrohre hatten einen Durchmesser von 15 mm. Die Stärke des Stroms bewegt sich im Bereich  $10^{-12}$ -Ampere. Gleichzeitig zur Bestrahlung wurde auf kosmische Myonen getriggert, um den Einfluss der Bestrahlung auf die Eigenschaften der Driftrohre zu untersuchen.

### 4.2.1 Vortest an der 24 Rohrkammer



**Abbildung 4.18:** 24 Rohrkammer bei Vortests im Labor. Die Kammer befindet sich in einem Gestell und wird oberhalb und unterhalb der Kammer von Myon-Trigger-Detektoren überdeckt.

### Map of 24 Tube Chamber



**Abbildung 4.19:** In diesem Bild sind die Readoutkanalnummern der Driftrohre in der 24 Rohrkammer dargestellt. Die rot markierten Rohre funktionierten nicht. Bei Rohr 12 und 14 fehlte der Zähldraht, die Rohre 19, 22 und 23 waren nicht an die Hochspannungsversorgung angeschlossen.

In Abbildung 4.18 ist die Kammer mit 24 Driftrohren während Vortests im Labor am Coulombwall zu erkennen. Die Kammer befindet sich in einem Gestell, sodass sie auf Höhe des Strahlrohres I -40 ist. Oberhalb und unterhalb der Kammer befinden sich jeweils drei ( $10\text{ cm} \cdot 10\text{ cm}$ ) große Plexiglasdetektoren, die zusammen auf Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung triggern.

Die Plexiglasdetektoren sind aufeinander kalibriert, sodass alle dieselbe Triggerrate bei identischer Myonrate anzeigen. Die an den Photomultipliern der Detektoren eingestellten Spannungen sind in Tabelle 4.2 angegeben. Die Zeit und Pulshöhensignale aller sechs Myon-Trigger wurden über sechs Eingänge eines TDC und die sechs Eingänge eines QDCs aufgenommen, so dass offline rekonstruiert werden kann, ob ein Myon durch die von Protonen bestrahlte Fläche geflogen ist. Die Kammer

DETEKTOR	O1	O2	O3	U1	U2	U3
SPANNUNG	-2135V	-2000V	-2020V	-1895 V	-2020V	-1915V

**Tabelle 4.2:** Angelegte Spannungen an Plexiglasdetektoren, so dass alle Detektoren mit derselben Rate auf Myonen triggern.

wird, wie man in Abbildung 4.18 erkennt, über einen Gasein- und Gasauslaß mit einem Gasmisch- und Druckregulierungssystem verbunden, das die Gasmischung Ar:CO<sub>2</sub> 93:7% bei einem Druck von 3000 mbar bereitstellt.

Die Kammer wird bei einer Spannung von 2730 V betrieben, die Hochspannung wird durch ein Hochspannungsgerät der Marke ISEG SHQ 224M [23] bereitgestellt. Die 24 Rohrkammer ist mit dem Standard ATLAS Auslesesystem verbunden, welches die Drift- und Pulshöhendaten der Rohre aufnimmt.

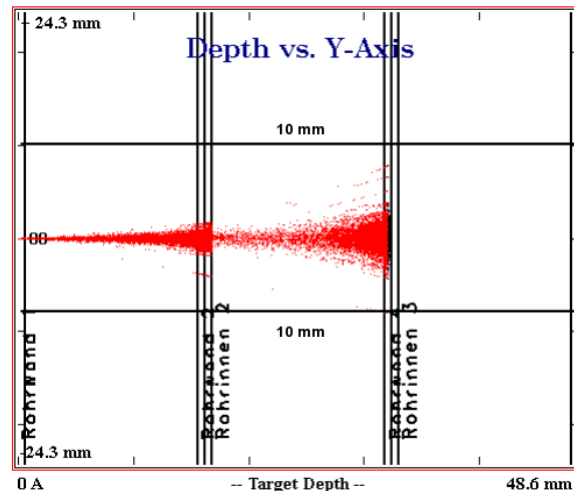
Während der Vortests der Kammer stellte sich heraus, dass einige Driftrohre defekt waren, und zwar die folgenden:

- Rohr Nr. 12 und Nr. 14 besitzen keinen Zähl draht,
- die Drähte an den Rohren Nummer 19 und Nummer 23 besitzen einen dickeren Zähl draht ( $70\mu m$ ) als alle anderen Rohre, und waren deshalb von der Stromversorgung abgeklemmt.
- Rohr Nummer 22 hat einen Kurzschluss und ist daher von der Stromversorgung abgeklemmt,

Insgesamt gibt es 19 funktionsfähige Rohre. In Abbildung 4.19 ist die Kanaluordnung der Rohre und die Lage der defekten Rohre in der Kammer angegeben.

Neben den defekten Rohren, gab es auch massive Probleme mit Noiseraten auf verschiedenen Rohren. Diese Probleme wurden mit Hilfe von isolierenden Zwischenstücken an den metallischen Gasversorgungsleitungen und dem zusätzlichen Umwickeln der Kammer mit Aluminiumfolie behoben.

### Reichweite der 20 MeV Protonen in der Kammer



**Abbildung 4.20:** SRIM Rechnung zur Reichweite von 20 MeV Protonen in der Kammer. Man erkennt, dass die Protonen in der letzten Rohrwand des zweiten Rohres gestoppt werden und nicht mehr in das dritte anliegende Rohr eindringen. Der Energieverlust der Protonen beträgt im Gasvolumen des ersten Rohres 256 keV und im Gasvolumen des zweiten Rohres 505 keV

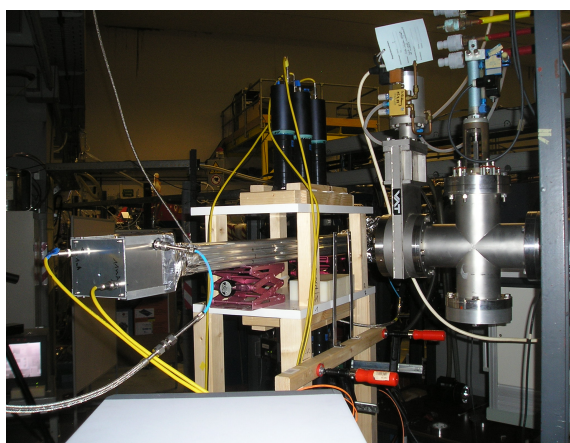
Die Kammer wird mit einem gut fokussierten Protonenstrahl der Energie 20 MeV bestrahlt. Der Strahl ist so gut einstellbar, siehe Kapitel 4.2.3, dass nur eine Rohrlage der Kammer getroffen wird.

In Abbildung 4.20, ist die Reichweite der 20 MeV Protonen in der Kammer dargestellt. Die y-Achse stellt die Länge eines Rohres dar und an der x-Achse sind insgesamt drei hintereinanderliegende Rohre zu erkennen. In Rot sind die von SRIM errechneten Teilchenspuren der eingeschossenen 20 MeV Protonen zu erkennen. Wie man in Abbildung 4.20 erkennt durchdringen die Protonen die ersten

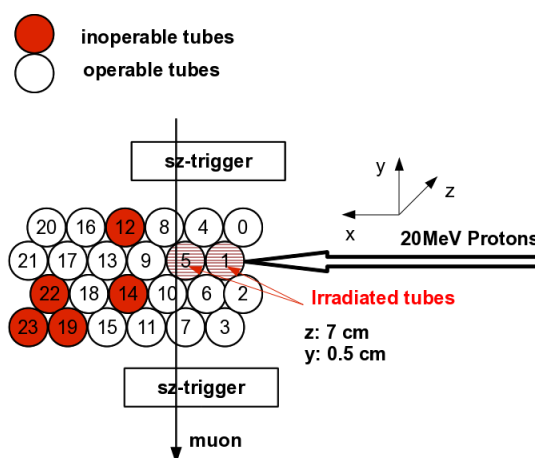
beiden Rohre und werden in der Rohrwand des zweiten 15 mm Rohres gestoppt. Die Aufstreuung der Protonen im ersten Rohr beträgt bei einem Großteil der Protonen weniger als 3 mm im zweiten Rohr maximal 6 mm. Der Energieverlust der Protonen im Gasinnenraum des ersten Rohres beträgt 256 keV und im zweiten Rohrrinnenbereich hat der Energieverlust die Größe von 505 keV.

Die genannten Werte wurden in einer SRIM Simulation [28] berechnet. Sie zeigte, dass mit einem gutfokussierten Protonenstrahl die Aufstreuung der Protonen kleiner als 15 mm ist und dass zwei hintereinander liegende Rohre in der Kammer bestrahlt werden können, ohne dass die Nachbarrohre zu hohe Raten erfahren.

#### 4.2.2 Versuchsaufbau für die 24 Rohrkammer am Strahlplatz I -40



**Abbildung 4.21:** Versuchsaufbau der Bestrahlung der 24 Rohrkammer. Die Kammer wurde waagrecht vor das Strahlrohr gelegt. Die HV-Versorgung war zweifach segmentiert, so dass der Strom und die Spannung an den bestrahlten Rohren separat ausgelesen werden konnten.



**Abbildung 4.22:** Bestrahlt wurden die Rohre 1 und 5, die Wahl fiel auf diese Rohre, da hier alle Rohre in der Umgebung funktionierten und insgesamt vier Rohrlagen zur Myonspurrekonstruktion zur Verfügung standen.

In Abbildung 4.21 ist der in Kapitel 4.2.1 vorgestellte Versuchsaufbau am Strahlrohr I-40 zu sehen. Das Gestell befindet sich in einem Abstand von 30 cm zum Austrittsfenster des Strahlrohres, dem Kaptonfenster mit einer Breite von 70 mm und einer Höhe von 18 mm.

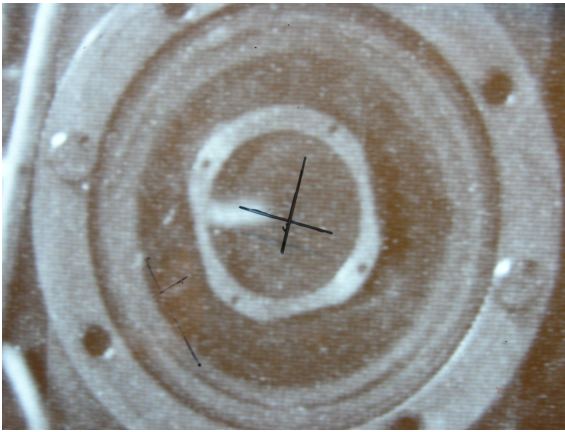
Da während der Protonenbestrahlung der Kammer ebenfalls auf kosmische Myonen getriggert wurde, war es notwendig, die optimale Orientierung der Kammer zum Strahlrohr bzw. zu den Myondetektoren zu finden. Das Ziel ist, möglichst viele funktionierende Driftrohre im Akzeptanzbereich des Myontriggers zu haben. Gleichzeitig sollte eine möglichst große Anzahl von übereinanderliegenden Rohrlagen im Triggerbereich sein, damit für die Rekonstruktion der Myonspur möglichst viele Stützpunkte vorhanden sind.

Aufgrund der Lage und der Anzahl der verschiedenen defekten Rohre war es nicht sinnvoll die Kammer senkrecht vor das Strahlrohr zu stellen, so dass 6 Rohrlagen zur Spurrekonstruktion der Myonen zur Verfügung gestanden hätten. Wir entschieden uns deshalb die Kammer waagrecht vor das Strahlrohr zu stellen und die Rohre mit den Kanalnummern 1 und 5 mit Protonen zu bestrahlen. Wie man in Abbildung 4.22 erkennen kann, stehen durch die Orientierung der Kammer nur 4 Lagen zur Rekon-

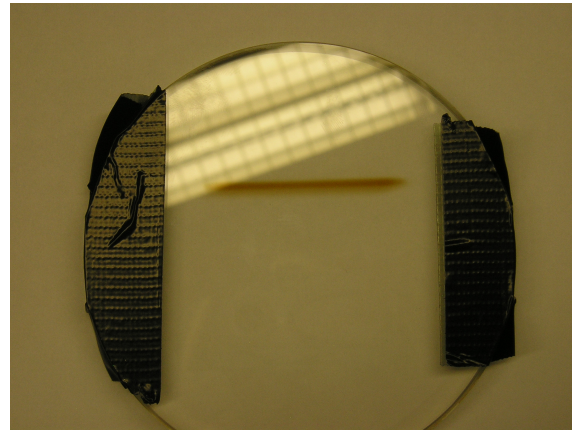
struktion der Myonspur zur Verfügung. Der Vorteil ist, dass sich im Akzeptanzbereich des Myontriggers nur funktionierende Rohre befinden.

Neben der Orientierung der Kammer zum Strahlrohr, erkennt man in Abbildung 4.21 zwei gelbe Hochspannungskabel, die zur Kammer führen. Die Hochspannungsversorgung der Kammer ist zweifach segmentiert, so dass die beiden bestrahlten Rohre separat mit Hochspannung versorgt werden konnten und der Strom und die Spannung an diesen Rohren separat vom Rest der Kammer gemessen und aufgezeichnet werden konnte. Mit diesem Setup ist es möglich zu testen, ob das richtige Rohr von den Protonen getroffen wird.

### 4.2.3 Protonenstrahldiagnostik



**Abbildung 4.23:** Auf dem Quarzflansch erkennt man den Protonenstrahlfleck, das schwarze Kreuz stellt die optimale Höhe des Teilchenstrahls dar, so dass die gewünschten Rohre getroffen werden.



**Abbildung 4.24:** Der optimal eingestellte Protonenstrahl trifft auf normales Fensterglas und hinterlässt einen eingravierten Streifen, dieser zeigt die Größe der bestrahlten Fläche an.

Die Position und die Größe des Protonenstrahlflecks bzw. die Größe der bestrahlten Fläche eines Rohres der 24 Rohrkammer wird, wie in Kapitel 4.1.2 dargestellt, mit Hilfe von Quarzgläsern als optischer Monitor und dem Wobblermagneten zur Strahlsteuerung eingestellt.

Da wir bei der Bestrahlung der 24 Rohrkammer mit grundsätzlich geringeren Strahlströmen gearbeitet haben als bei den Alterungsstudien, stellte sich heraus, dass die verwendeten Quarzgläser der Firma Teckspec UC bei Strahlströmen in der Größenordnung von 5 nA nicht mehr ausreichend szintillieren und man den Strahlfleck am Monitor nicht mehr erkennen kann.

Aus diesem Grund verwendeten wir einen Flansch, in dem ein nicht genauer bekanntes Quarzglas eingebaut ist, das uns am MLL Laboratorium zur Verfügung gestellt wurde. In Abbildung 4.23 erkennt man den bei Strahlströmen der Größe 5 nA gut sichtbaren Protonenstrahlfleck während der Einstellung, der noch nicht die finale Ausdehnung von  $7\text{ cm} \cdot 5\text{ mm}$  hatte.

Bei dieser Bestrahlung wurde ein Fokussierfleck der Größe  $1\text{ cm} \cdot 5\text{ mm}$  bei ausgeschaltetem Wobblermagneten gewählt. Dieser Strahlfleck wird mit Hilfe des Wobblermagneten weiter abgelenkt, so dass eine Fläche von  $7\text{ cm} \cdot 5\text{ mm}$  des Rohres gleichmäßig mit einer Frequenz von 200 Hz überstrichen wird. Beide am Strahlrohr installierten Wobblermagneten wurden für die Ablenkung in x-Richtung verwendet, um die benötigte Breite des Strahlflecks zu erreichen. Die hierbei verwendeten Wobblereinstellungen findet man in Tabelle 4.3.

In Abbildung 4.24 ist ein Glasfenster zu sehen, das mit dem oben beschriebenen eingestellten Strahl,

X AMPLITUDE	0
X FREQUENZ	10
Y AMPLITUDE	20
Y FREQUENZ	50.00

**Tabelle 4.3:** Einstellungen des Wobblermagneten für eine gleichmäßige Bestrahlung der Fläche von  $7\text{ cm} \cdot 5\text{ mm}$ . Beide Wobblermagneten lenkten in x-Richtung ab und wurden vom Netzgerät der y Ablenkung angesteuert.

bei einem Strom der Stärke von  $5\text{ nA}$  vor das Austrittsfenster des Strahlrohres gestellt wurde. Nach kurzer Bestrahlungszeit zeichnete sich ein brauner Strich auf der Glasplatte ab, der die Größe von  $7\text{ cm} \cdot 5\text{ mm}$  hatte und damit die eingestellte Größe der bestrahlten Fläche bestätigt.

Die Strahlpräparation fand bei Strahlströmen der Größe  $5\text{ nA}$  statt. Die Bestrahlungen der 24 Rohrkammer selbst fanden im Bereich von  $10^{-12}$  Ampere statt. Diese geringen Strahlströme sind nicht direkt am Tandembeschleuniger mit Schlitzstabilisierung einstellbar. Um dennoch in diesem Stromstärkebereich arbeiten zu können, werden in den Strahlengang Absorber eingefahren, die den eingeschossenen Teilchenstrahl abschwächen. Es gibt drei verschiedene Abschwächer, die ihren nominellen Abschwächungsfaktor im Namen tragen, Absorber 1000-1, Absorber 1000-2 und Absorber 33.

Da auch der oben erwähnte Quarzflansch bei Strahlströmen, die geringer als  $1\text{ nA}$  waren, kein Szintillationslicht mehr zeigte, wurden weitere Materialien getestet, um den Strahl und seine Lage auch bei geringeren Strahlströmen optisch überprüfen zu können. Die verwendeten Materialien und ihre Lichtausbeute werden in folgender Aufzählung kurz beschrieben.

- bei normalem Plexiglas erhält man starkes Szintillationslicht bis zu geringen Strahlströmen der Größenordnung  $100\text{ pA}$ , das Plexiglas wird bei der Bestrahlung aber stark aktiviert, sodass es nicht sinnvoll ist damit zu arbeiten.
- bei normalem Fensterglas, sieht man bereits bei  $5\text{ nA}$  nur noch geringes Szintillationslicht, so dass dies nicht für geringere Strahlströme verwendbar ist. Es bildet sich ein brauner Streifen der bestrahlten Stelle aus, so dass die Größe der bestrahlten Fläche offline verifizierbar ist.
- bei einem Plastiksintillator war der Strahlfleck in einem Bereich von  $5\text{ nA}$  bis  $60\text{ pA}$  gut zu erkennen, die Aktivierung des Plastiksintillators blieb gering, sodass sich dieser zur Einstellung des Protonenstrahl bei zukünftigen Experimenten eignet.

#### 4.2.4 Messung der Strahlströme im $10^{-12}$ Ampere Bereich

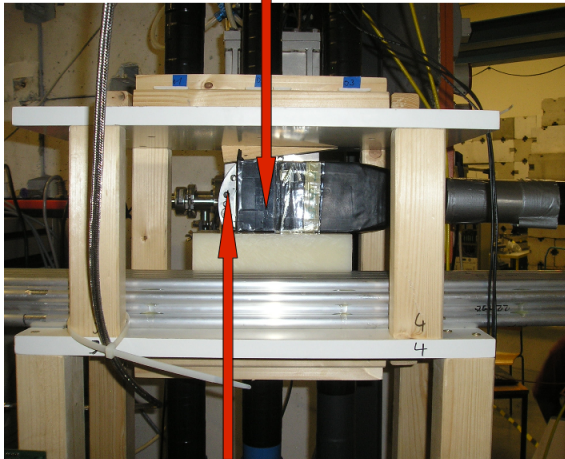
Die Bestrahlung der Driftrohre der Kammer sollte mit einem Protonenfluss von  $5 \cdot 10^4 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$  durchgeführt werden. Dies entspricht bei dem  $1.5\text{ cm}$  dicken Rohr einer Anzahl von  $7.5 \cdot 10^4 \frac{\text{p}}{\text{cm} \cdot \text{s}}$ .

Dies wird mit Hilfe der Absorber im Strahlengang und dem Wobblermagneten, der mit einer Frequenz von  $200\text{ Hz}$  die bestrahlte Fläche von  $7\text{ cm} \cdot 5\text{ mm}$  überstreicht, eingestellt.

Der Strahlfleck ist  $1\text{ cm} \cdot 0.5\text{ cm}$  groß. Bei einer Frequenz von  $200\text{ Hz}$  wird die  $7\text{ cm} \cdot 5\text{ mm}$  bestrahlte Fläche in  $5\text{ ms}$  und damit mit der Geschwindigkeit von  $2.8 \cdot 10^3 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$  durchfahren.

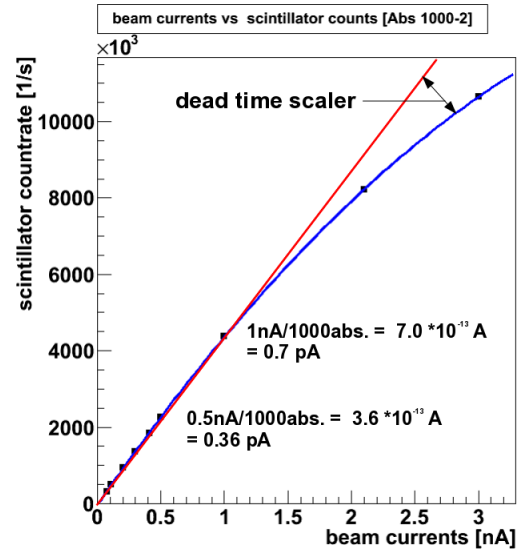
Bei einem eingeschossenen Protonenstrom von  $2\text{ nA}$ , einer nominellen Abschwächung des Absorbers von  $1000$  und einem Strahlfleck der Größe  $1\text{ cm} \cdot 5\text{ mm}$  kommen am Strahlrohr  $1.25 \cdot 10^7 \frac{\text{p}}{\text{s} \cdot \text{cm}}$  an. Der gewobbelte Strahlfleck durchfliegt die Strecke von  $1\text{ cm}$  in  $0.36\text{ ms}$ . Damit kommen auf  $1\text{ cm}$  Rohr, bei einmaliger Überstreichung  $4.5 \cdot 10^3 \frac{\text{p}}{\text{cm}}$  an. Bei der Wobblenfrequenz von  $200\text{ Hz}$  wird jede

## Scintillator paddle for beam current determination



Flange with Kapton foil

**Abbildung 4.25:** Zur Messung von Strahlströmen im  $10^{-12}$  Ampere Bereich, wird ein Szintillationszähler mit angeschlossenem Photomultiplier verwendet. Dessen Ausgang ist mit einem Diskriminator und einem Scaler verbunden, womit die vom Photomultiplier gesendeten Signale gezählt werden können.



**Abbildung 4.26:** Die Stärke des eingeschossenen Strahlstroms wird gegen die Signalarate des Szintillationszählers aufgetragen. Die blaue Kurve entspricht der quadratischen Gleichung (1) mit einer Totzeit von 13.8 ns und einem Abschwächungsfaktor von 1389

Stelle der bestrahlten Fläche 400 mal in der Sekunde überstrichen. Damit ergibt sich für den nominell mit dem Faktor 1000 abgeschwächten Strahlstrom von 2 nA die Rate von  $18 \cdot 10^5 \frac{p}{cm \cdot s}$ . Bei einem eingeschossenen Strom von 0.5 nA  $4.5 \cdot 10^5 \frac{p}{cm \cdot s}$  und bei einem Strom von weniger als 0.1 nA kleiner als  $1 \cdot 10^5 \frac{p}{cm \cdot s}$ . Damit ist das oben gesetzte Ziel der Protonenrate einstellbar.

Anstatt mit immer niedrigeren eingeschossenen Strahlströmen zu arbeiten, die am Tandem nicht mehr stabil eingestellt werden können, kann zur Erreichung von niedrigeren Raten zusätzlich der Absorber 33 verwendet werden.

Solche geringe Strahlströme sind mit einem normalen Strahlstrommessgerät, wie dem Faraday Cup nicht mehr meßbar. Aus diesem Grund verwendeten wir zur Strahlstrommessung einen Szintillationszähler mit angeschlossenem Photomultiplier. Dieser wird, wie in Abbildung 4.25 zu sehen ist, direkt vor das Austrittsfenster des Strahlrohres I-40 gebaut. Der Anodenausgang des Photomultipliers wird über einen Diskriminator mit einem Quad and Preset Counter der Firma CAEN verbunden, der die ankommenden Photomultipliersignale für einen festen Zeitraum von 10 s mißt.

Bei der hier vorgestellten Messung befand sich immer der so genannte 1000-2-Absorber im Strahlengang, der den Strahlstrom nominell um den Faktor 1000 abschwächen soll. Nun wurden verschiedene Strahlströme im Bereich von 0.1 nA bis 3 nA durch den Tandembeschleuniger geschickt.

Bei jedem Strahlstromwert, wird die Anzahl der Signale aus dem Szintillationszähler für einen festen Zeitraum bestimmt. Der Mittelwert von verschiedenen Messungen wird gegen den eingeschossenen Strahlstrom aufgetragen.

In Abbildung 4.26 ist der Verlauf dieser Messung zu sehen. Die x-Achse gibt die Stärke des eingeschossenen Stroms an, die y-Achse gibt die Rate der Szintillatorsignale an.

Bis zu einer Stromstärke von 1 nA zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen steigender eingeschossener Stromstärke und den Szintillatorsignalraten. Bei höheren Stromstärken weicht die Kurve

der Signalrate vom linearen Verlauf ab.

Im Bereich des linearen Verlaufs der Messpunkte ist der tatsächlich am Szintillationszähler angekommene Strahlstrom berechenbar. Aus der gemessenen Signalrate des Szintillationszähler bei 0.5 nA, von  $2.26 \cdot 10^6 \frac{\text{counts}}{\text{s}}$  ergibt sich ein Protonenstrom der Stärke von 0.36 pA, der hieraus resultierende tatsächliche Abschwächungsfaktor des Absorber 1000-2 ist daher 1389.

Das Verhalten im nichtlinearen Bereich der Messpunkte ist über die Totzeit des Scalers erklärbar. Die Wahrscheinlichkeit der Totzeit des Scalers ergibt sich aus der gemessenen Rate am Szintillationszähler und der durch den Absorber abgeschwächten, eingeschossenen Teilchenzählrate.

$$N_{SZ} = f_{abs} \cdot N_{PS} (1 - P_{Totzeit}) = N_{PS} (1 - N_{PS} \cdot t_{Totzeit}) \quad (1)$$

- $N_{SZ}$  ist die gemessene Rate des Szintillationszähler.
- $N_{PS}$  ist der eingeschossene Protonenstromrate, die um den tatsächlichen Faktor  $f_{abs} = 1389$  des Absorbers 1000-2 abgeschwächt wurde.
- $P_{Totzeit}$  ist die Wahrscheinlichkeit für ein Totzeitereignis.

Die Wahrscheinlichkeit für ein Totzeitereignis, läßt sich auch darstellen mit der Totzeit des Scalers  $t_{Totzeit}$

$$P_{Totzeit} = N_{PS} \cdot t_{Totzeit} \quad (2)$$

Für den 2.1 nA starken Protonenstrahl ergibt sich unter Verwendung des berechneten Abschwächungsfaktors 1389 des Absorbers, eine erwartete Protonenrate von  $9.45 \cdot 10^6 \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ . Die gemessene Rate des Szintillationszählers beträgt  $8.22 \cdot 10^6 \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ . Unter Verwendung von (1) und (2) ergibt sich die Totzeit des Scalers:

$$t_{Totzeit} = \frac{N_{PS} - N_{SZ}}{N_{PS}^2}$$

Sie beträgt 13.8 ns. Signale die innerhalb der Totzeit des Scalers kommen, werden nicht gezählt. Der erwartete Wert für einen linearen Verlauf der gemessenen Rate des Szintillationszählers liegt bei  $9.45 \cdot 10^6 \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ . Hieraus ergibt sich die Wahrscheinlichkeit eines Totzeitereignis von 13.04%. Dies entspricht einer nicht aufgezeichneten Rate von  $1.23 \cdot 10^6 \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ . Damit stimmt die gemessenen Rate des Szintillationszählers von  $8.22 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}}$  mit dem erwarteten Wert  $9.45 \cdot 10^6 \frac{\text{counts}}{\text{s}}$  minus den nicht gezählten Ereignissen überein.

#### 4.2.5 Versuchsdurchführung und Ergebnisse

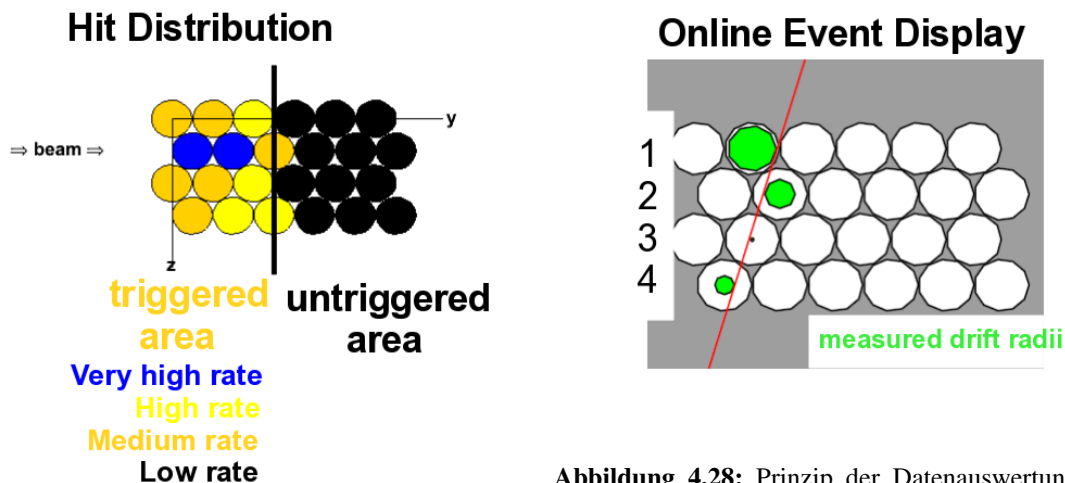
Nach optimaler Einstellung des Teilchenstrahles und der zu bestrahlenden Fläche an der Rohrkammer und der Entwicklung einer verifizierbaren Methode zur Messung des Strahlstroms im  $10^{-12}$ -Ampere-Bereich, wurde die Kammer mit den 15 mm Rohre für jeweils 1.5 Tage mit drei verschieden starken Strahlstößen bestrahlt:

1. Bei der ersten Bestrahlung wurden dabei 2 nA in den Beschleuniger eingeschossen und durch den Absorber 1000-2 abgeschwächt. Dies entspricht einer Stromstärke von 1.44 pA.

2. In der zweiten Bestrahlung wurden 0.25 nA in den Tandem injiziert und der Absorber 1000-2 verwendet. Dies ergibt einen Strahlstrom von 0.36 pA.
3. Bei der dritten Bestrahlung wurde zusätzlich noch der Absorber-33 verwendet. Dieser zeigte einen tatsächlichen Abschwächungsfaktor von 29. Der eingeschossene Strahlstrom betrug 0.05 pA.

Während jeder Bestrahlung, wurde gleichzeitig auf kosmische Myonen getriggert.

Im folgenden Abschnitt, werden vorläufige Ergebnisse aus der Analyse der Rohrdaten vorgestellt.



**Abbildung 4.27:** Trefferrate der Rohre während der Bestrahlung.

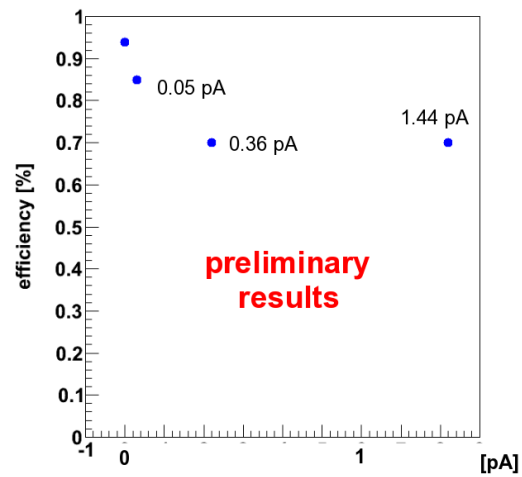
**Abbildung 4.28:** Prinzip der Datenauswertung: In den nicht bestrahlten Lagen wird der Driftradius in den Rohren bestimmt und aus den daran angefitzten Myonspuren für die bestrahlte Lage ein Driftradius berechnet und mit dem tatsächlich gemessenen Driftradius in dieser Lage verglichen.

In Abbildung 4.27 ist die gemessene Trefferrate der Rohre schematisch dargestellt. Wie zu erwarten ist, werden die mit Protonen bestrahlten Rohre Nummer 1 und 5 am häufigsten getroffen und zeigen eine sehr hohe Rate. Die umliegenden Rohre zeigen eine mittlere bis hohe Trefferrate. Die nicht vom Triggerbereich abgedeckten Rohre zeigen keine Treffer.

Anhand Abbildung 4.28 soll das Prinzip der Datenauswertung gezeigt werden. In den drei nicht bestrahlten Rohrlagen wird jeweils der Driftradius der hindurchgeflogenen Myonen bestimmt und eine Myonspur angefitzt. Aus dieser Information wird ein Driftradius für die bestrahlte Lage berechnet und dieser Wert mit dem tatsächlich gemessenen Wert verglichen. Hieraus ergibt sich eine Effizienz für die bestrahlte Rohrlage, wenn gefordert wird, dass die Abweichung innerhalb einer Standardabweichung liegen soll.

In Abbildung 4.29 ist die Effizienz des Driftrohre unter Bestrahlung gegen die drei verschiedenen Bestrahlungsstärken dargestellt. Man erkennt, dass die Effizienz schon bei geringen Strahlströmen von 0.05 pA beginnt vom Wert ohne Bestrahlung abzusinken. Die Verringerung der Effizienz scheint bis zum zweiten Datenpunkt, bei einer Bestrahlung von 0.36 pA weiterzugehen. Bei diesem Bestrahlungsstrom bis zum dritten Datenpunkt bei einer Bestrahlung von 1.44 pA scheint die Effizienz der Rohre konstant bei 74 % zu bleiben und damit ein Effizienzplateau zu bilden.





**Abbildung 4.29:** Veränderung der Effizienz der Driftrohre mit zunehmender Stärke des Bestrahlungsstroms.

Die hier vorgestellten Ergebnisse sind vorläufiger Art, da die Analyse noch nicht abgeschlossen ist. Eine vollständige Analyse der Rohrdaten wird sich in folgender Arbeit finden [27].



# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

### 5.1 Zusammenfassung

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigte sich mit zwei Themenbereichen. Ein Teil betrifft die Erforschung von Reaktionen zur Erzeugung von hochenergetischen Neutronen.

Hierbei wurden mittels Flugzeitmessung mit von mir entwickelten PSD-fähigen Flüssigszintillationszählern die Energien der erzeugten Neutronen aus den beiden Reaktionen Deuteronen-Aufbruch und  $\alpha$ -Bestrahlung von festen Targetfolien bestimmt. Außerdem wurden die erreichbaren Neutronenflussdichten der beiden Reaktionen ermittelt und mit den Untergrundraten zur Simulation des Neutronenuntergrundes am ATLAS Detektor verglichen.

Bei der Deuteronen-Aufbruch-Reaktion an Berylliumtargets verschiedener Dicke konnte gezeigt werden, dass Neutronen mit einer Energie von im Mittel 10.7 MeV erzeugt werden. Insgesamt wurden Neutronen in einem Bereich von 1-18 MeV nachgewiesen. Bei Targets mit höheren Kernladungszahl wie Tantal wurden deutlich niedriger Energien von 4 MeV ermittelt, was mit Ergebnissen aus der Literatur übereinstimmt. [4]

Es konnte gezeigt werden, dass mit der Deuteronen-Aufbruch-Reaktion an Berylliumtargets die notwendigen Flussdichten zur Simulation des Neutronenuntergrunds am ATLAS-Detektor von  $5 \cdot 10^6 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$  erreichbar sind. Mit dieser Reaktion sind Flächen der Größe  $30 \text{ cm} \cdot 30 \text{ cm}$  gleichmäßig mit hochenergetischen Neutronen bestrahlbar, wobei der Neutronenfluss innerhalb dieser Fläche nur um den Faktor 2 variiert. Die Neutronenflussdichten, die an den anderen verwendeten Targets Kohlenstoff und Tantal erzeugt wurden, sind im Vergleich zu den Neutronenflussdichten an den Berylliumtargets deutlich geringer.

Bei der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion konnte gezeigt werden, dass die meisten der erzeugten Neutronen eine Energie von 4 MeV besitzen. Es entstehen nur wenige hochenergetische Neutronen in einem Bereich von 1-18 MeV.

Die erreichbaren Flussdichten der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion liegen bei etwa  $1 \cdot 10^6 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$ , wobei man eine  $21 \text{ cm} \cdot 21 \text{ cm}$  große Fläche bestrahlen kann. Es konnte gezeigt werden, dass sich der Neutronenflussdichten innerhalb dieses Bereiches nur um den Faktor 2 ändert. Die am Tantal erzeugten Neutronenflussdichten sind im Vergleich zu den erzeugten Neutronenflussdichten am Beryllium um den Faktor 14 geringer. Am Kohlenstoff werden praktisch keine Neutronen bei  $\alpha$ -Bestrahlung erzeugt.

Im zweiten Teil der Diplomarbeit wurden ATLAS Driftrohre mit unterschiedlich starken Protonenströmen bestrahlt und die Detektoreigenschaften der bestrahlten Rohre untersucht. Hierfür wurde von mir die gesamte Protonenstrahldiagnostik zum reproduzierbaren Einstellen großflächiger

(7 cm · 1 cm) Bestrahlungsfelder entwickelt.

Zum einen wurden Alterungsstudien an 30 mm ATLAS Driftrohren durchgeführt. Hierzu wurden die Detektoren über eine Nacht mit bis zu 100 nA Protonen der Energie 20 MeV bestrahlt, um die Ladungsmenge von  $1 \frac{C}{cm}$  am Zählendraht zu deponieren. Bei den Alterungsstudien wurden die ATLAS Driftrohre während der zwei Bestrahlungen einmal mit dem Standard Driftgas Ar:CO<sub>2</sub> 93:7% und einmal mit dem alternativen Driftgas Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1% gefüllt.

Bei beiden Driftgasen konnten bei der nachfolgenden Untersuchung der Detektoreigenschaften, in den Pulshöhen- und Driftzeitspektren keine Unterschiede zwischen bestrahlten und unbestrahlten Flächen festgestellt werden.

In einem zweiten Experiment mit 20 MeV Protonen wurde eine 24 Rohrkammer, die aus 15 mm Driftrohren besteht, mit geringen Strahlströmen bestrahlt, wobei gleichzeitig auf kosmische Myonen getriggert wurde. Der Energieverlust der Protonen in Gasvolumen von zwei bestrahlten Rohren beträgt liegt bei 256 keV bzw. 505 keV. In diesem Experiment konnte gezeigt werden, dass Strömstärken im Bereich von pico-Ampere am MLL Laboratorium einstellbar und verifizierbar messbar sind. Außerdem wurde gezeigt, dass die Effizienz in der Bestimmung der Driftradien in den bestrahlten Rohren bereits bei geringen Strömen der Größe 0.05 pA vom Wert 95% ohne Bestrahlung auf den Wert 85% abzunehmen beginnt. Bei der Bestrahlungstärke 0.36 pA sinkt die Effizienz auf einen Wert von 70% ab. Dieser Wert wird auch bei einem Bestrahlungsstrom von 1.44 pA ermittelt. Die Effizienz scheint im Bereich der Bestrahlungsströme von 0.36 pA bis 1.44 pA bei 70% konstant zu bleiben.

## 5.2 Ausblick

Die in dieser Diplomarbeit vorgestellten Ergebnisse entsprechen den Zielsetzungen der Arbeit. Es ist geplant die vorgestellten Verfahrensweisen in neuen Experimenten anzuwenden.

Einige Ergebnisse der Diplomarbeit bedürfen noch weitergehenden Untersuchungen. So ist eine genauere Erforschung der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion wünschenswert, um zu verstehen warum im Vergleich zur eingeschossenen Energie der  $\alpha$ -Teilchen die Energie der Neutronen so gering ist. In diesen Untersuchungen wäre es außerdem interessant zu verstehen, warum bei dieser Reaktion so wenig  $\gamma$ -Teilchen erzeugt werden. Bei der Deuteronen-Aufbruch-Reaktion kann die Neutronenerzeugung an Targets aus Kohlenstoff genauer untersucht werden, um höherenergetische Neutronen für Bestrahlungsexperimente zur Verfügung zu stellen.

Eine zukünftige Anwendung der hier vorgestellten Neutronenerzeugungsreaktionen ist geplant, so sollen Bestrahlungsexperimente mit Neutronen an verschiedenen Detektoren und Elektronikkomponenten durchgeführt werden.

Die bei den Alterungsstudien mit hohen Protonenströmen im Bereich von 100 nA bestrahlten Driftrohre sollten noch genauer auf Alterungserscheinungen untersucht werden. Hierzu könnte das bestrahlte Driftrohr aufgeschnitten und der Zählendraht an den beiden bestrahlten Stellen unter einem Mikroskop auf mögliche Ablagerungen oder Verfärbungen untersucht werden. Außerdem könnten Alterungsstudien an den Endkappenbereichen der Rohre und der dort befindlichen Elektronik durchgeführt werden, um das Alterungsverhalten der Stopfen der Rohre unter Bestrahlung zu untersuchen. Desweiteren sollten bei den Experimenten zur 24 Rohrkammer weitere Bestrahlungen mit Stromstärken im Bereich von 0-0.1 pA durchgeführt werden, um die Effizienz der Driftradiusbestimmung in den 15 mm Driftrohren genauer zu verstehen.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Der Large Hadron Collider und seine Detektoren, ATLAS, CMS, ALICE, LHCb [6].	1
1.2	ATLAS Detector . . . . .	2
1.3	Man erkennt das obere Viertel des ATLAS Detektors. In diesem Bild sind die simulierten Untergrundraten am ATLAS Detektor dargestellt. Diese bewegen sich um $50 \frac{Hz}{cm^2}$ im BOS MDT Bereich und um $500 - 1700 \frac{Hz}{cm^2}$ im CSC-Small-Wheel Bereich und bestehen hauptsächlich aus $\gamma$ und Neutronenuntergrund. . . . .	3
1.4	Einfluss von $\gamma$ -Bestrahlung auf die Ortsauflösung von Driftrohrdetektoren. [21] . . .	4
2.1	Blick in die Tandemhalle, im hinteren Bereich erkennt man den Tandembeschleuniger (orange) im vorderen Bereich (blau) den $90^\circ$ Analysiermagneten . . . . .	7
2.2	Grundriss des MLL Laboratoriums, im linken Bereich sieht man die Tandemhalle. Im oberen Bilddrittel die Halle I, mit den Strahlplätzen I-40 und I-60, an denen die Experimente zu dieser Diplomarbeit stattgefunden haben. . . . .	7
2.3	Komponenten zur Erzeugung eines Ionenstrahls mit Zeitstruktur, vor dem Tandembeschleuniger befinden sich der Niederenergie Chopper und Niederenergie Buncher. Nach dem Tandembeschleuniger befindet sich der Hochenergiechopper. Dieser arbeitet in Phase mit den Komponenten vor dem Tandem . . . . .	9
2.4	Die Aufgabe des Bunchers ist es ein Strahlpaket definierter Größe so zu fokussieren, dass alle Bestandteile des Strahlpakets zur selben Zeit am Experiment ankommen. . .	9
2.5	Rutherford-Szintillationdetektor, wird zum Monitoren der eingestellten Pulsung verwendet. . . . .	11
2.6	Plexiglasdetektor, wird zum Monitoren der eingestellten Pulsung verwendet. Daneben auch als Myontrigger bei Untersuchungen an ATLAS Driftrohren. . . . .	11
2.7	Photonen und Neutronen hinterlassen im Szintillator unterschiedliche lange Signale. Die Ausläufer der Neutronen sind länger als die der Photonen. Dieser Effekt wird in der Pulse Shape Diskriminierung zur Unterscheidung von Neutronen und Photonen verwendet. . . . .	12
2.8	elektronische Schaltung der PSD Detektoren, Das Detektorsignal wird über einen Signalsplitter aufgespaltet, durch Delay Boxen unterschiedlich verzögert und in einen QDC gegeben. Der QDC erhält gleichzeitig ein Gate sodass über die ankommenden Signale integriert wird und ihnen ein QDC-Wert zugeordnet wird. . . . .	13
2.9	Oszilloskop Bild der PSD Elektronik, man erkennt das verzögerte Signal in hellblau. das vollständig vom Datenaufnahmefenster (violett) aufgenommen wird. Daneben ist in dunkelblau das unverzögerte Signal zu sehen. Von diesem Signal wird nur der Ausläufer, das so genannte Tail vom QDC aufgenommen. . . . .	13

2.10	schematische Darstellung der Pulse Shape Diskriminierung. Im Diagramm ist das Gesamtsignal gegen das Ausläufersignal aufgetragen. Neutronen, die ein größeres Ausläufersignal haben bilden das obere Band. Photonen, die ein kleineres Ausläufersignal haben bilden das unter Band . . . . .	14
2.11	Aufgenommenes Pulse Shape Diskriminierungsspektrum mit einer $^{252}\text{Cf}$ -Quelle, die Neutronen und Photonen aussendet. Man erkennt, das weitgehend getrennte Neutronen- und Photonenband. . . . .	14
2.12	schematischer Aufbau des Edelweiss Detektors. Im vorderen Bereich sieht man die hexagonale Zelle in die der Flüssigszintillator gefüllt wird. Der Edelweissdetektor wird mit einer 3" Photomultiplier betrieben. . . . .	15
2.13	vollständiger Edelweiss Detektor, die graue PVC Abdeckung dient der lichtdurchlässigkeit des Detektors . . . . .	15
2.14	Konstruktionszeichnung des AR Detektors. Man erkennt im vorderen Bereich, die zu füllende Aluminiumschale und die abschliessende Glasplatte. An ihr wird bündig ein Photomultiplier befestigt, der über eine Halterungskonstruktion in Position gehalten wird. . . . .	15
2.15	Hier erkennt man einen fertiggestellten AR-Detektor, die orangene PVC Umhüllung dient dazu den Detektor lichtdicht zu bekommen. . . . .	15
2.16	mit reflektierender Farbe ausgemalte Aluminiumschale. Man erkennt im linken Bereich die Schraube zum Befüllen des Detektors. Außerdem erkennt man an der Oberseite des Aluminiumschale die oben angesprochene Vertiefung in dem sich der O-Ring befindet, der die Schale abdichtet. . . . .	16
2.17	Mit 370 ml Flüssigszintillator gefüllte Aluminiumschale, die gerade mit Stickstoff gebubbelt wird, um Oxydation im Szintillator zu vermeiden . . . . .	16
2.18	Spektrum der Pulse Shape Diskriminierung eines Edelweiss Detektors. . . . .	18
2.19	Spektrum der Pulse Shape Diskriminierung des AR-3 Detektors. . . . .	18
2.20	Spektrum der Pulse Shape Diskriminierung des AR-1 Detektors. . . . .	18
2.21	Bild des $\text{BF}_3$ Detektors. Der Detektor ist 32.5 cm breit und 21.5 cm. Er wiegt 10.9 kg. 19	19
2.22	schematischer Aufbau des $\text{BF}_3$ Detektors. Im Inneren befindet sich ein $\text{BF}_3$ -Proportionalzählrohr. Diese ist zur Thermalisierung der Neutronen mit Polyetyhlene und Borplastik umgeben. . . . .	19
2.23	Kalibrationstabelle für $\text{BF}_3$ - Detektor. . . . .	20
2.24	Richtungsabhängigkeit des $\text{BF}_3$ -Detektor. . . . .	20
2.25	Aufbau und Funktionsprinzip eines Atlas Driftrohres. Das ATLAS Driftroh besteht aus einer Aluminiumhülle in dessen Mitte ein Zählrohr gespannt ist. Das Rohr ist mit dem Driftgas Ar:CO <sub>2</sub> 93:7% bei einem Druck von 3000mbar gefüllt. Die am Draht anliegende Spannung beträgt 3080 V. . . . .	21
2.26	Vergleich der Driftzeitspektren der Driftgase Ar:CO <sub>2</sub> 93:7% und Ar:CO <sub>2</sub> :N <sub>2</sub> 96:3:1% 21	21
3.1	Bild vom Strahlplatz I-60, im Hintergrund erkennt man das Strahlrohr, im Vordergrund die sechs PSD Detektoren zur Neutronendiagnostik. Diese sind auf einem Tisch unter verschiedenen Winkeln auf Strahlhöhe montiert. . . . .	24
3.2	Schematische Darstellung des Versuchsaufbau, die Neutronenproduktion findet am Targethalter durch Wechselwirkung des Deuteronenstrahls mit verschiedenen Festkörpertargets statt. Die PSD Detektoren befinden sich alle im gleichen Abstand zur Targetleiter. . . . .	24

3.3	Schematischer Aufbau des Strahlrohres: die wichtigen Bestandteile sind der Austrittsflansch, der Faraday Cup und der Targethalter. . . . .	25
3.4	Schematische Darstellung der Target-Leiter, diese ist mit verschiedenen Targets besetzt. Der Targethalter ist höhenverstellbar. Die leeren Positionen sind zum Teil von den überlappenden Berylliumtargets bedeckt. . . . .	25
3.5	Prinzip des Common Start Mode, die Zeiten werden relativ zur Bunch Clock aufgezeichnet. Niedrige TDC Einträge stellen schnelle Teilchen dar, hohe TDC Einträge stellen im Vergleich dazu langsame Teilchen dar. . . . .	26
3.6	TDC-Spektrum im Common Start Modus, die Zeitachse geht von links nach rechts der erste Peak stellt $\gamma$ -Teilchen dar. Der zweite Peak Neutronen. . . . .	26
3.7	Elektronik für Common Start-Modus. Das Pulsungssignal gibt den Startpuls für die Datenaufnahme, die Detektorsignale geben das Stoppsignal . . . . .	27
3.8	Wechselwirkung des Deuteronenstrahls mit zwei verschiedenen Targets. Der Cup besteht aus Tantal. . . . .	28
3.9	TDC-Spektrum vom Beryllium und Tantal Target beim Deuteronenaufbruch. . . . .	28
3.10	Mit dem TDC kan die Flugzeitdifferenz zwischen Neutronen und Photonen bestimmt werden. Um die wirkliche Flugzeit der Neutronen zu erhalten, muss die Flugzeit der Photonen hinzuaddiert werden. . . . .	29
3.11	Man erkennt, dass die Neutronen aus dem Faraday Cup Spektrum (rot) den hinteren Anteil des Neutronenpeaks aus der Beryllium Folie 0.125 mm bilden. Der Grund hierfür ist, das die Deuteronen die Berylliumfolie druchdringen und dann am Faraday Cup Neutronen erzeugen. . . . .	30
3.12	Man erkennt, dass die Neutronen aus dem Faraday Cup Spektrum (rot) den hinteren Anteil des Neutronenpeaks aus der Kohlenstofffolie 0.15 mm bilden. Der Grund hierfür ist, das die Deuteronen die Kohlenstofffolie druchdringen und dann am Faraday Cup Neutronen erzeugen. . . . .	30
3.13	Flugzeit der Neutronen aus der Deuteron-Beryllium-Reaktion, 0.25mm, ohne den Anteil der Neutronen aus dem Faraday Cup. . . . .	32
3.14	Flugzeit der Neutronen aus Deuteron-Beryllium-Reaktion, 0.125mm, ohne Neutronen aus dem Faraday Cup. . . . .	32
3.15	Neutronen aus Deuteron-Kohlenstoff-Reaktion ohne Neutronen aus dem Faraday Cup. . . . .	32
3.16	Energieverteilung der entstandenen Neutronen am Beryllium der Dicke 0.25 mm. . . . .	33
3.17	Energieverteilung der entstandenen Neutronen am Beryllium der Dicke 0.125 mm. . . . .	33
3.18	Energieverteilung der am Tantal durch Deuteronen-Aufbruch erzeugten Neutronen. . . . .	33
3.19	Energieverteilung der am Kohlenstoff durch Deuteronen-Aufbruch erzeugten Neutronen. . . . .	33
3.20	Energieverteilung für verschiedene Winkel, wobei die Neutronen durch Deuteronen-Aufbruch am Beryllium (0.25 mm) erzeugt worden sind. . . . .	34
3.21	Energieverteilung für verschiedene Winkel, wobei die Neutronen durch Deuteronen-Aufbruch am Beryllium (0.125 mm) erzeugt worden sind. . . . .	34
3.22	Energieverteilung für verschiedene Winkel, wobei die Neutronen durch Deuteronen-Aufbruch am Kohlenstoff erzeugt wurden. . . . .	34
3.23	Energieverteilung für verschiedene Winkel, wobei die Neutronen durch Deuteronen-Aufbruch am Tantal erzeugt wurden. . . . .	34

- 3.24 schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus am Strahlplatz I-60 für die  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion. Am Strahlrohr sind zwei Detektoren zur optimalen Einstellung der Pulsung angebracht (Rutherford- und Plexiglas-Detektor). Die Pulse Shape Detektoren befinden sich im Abstand von 161 cm von der Targetleiter. . . . . 36
- 3.25 Während der  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion wurden die neu aufgebauten AR-Pulse Shape Detektoren verwendet, die unter den Winkeln  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$  und  $50^\circ$  auf Strahlhöhe montiert sind. Der  $BF_3$ -Zähler wird zur Messung von Neutronenflüssen verwendet. . . . . 36
- 3.26 I-60 Strahlrohr für die  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion, Austrittsflansch besitzt ein Kaptonfenster der Größe  $70\text{ mm} \cdot 18\text{ mm}$ . Im Targethalter wurde die Berylliumfolie, der Dicke 0.375 mm eingebaut. Die Y-Schlitze dienen der Pulsungsoptimierung. . . . . 37
- 3.27 I-60 Strahlrohr für die  $\alpha$ -Beryllium-Reaktion, Links und rechts sind auf Höhe der Targetleiter Detektoren zur optimalen Einstellung der Pulsung montiert. . . . . 37
- 3.28 Strahlpaket der gepulsten  $\alpha$ -Teilchen. Die Halbwertsbreite des Peaks beträgt 5 ns, aufgenommen mit dem Rutherford-Szintillationsdetektor bei eingestelltem HE-Chopper. Man erkennt eine leichte Assymetrie in der Peakstruktur, hier ist noch Raum für Verbesserungen. . . . . 38
- 3.29 Prinzip des Common Stop Mode, hohe TDC-Einträge gehören zu den mit Lichtgeschwindigkeit fliegenden Photonen, niedrige TDC Einträge gehören zu den im Vergleich dazu langsam fliegenden Neutronen. . . . . 38
- 3.30 TDC-Spektrum im Common Stop Mode, Flugzeit von rechts nach links, zuerst kommen die Photonen und dann die Neutronen. . . . . 38
- 3.31 elektronische Schaltung für den Common Stop Modus. Gleichzeitig wird durch eine Koinzidenzschaltung sichergestellt, dass QDC und TDC Daten korreliert zueinander aufgenommen werden. . . . . 39
- 3.32 Schemabild zu den  $\alpha$ -Reaktions-Spektren: Im oberen Teil ist die Reaktion am Tantal, abgebildet. Hier werden die  $\alpha$ -Teilchen am Target gestoppt. Im unteren Teil sind die Reaktionen der Berylliumtargets oder am Kohlenstoff schematisch dargestellt, hier durchdringen die  $\alpha$ -Teilchen die Targets und wechselwirken auch am Faraday Cup. . . . . 40
- 3.33 In schwarz ist das Spektrum des Berylliums der Dicke 0.375 mm unter  $\alpha$ -Bestrahlung zu erkennen, in Rot erkennt man das Spektrum des Tantaltargets, das auf den  $\gamma$ -Peak des Berylliumspektrum skaliert ist. . . . . 40
- 3.34 In diesem Bild ist das TDC-Spektrum des Berylliumtargets der Dicke 0.125 mm in Schwarz zu erkennen In blau ist das TDC-Spektrum der Berylliumfolie der Dicke 0.25 mm und in rot das reine Faraday Cup Spektrum zu sehen. Alle Spektren wurden mit derselben Triggeranzahl aufgenommen. . . . . 41
- 3.35 Hier erkennt man in schwarz das am Kohlenstoffs durch  $\alpha$ -Bestrahlung erzeugte TDC Spektrum, in Rot ist das Faraday Cup Spektrum darübergerlegt. Beide Spektren wurden mit derselben Triggeranzahl aufgenommen. . . . . 41
- 3.36 PSD-Spektrum für das Berylliumtarget der Dicke 0.375 mm bei  $\alpha$ -Bestrahlung. Durch den Effekt der Pulse Shape Diskriminierung erkennt man, wie erwartet, die beiden Bänder der Neutronen und Photonen. In diesem Spektrum ist außerdem ein drittes Band, oberhalb von den Neutronen zu erkennen. Die Messzeit für 100000 Events betrug 45 s. . . . . 42
- 3.37 QDC-Spektrum für das Tantaltarget der Dicke 1 mm bei  $\alpha$ -Bestrahlung. Durch den Effekt der Pulse Shape Diskriminierung erkennt man, wie erwartet, die beiden Bänder der Neutronen und Photonen. In diesem Spektrum ist kein drittes Band zu erkennen. Die Messzeit für 100000 Events betrug 200 s. . . . . 42



3.38	zweidimensionales Spektrum der $\alpha$ -Beryllium-Reaktion mit dem Berylliumtarget der Dicke 0.125 mm Messzeit 51 s . . . . .	43
3.39	zweidimensionales Spektrum der $\alpha$ -Beryllium-Reaktion mit dem Berylliumtarget der Dicke 0.375 mm, Messzeit 45 s . . . . .	43
3.40	zweidimensionales Spektrum der $\alpha$ -Bestrahlung des Tantaltargets der Dicke 1 mm. Die Messzeit beträgt 200 s. . . . .	44
3.41	zweidimensionales Spektrum der $\alpha$ -Bestrahlung des Faraday Cups, die Messzeit beträgt 56 s. . . . .	44
3.42	Energieverteilung der Neutronen aus der $\alpha$ -Beryllium-Reaktion mit dem Target 0.375 mm. . . . .	45
3.43	Energieverteilung der Neutronen aus der $\alpha$ -Beryllium-Reaktion mit dem Target 0.125 mm. . . . .	45
3.44	Kalibrierung der PSD-Detektoren . . . . .	46
3.45	Energieverteilung der Neutronen für die mit PSD-Detektoren besetzten Winkel der $\alpha$ -Beryllium-Reaktion mit dem Target 0.375 mm. . . . .	47
3.46	Kalibration des Germaniumdetektors mit einer $^{152}Eu$ -Quelle. Die Punkte stellen die charakteristischen Linien im Spektrum der Kalibrationquelle dar, hierbei sind die Kanäle des Germaniumspektrums gegen die erwartete Energie aufgetragen. Der rote Punkt stellt die 662 keV Linie des $^{137}Cs$ dar. Man erkennt das alle Punkte auf einer Linie liegen. . . . .	48
3.47	Germaniumspektrum, aufgenommen ca. 2 Stunden nach Ende der Bestrahlung, man erkennt sehr die dominante 511 keV Linie. Den Halbwertszeiten und Energien aller markierten Peaks konnten Isotope zugeordnet werden. . . . .	49
3.48	Verlauf der Peakhalte der 511 keV Linie. Die Messpunkte wurden mittels dreier Exponential Funktionen angefitet. Hieraus ergeben sich 3 Halbwertszeiten, denen die Isotope $^{11}C$ , $^{18}F$ und $^{64}Cu$ zugeordnet werden konnten. . . . .	49
3.49	Aufbau für Neutronenflussmessung. Die PSD Detektoren sind fest installiert, die roten Punkte entsprechen den verschiedenen Messpositionen des $BF_3$ -Detektors. . . . .	51
3.50	$BF_3$ -Detektor in Messposition $45^\circ$ , die 6 grauen PSD Detektoren sind fest installiert. . . . .	51
3.51	Kalibrationsgraphik für den $BF_3$ -Detektor, nach rechts ist die Energie und nach oben die Effizienz angegeben, Der Winkel $\theta = 0^\circ$ oder $\theta = 90^\circ$ bezeichnet die Stellung der Detektorachse zur Flugrichtung der Neutronen. Die y Achse ist in Einheiten $\frac{\text{counts per second}}{\frac{n}{cm^2s}}$ angegeben. . . . .	52
3.52	Abstandsmessung für Deuteronen-Aufbruch-Reaktion, mit Berylliumtarget 0.25 mm bei 100 nA Strahlstrom. Die schwarzen Datenpunkte resultieren aus höheren Strahlströmen, siehe Abbildung 3.53. . . . .	53
3.53	Strahlstromvariation bei Deuteronen-Aufbruch-Reaktion an Berylliumtarget der Dicke 0.25 mm . . . . .	53
3.54	$\alpha$ -Berylliumreaktion Abstandsmessung für Berylliumtargets der dicken 0.125 mm und 0.25 mm bei 600nA Strahlstrom. . . . .	54
3.55	Vergleich der Abstandmessung Deuteronen-Aufbruch bei 100 nA mit $\alpha$ -Berylliumreaktion bei 600 nA jeweils mit Berylliumtarget der Dicke 0.25 mm . . . . .	54
3.56	$\alpha$ -Berylliumreaktion Abstandsmessung. Die Punkte folgen der $\frac{1}{r^2}$ -Erwartung. . . . .	55
3.57	Strahlstromvariation bei $\alpha$ -Berylliumreaktion, die Neutronenflussdichte folgt linear. . . . .	55
3.58	Winkelverteilung Deuteronen Aufbruch-Reaktion bei einem Strahlstrom von 100 nA und dem Berylliumtarget der Dicke 0.25 mm. . . . .	56

3.59	Winkelverteilung $\alpha$ -Beryllium Reaktion bei einem Strahlstrom von 600 nA und dem Berylliumtarget der Dicke 0.25 mm. . . . .	56
3.60	Veränderter Strahlrohraufbau, das Berylliumtarget befindet sich direkt vor dem 10 mm Aluminiumaustrittsflansch. Es ist 1 mm dick und stoppt die $\alpha$ -Teilchen, die im Beryllium laut SRIM eine maximale Reichweite 479 $\mu\text{m}$ haben. . . . .	56
3.61	Winkelverteilung $\alpha$ -Beryllium Reaktion . . . . .	56
3.62	Bestrahlungsfläche mit kontinuierlichem Neutronenfluss . . . . .	60
3.63	Die 3 zur Verfügung stehenden Detektoren sind jeweils in verschiedenen Abständen vor die $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ -Quelle gestellt worden und so die gemessene Neutronendosis bestimmt worden . . . . .	61
3.64	Für die 3 Detektoren sind die gemessenen Neutronenraten gegen den Abstand aufgetragen, in rot ist der bei den Neutronenflussmessungen verwendete $\text{BF}_3$ -Detektor dargestellt, in grün der Baugleiche $\text{BF}_3$ -Detektor und in schwarz der Berthold Neutronen-Detektor . . . . .	61
4.1	Versuchsaufbau für Alterungsstudien an ATLAS Driftrohren. Man sieht hier die 4 vor dem Strahlrohr aufgebauten Driftrohre, das zweite Rohr von unten wurde mit Protonen bestrahlt, die restlichen drei Rohre dienen als Referenzrohre, zum Vergleich der Detektoreigenschaften. Auf diesem Bild erkennt man außerdem noch den Faraday Cup mit dem der Strahlstrom der Protonen gemessen wird und die vierfach segmentierte Hochspannungsversorgung der Driftrohre . . . . .	64
4.2	Versuchsaufbau für Alterungsstudien an ATLAS Driftrohren, gesehen von der gegenüberliegenden Seite. Man erkennt, dass sich das zweite Driftrohr von unten, genau auf Höhe des Austrittsfensters des Strahlrohres befindet. Daneben erkennt man den Einlaß der Gasversorgung der Driftrohre . . . . .	64
4.3	Mit Hilfe des Quarzglas kann der Protonenstrahl sichtbar gemacht werden und so mittels einer Kamera im Kontrollraum gemonitort werden, wo der Strahl optimal eingestellt wird. Auf dem Quarzglas ist die Fläche markiert, die gleichmäßig bestrahlt werden soll . . . . .	65
4.4	Im Bild erkennt man die am Strahlrohr befestigten Luftspulen des Wobblermagneten, dieser arbeitet in Verbindung mit einem Frequenzgenerator und schnell Stromverstärker und erzeugt ein periodisch sich änderndes Magnetfeld, wodurch der Teilchenstrahl abgelenkt wird und die am Quarzglas markierte Fläche gleichmäßig bestrahlt wird . . . . .	65
4.5	Der Graph zeigt den Verlauf des Stroms an den 4 Driftrohren bei einer Protonenbestrahlung der Stärke 105 nA, wobei die Rohre mit $\text{Ar} : \text{CO}_2 : \text{N}_2$ 96 : 3 : 1 % gefüllt waren. In schwarz ist der Strom des bestrahlten Rohres dargestellt. Dieser ist um den Faktor 18 größer als bei den unbestrahlten Rohren. Die Datenpunkte am Ende der Bestrahlung sind gemessene Rohrströme bei verschiedenen Protonenströmen. . . . .	66
4.6	Hier erkennt man die lineare Zunahme der Stroms in den Rohren bei steigendem Protonenstrahlstrom. Man erkennt einen deutlichen OFFset, und das die Gerade nicht durch die Null geht. . . . .	67
4.7	Hier ist die Aktivierung der Kurve nach Ende der Bestrahlung zu erkennen. Der im Rohr befindliche Strom nimmt über den Zeitraum von etwas mehr als 1 Stunde exponentiell ab. . . . .	67

4.8	Alterungstudien im Labor, man erkennt die vier Standard Atlas Driftrohre, wie sie im kleinen Teststand liegen. Unterhalb der Rohre befinden sich 3 Szintillatorszähler, die den gesamten Bereich der 4 Rohre abdecken. Oberhalb der Rohre erkennt man den Plexiglasdetektor. Diese triggerst gemeinsam mit den Paddels auf kosmische Myonen	68
4.9	Schematische Darstellung der Triggerschaltung, Es wird klar, dass der Plexiglasdetektor nur die beiden mittleren Rohre komplett überdeckt. Aus diesem Grund wird im weiteren Verlauf nur Rohr 3 als Referenzrohr zum bestrahlten Rohr 2 verwendet. Das Triggersignal wird auf die Standard ATLAS Auslese gegeben. . . . .	68
4.10	Es sind 3 Messungen am Teststand durchgeführt worden, bei denen über insgesamt 18 Stunden auf kosmische Myonen getriggert wurde. Im weiteren Verlauf stellen schwarze Kurven die Messung der bestrahlten Stelle dar, während das Rohr mit Ar:CO <sub>2</sub> 93:7% befüllt war. Die rote Kurve stellt die bestrahlte Stelle dar, während das Rohr mit Ar:CO <sub>2</sub> :N <sub>2</sub> 96:3:1% befüllt war, die blaue Kurve stellt die Messung einer unbestrahlten Stelle des Rohres dar. . . . .	69
4.11	Vergleich der Driftzeitspektren der 3 Stellen vom bestrahlten Rohr Nummer 2, Bestrahlung mit Standard Driftgas, Bestrahlung bei alternativen Driftgas, keine Bestrahlung. Bie den Kontrollmessungen wurde in allen 3 Fällen Ar:CO <sub>2</sub> 93:7% als Driftgas verwendet. . . . .	70
4.12	Vergleich der Driftzeitspektren der 3 Stellen vom unbestrahlten Rohr, Bestrahlung bei Standard Driftgas, Bestrahlung bei alternativen Driftgas, kein Bestrahlung. Bie den Kontrollmessungen wurde in allen 3 Fällen Ar:CO <sub>2</sub> 93:7% als Driftgas verwendet.	70
4.13	Vergleich der ADC spektrern der 3 Stellen vom bestrahlten Rohr, Bestrahlung bei Standard Driftgas, Bestrahlung bei alternativen Driftgas, kein Bestrahlung . . . . .	71
4.14	Vergleich der Driftzeitspektren der 3 Stellen vom unbestrahlten Rohr, Bestrahlung bei Standard Driftgas, Bestrahlung bei alternativen Driftgas, keine Bestrahlung. Bei den Kontrollmessungen wurde in allen 3 Fällen . . . . .	71
4.15	Vergleich von Rohr 2 und Rohr 3 unbestrahlte Stelle . . . . .	72
4.16	Vergleich von Rohr 2 und Rohr 3 bestrahlte Stelle mit Ar:CO <sub>2</sub> 93:7% . . . . .	72
4.17	Vergleich von Rohr 2 und Rohr 3 bestrahlte Stelle mit Ar:CO <sub>2</sub> :N <sub>2</sub> 96:3:1% . . . . .	72
4.18	24 Rohrkammer bei Vortests im Labor. Die Kammer befindet sich in einem Gestell und wird oberhalb und unterhalb der Kammer von Myon-Trigger-Detektoren überdeckt.	73
4.19	In diesem Bild sind die Readoutkanalnummern der Driftrohre in der 24 Rohrkammer dargestellt. Die rot markierten Rohre funktionierten nicht. Bei Rohr 12 und 14 fehlte der Zähl draht, die Rohre 19, 22 und 23 waren nicht an die Hochspannungsversorgung angeschlossen. . . . .	73
4.20	SRIM Rechnung zur Reichweite von 20 MeV Protonen in der Kammer. Man erkennt, dass die Protonen in der letzten Rohrwand des zweiten Rohres gestoppt werden und nicht mehr in das dritte anliegende Rohr eindringen. Der Energieverlust der Protonen beträgt im Gasvolumen des ersten Rohres 256 keV und im Gasvolumen des zweiten Rohres 505 keV . . . . .	74
4.21	Versuchsaufbau der Bestrahlung der 24 Rohrkammer. Die Kammer wurde waagrecht vor das Strahlrohr gelegt. Die HV-Versorgung war zweifach segmentiert, so dass der Strom und die Spannung an den bestrahlten Rohren separat ausgelesen werden konnten.	75
4.22	Bestrahlt wurden die Rohre 1 und 5, die Wahl fiel auf diese Rohre, da hier alle Rohre in der Umgebung funktionierten und insgesamt vier Rohrlagen zur Myonspurrekonstruktion zur Verfügung standen. . . . .	75

4.23	Auf dem Quarzflansch erkennt man den Protonenstrahlfleck, das schwarze Kreuz stellt die optimale Höhe des Teilchenstrahls dar, so dass die gewünschten Rohre getroffen werden. . . . .	76
4.24	Der optimal eingestellte Protonenstrahl trifft auf normales Fensterglas und hinterlässt einen eingravierten Streifen, dieser zeigt die Größe der bestrahlten Fläche an. . . . .	76
4.25	Zur Messung von Strahlströmen im $10^{-12}$ Ampere Bereich, wird ein Szintillationszähler mit angeschlossenem Photomultiplier verwendet. Dessen Ausgang ist mit einem Diskriminator und einem Scaler verbunden, womit die vom Photomultiplier gesendeten Signale gezählt werden können. . . . .	78
4.26	Die Stärke des eingeschossenen Strahlstroms wird gegen die Signalrate des Szintillationszählers aufgetragen. Die blaue Kurve entspricht der quadratischen Gleichung (1) mit einer Totzeit von 13.8 ns und einem Abschwächungsfaktor von 1389 . . . . .	78
4.27	Trefferrate der Rohre während der Bestrahlung. . . . .	80
4.28	Prinzip der Datenauswertung: In den nicht bestrahlten Lagen wird der Driftradius in den Rohren bestimmt und aus den daran angefiteten Myonspuren für die bestrahlte Lage ein Driftradius berechnet und mit dem tatsächlichen gemessenen Driftradius in dieser Lage verglichen. . . . .	80
4.29	Veränderung der Effizienz der Driftrohre mit zunehmender Stärke des Bestrahlungsstroms. . . . .	81

# Literaturverzeichnis

- [1] *Nominal Source Data Sheet from Isotope Product Laboratories for Cf-252*. Catalog No: FF-252.
- [2] Birks.: , J.B. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press., 1967.
- [3] L. Beck. *mündliche Mitteilung*. Strahlenschutzbeauftragter am MLL.
- [4] D.. Bleul et all. *Characterization of a tunable quasi monoenergetic neutron beam from deuteron breakup*. Nuclear Instruments and Method in Physics Reserach B 261 2007 974-979.
- [5] Amersham Buchler. *Technisches Bulletin 76/7*. 1979.
- [6] CERN:.. *Hompage*. <http://public.web.cern.ch/public/>, zuletzt aufgerufen, 10.12.2010.
- [7] ATLAS Collaboration:.. *ATLAS-Detector and Physics Performance Technical Design Report*. CERN/LHCC/99-14., 1999.
- [8] ATLAS Colloboration:.. *LHC Machine*. JINST 3., 2008.
- [9] Saint Gobain Crystals. *Datenblatt BC-501-A*. <http://www.detectors.saint-gobain.com>, zuletzt aufgerufen, 12.12.2010.
- [10] Homepage des National Nuclear Data Center:.. <http://www.nndc.bnl.gov/chart/reCenter>. letztmals aufgerufen 28.8.2010.
- [11] Homepage des National Nuclear Data Center:.. <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>. letztmals aufgerufen 24.8.2010.
- [12] Jürgen Benno Estermann. *Untersuchung von Driftrohr-Detektoren mit Protonen am Münchner Tandem Beschleuniger*. Diplomarbeit an der Sektion Physik der LMU München.
- [13] Brooks F.D. *Scintillation Decay Times of Orgnaic Crystals*. Proc Phys. Soc., 1959.
- [14] Good Fellow Homepage:.. *Beryllium Folie BE 000330*. <https://www.goodfellow.com/homees.aspx>, letztmals aufgerufen 2.8.2010.
- [15] Kadyk. J. *Wire chamber aging*. Nuclear Instruments and Methode in Physic Research A 300(1991) 436-479, 1990.
- [16] .Rohrer et all .L. *Four Gap Double Drift Buncher at Munich*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 220 1984 161-164, 1984.
- [17] Peter Lang:.. *Studien zur Gasmischung an MDT-MYON-Detektoren*. Diplomarbeit an der Sektion für Physik der LMU München, 2008.

- [18] Aleksa M. *Performance of the ATLAS Myon Spectrometer (Dissertation)*. Technische Universität Wien 1999.
- [19] T. Müller. *Montitored Drift Tube-Detektoren des ATLAS-Experiments im Neutronenuntergrund*. 2006.
- [20] Photonis Produktkatalog: *Produkt range and data*: [www.photonis.com](http://www.photonis.com), letztmals aufgerufen 2.8.2010.
- [21] Felix Rauscher: *Untersuchung des Verhaltens von Driftrohren bei starken Gamma-Bestrahlung sowie Vermessung von Driftrohrkammern mit Hilfe von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung*. Doktorarbeit an der Sektion für Physik der LMU München, Juni 2005.
- [22] Baranov S. et al. *Estimation of Radiation Background, Impact on Detectors, Activation and Shielding Optimization in ATLAS*. ATL-GEN-2005-001., 2005.
- [23] Iseg Spezialelektronik(2009). *Bedienungsanleitung für Präzisions- Hochspannungs-Netzgeräte der Baureihe SHQ-HIGH-PRECISION*. <http://www.iseghv.de>, 2009.
- [24] Studsvik. *Neutron Dose Rate Meter 2202 D*. AB Atomenergie Sweden, 1973.
- [25] Eljen Technology. *Datenblatt EJ 301*. ([www.eljentechnology.com](http://www.eljentechnology.com)), zuletzt aufgerufen 10.11.2010.
- [26] Leo W. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, 1994.
- [27] A. Zibell. *Analyse von Driftrohrdaten unter Protonbestrahlung, Arbeit in Vorbereitung*. Doktorarbeit Sektion der Physik der LMU München.
- [28] Ziegler M.D. Biersack J.P : Ziegler, J.F. *Stopping and Range of Ions in Matter*. [www.SRIM.com](http://www.SRIM.com), Version-2008.04.

# Anhang A

Pulsungseinstellungen bei einer Vorbeschleunigungsspannung von 180 keV  $\alpha$  **30 MeV**

NE Buncher	Amplitude	57.65%
	Balance	-10
	Ampl1F	6.302KV
	Ampl2F	1.717KV
	Phase	41.42
	Phase2F	55.5ns
	Kreis1	ok
	Kreis2	ok
	Delay	---
	Regelverst	122
NE Chopper	Impulsbreite	85ns
	Untersetzung	2 <sup>6</sup>
	Delay	31
5Mhz Chopper	5 Mhz Ch	50
	5 Mhz Delay	50ns

Pulsungseinstellungen bei einer Vorbeschleunigungsspannung von 120 keV  $\alpha$ -**Teilchen 30 MeV**

NE Buncher	Amplitude	33.15%
	Balance	-9.72%
	Ampl1F	---
	Ampl2F	---
	Phase	39.22
	Phase2F	54.5ns
	Kreis1	ok
	Kreis2	ok
	Delay	30
	Regelverst	—
NE Chopper	Impulsbreite	85ns
	Untersetzung	2 <sup>6</sup>
	Delay	25
5Mhz Chopper	5 Mhz Ch	50
	5 Mhz Delay	57ns

Pulsungseinstellungen bei einer Vorbeschleunigungsspannung von 120 keV  $\alpha$ -Teilchen 30 MeV

NE Buncher	Amplitude	32.50%
	Balance	-9.72%
	Ampl1F	—
	Ampl2F	—
	Phase	39%
	Phase2F	56.0ns
	Kreis1	—
	Kreis2	—
	Delay	30
	Regelverst	—
NE Chopper	Impulsbreite	85ns
	Untersetzung	2 <sup>6</sup>
	Delay	31
5Mhz Chopper	5 Mhz Ch	60
	5 Mhz Delay	55ns

Pulsungseinstellungen für **Deuteronen 20 MEV**

NE Buncher	Amplitude	38.20%
	Balance	—%
	Ampl1F	—
	Ampl2F	—
	Phase	57%
	Phase2F	—
	Kreis1	—
	Kreis2	—
	Delay	110
	Regelverst	—
NE Chopper	Impulsbreite	70ns
	Untersetzung	2 <sup>6</sup>
	Delay	25
5Mhz Chopper	5 Mhz Ch	50
	5 Mhz Delay	132ns



# Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt:

Prof. Dr. Otmar Biebel, der diese Diplomarbeit ermöglicht und trotz seiner begrenzten Zeit stets hervorragend betreut hat.

Priv. Doz. Walter Assmann für das Erstellen des Zweitgutachtens.

Dr. Ralf Hertenberger für die exzellente Rund-um-die-Uhr-Betreuung und die vielen lehrreichen Stunden am Beschleuniger.

Prof. Dr. Dorothee Schaile für das gute Arbeitsklima am ihrem Lehrstuhl und die Möglichkeit hier Diplomarbeit schreiben zu können.

Jonathan Bortfeldt und David Herremann, für eine angenehme und entspannte Büroatmosphäre und für alle Antworten auf meine vielen Fragen.

Stefanie Adomeit für ihre hilfsbereite Art und die vielen Programmiertipps.

Attila Varga für die Produktion aller erdenklicher Kabel und dem Verleihen aller erdenklicher Werkzeuge.

Rainhardt Satzkowski für den Transport aller Hardwarekomponenten zum Tandembeschleuniger und zurück.

den restlichen Mitgliedern der Hardwaregruppe für eine wunderbare Zusammenarbeit, Albert Engl, André Zibell und Nicola Tyler.

allen anderen Mitgliedern des Lehrstuhls.

Meine Freunden, ohne die ich das Physikstudium nie beendet hätte, Sebastian Henghuber, Benedikt Henghuber, Tobias Klingenstein, Julius Haas, Tobias Steichele, Verena Bönisch, Thomas Weidinger, Andreas Joseph und Felix Klein.

Meinen Eltern, Michala und Olaf Ruschke, die mir das Studium ermöglicht haben und mich in jeder Hinsicht immer unterstützt haben, trotz aller Schwierigkeiten in den letzten Jahren.



# Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst zu haben und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Alexander Ruschke

München, den 15.Dezember 2010

