

“Monitored Drift Tube”-Detektoren des ATLAS-Experiments im Neutronenuntergrund



Diplomarbeit

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

von
Thomas Müller

München, den 29. September 2006

Erstgutachter: Prof. Dr. Otmar Biebel
Zweitgutachter: PD. Dr. Peter Thirolf

Inhaltsverzeichnis

1 Motivation	9
1.1 LHC & Atlas	9
1.1.1 LHC	9
1.1.2 ATLAS	10
1.1.3 Myonspektrometer	12
1.2 Monitored Drift Tube (MDT) Kammern	13
1.3 Ziel dieser Arbeit	15
2 Vorüberlegungen	16
2.1 Neutronenuntergrund am (S)LHC	16
2.1.1 Simulierte Neutronenflüsse	16
2.1.2 Quellen des Neutronenuntergrunds	16
2.2 Bisherige Simulationen	18
2.3 Reaktionen zur Neutronenproduktion	18
2.3.1 Deuteriumaufspaltung	20
2.3.2 Reaktorneutronen	20
2.3.3 Fusion	20
2.3.4 Radioaktive Quellen	21
2.4 Die $^1\text{H}(^{11}\text{B},n)^{11}\text{C}$ -Reaktion	21
2.4.1 Neutronenuntergrund aus der Reaktion	22
2.5 Targetkonstruktion	22
2.5.1 Anforderungen an das H_2 -Target	24
2.5.2 Beamstopp	24

2.5.3	Folien	24
2.6	TRIM	27
2.7	Bleiabschirmung	30
2.8	DROSG-2000	30
2.9	Geant4	32
3	Hardware	37
3.1	Tandem	37
3.2	BF ₃ -Zähler	38
3.3	TDC	40
3.3.1	Kalibration	40
3.4	NE213	42
3.4.1	PSD	44
3.4.2	Elektronik	45
3.5	MDT-Kammer	46
3.5.1	Aufbau der Testkammer	48
3.6	Versuchsaufbau	50
4	Ergebnisse	52
4.1	TOF-Messung	52
4.1.1	TDC-Spektren	52
4.1.2	Nebenpeaks	53
4.1.3	Auflösung	54
4.2	Pulse Shape Discrimination	55
4.2.1	Pulsform	55
4.2.2	Timings	57
4.2.3	Ergebnisse	58
4.3	Energieverteilung der Neutronen	59
4.4	Untergrundsubtraktion	61
4.5	Winkelverteilung der Neutronen	61
4.6	Winkelabhängige Energieverteilung der Neutronen	63

4.7	Neutronenfluss	64
4.7.1	BF ₃ -Zähler	64
4.7.2	Theoretische Überlegungen	65
4.7.3	Geant4-Simulation	66
4.7.4	NE213-Zähler	67
4.7.5	Neutronenfluss in der MDT-Kammer	67
4.8	Neutroneneffizienz der MDT-Kammern	69
4.8.1	Spektren der Kammer	69
4.8.2	Verhalten mit Strahl	69
4.9	Fehlerbetrachtung	72
4.10	Energie in den Rohren	74
4.11	Aktivierung der Kammer	74
4.11.1	Verhalten ohne Strahl	74
4.11.2	Langzeitmessung der Aktivierung	75
5	Zusammenfassung und Ausblick	78
5.1	Zusammenfassung	78
5.2	Interpretation des Ergebnisses	78
5.3	Ausblick	80
A	Daten	81
A.1	TDC-Daten	81
A.2	PSD-Diskrimination	81
A.3	NE213-Kalibration	82
A.4	Winkelabhängige Energieverteilung	83
A.5	BF ₃	83
A.6	Neutronenfluss in den MDT-Rohren	84

1 Motivation

Das Standardmodell der Teilchenphysik kann fast alle bisher gemachten Beobachtungen erklären und wurde durch ein breites Spektrum von Versuchen bestätigt. Es gibt jedoch eine Vielzahl theoretischer Erweiterungen zum Standardmodell, die bisher noch nicht experimentell untersucht werden konnten. Dazu zählen, unter anderem, die Supersymmetrie, die einige mathematische Unzulänglichkeiten im Standardmodell elegant umgehen könnte, oder der Higgs-Mechanismus, der die Entstehung von Masse erklären würde.

Die meisten Erweiterungen des Standardmodells sagen Teilchen mit so hohen Ruhemassen vorher, dass diese bisher nicht nachgewiesen werden konnten. Um diese Theorien zu überprüfen, ist es notwendig, Beschleuniger für immer höhere Energien zu bauen.

Eine Möglichkeit diese schweren Teilchen zu erzeugen ist der Proton-Proton-Speicherring LHC¹, der mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV in einen bisher unerforschten Bereich vordringen wird. Da viele der zu erforschenden Prozesse jedoch einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt haben, ist eine möglichst hohe Statistik nötig, um signifikante Aussagen machen zu können. Diese hohe Statistik wird durch die sehr hohe Luminosität von $10^{-34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden, jedoch stellt diese hohe Luminosität auch hohe Anforderung an den Detektor und dessen Ausleseelektronik sowie die spätere Auswertung.

Auf eines dieser Probleme, nämlich den Neutronenuntergrund und dessen Auswirkungen, soll nun im Rahmen dieser Diplomarbeit eingegangen werden.

1.1 LHC & Atlas

1.1.1 LHC

Im November 2007[27] soll am CERN² der LHC erst mit einer Strahlenergie von 450 GeV, später dann mit einer Strahlenergie von 7 TeV in Betrieb genommen werden. Die Design-Luminosität liegt bei $10^{-34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei einer Taktrate von 40 MHz. Beim LHC handelt

¹Large Hadron Collider

²European Organization for Nuclear Research

es sich um einen Synchrotron-Beschleuniger, in dem die zu beschleunigenden Protonen auf einer Kreisbahn immer wieder die selben Beschleunigungskavitäten durchlaufen, um so immer höhere Energien zu erreichen. Um die Protonen auf dieser Kreisbahn zu halten, werden supraleitende Magnete verwendet, deren Magnetfeld synchron (daher der Name Synchrotron) mit der Teilchenenergie gesteigert wird. Der LHC wird im bereits bestehenden Tunnel des ehemaligen LEP³-Beschleunigers mit einem Umfang von 27 km aufgebaut. An vier Wechselwirkungspunkten gibt es unterschiedliche Detektoren die auf die jeweiligen Zielsetzungen angepasst sind.

1.1.2 ATLAS

Alle in diesem Abschnitt genannten Zahlen stammen aus dem Atlas Technical Design Report[9], in dem die Planung für den gesamten Atlas-Detektor zusammengefasst ist. CMS⁴ und ATLAS⁵ sind Allzweck-Teilchendetektoren, das heißt, dass eine Vielzahl verschiedener Phänomene damit untersucht werden können. ATLAS legt dabei ein besonders hohes Gewicht auf eine genaue Spurvermessung der entstehenden Myonen, was sich in der Größe des Myonenspektrometers bemerkbar macht. Außerdem ist der gesamte Detektor möglichst materialsparend konstruiert, um Vielfachstreuungen der Myonen zu verhindern. In Abb. 1.1 ist eine Abbildung des Detektors zu sehen, die die Größenverhältnisse erkennen lässt: Der Detektor ist 46 m lang, 22 m hoch und hat ein Gesamtgewicht von 7000 t.

Der Aufbau hat eine für Allzweckdetektoren typische Schalenstruktur, bestehend aus folgenden Gruppen:

Innerer Detektor

Möglichst nahe am Wechselwirkungspunkt befindet sich der Innere Detektor in dem ein durch den Solenoidmagneten erzeugtes Magnetfeld von 2 Tesla die Teilchenspuren je nach Ladung und Impuls krümmt (siehe Abb. 1.2). Mit folgenden drei hochauflösenden Detektoren wird die Krümmung der Teilchenspuren vermessen und somit der Impuls bestimmt.

- **Der Pixeldetektor** besteht aus drei unterschiedlich großen Zylindern und jeweils fünf Scheiben an jedem Ende, deren Halbleiterdetektoren zweidimensional segmentiert sind und so genannte Pixel bilden. Jeder der ca. $1,4 \cdot 10^8$ Pixel ist $50 \mu\text{m}$ mal $300 \mu\text{m}$ groß, was hochpräzise Messungen nahe am Wechselwirkungspunkt erlaubt.

³Large Electron Proton Collider

⁴Compact Muon Solenoid

⁵A Toroidal LHC Apparatus

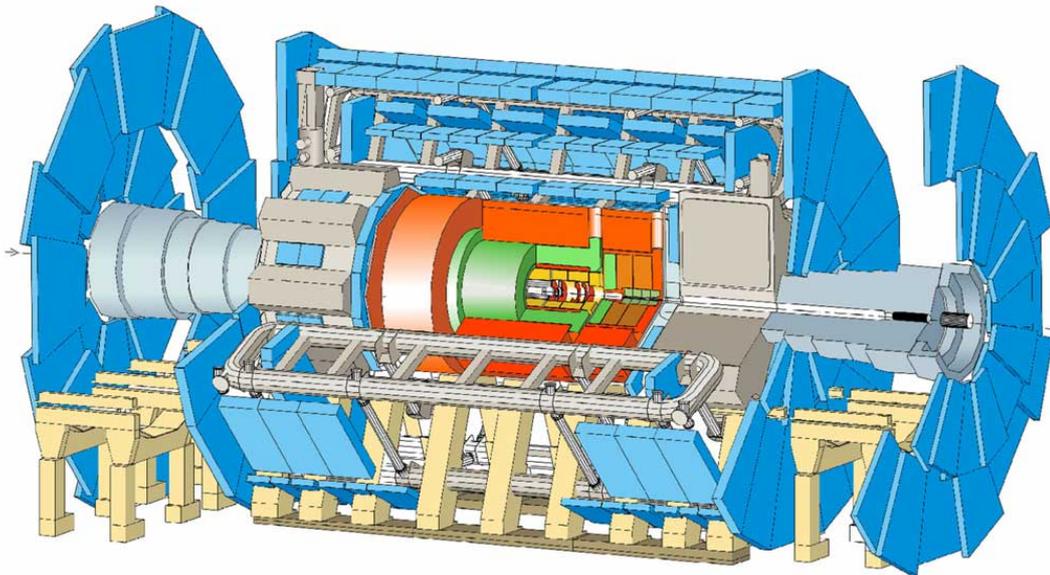


Abbildung 1.1: Der ATLAS-Detektor. Das Elektromagnetische-Kalorimeter ist grün, das Hadronische Kalorimeter rot und das Myonenspektrometer blau

- **Der Silizium-Streifen-Detektor (SCT)** besteht aus acht Lagen Siliziumstreifendetektoren, die eine Auflösung von $16\ \mu\text{m}$ transversal zum Strahl und $580\ \mu\text{m}$ in Strahlrichtung haben. Die einzelnen Streifenlagen sind gegeneinander um $40\ \mu\text{rad}$ verdreht. Des Weiteren gibt es noch neun Scheiben, die senkrecht zur Strahlachse stehen und eine vergleichbare Auflösung in ϕ liefern.
- **Der Transition Radiation Tracker (TRT)** basiert auf einer Kombination von Übergangsstrahlungsdetektor und Driftkammer. Die Driftrohre haben Durchmesser von $4\ \text{mm}$, zwischen den Rohren befinden sich Radiatorfolien in denen Elektronen Übergangsstrahlung erzeugen, die dann in den Driftrohren nachgewiesen wird. Im TRT werden typischerweise weitere 36 Spurpunkte mit einer Auflösung von $170\ \mu\text{m}$ gemessen

Die Kombination der verschiedenen Bestandteile des inneren Detektors bieten eine hohe Anzahl an Spurpunkten, wodurch eine genaue Rekonstruktion der Spuren elektrisch geladener Teilchen möglich ist.

Kalorimeter

Um auch die Energie der entstehenden Teilchen zu messen, schließt sich in der nächsten Schale das Kalorimeter an, in dem ein Großteil der erzeugten Teilchen ihre gesamte Energie deponieren.

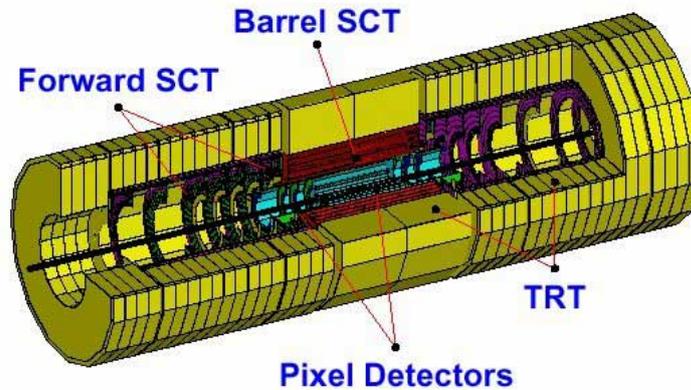


Abbildung 1.2: Der Innere Detektor

- Das **Elektromagnetische Kalorimeter** benutzt das Sampling-Prinzip, bei dem als aktives Material flüssiges Argon und als passives Absorbermaterial Blei verwendet wird. Ausgelesen wird das Kalorimeter mit kupferbeschichteten Kapton-Elektroden. Photonen und Elektronen wechselwirken dabei im Blei und erzeugen Schauer, die dann im flüssigen Argon nachgewiesen werden. Die gesamte Dicke beträgt dabei ca. 24 Strahlungslängen.
- Das **Hadronische Kalorimeter** schließt an das Elektromagnetische Kalorimeter an und hat die Aufgabe, die Energie der Hadronen zu messen, da diese meist nur einen kleinen Teil ihrer Energie im Elektromagnetischen Kalorimeter deponiert haben. Das Hadronische Kalorimeter ist deutlich massereicher, um eine Dicke von zehn hadronischen Wechselwirkungslängen zu erreichen. Aufgebaut ist es im Barrelbereich aus einer Sandwichtechnologie, bei der sich Eisenabsorber und Plastikszintillatoren abwechseln. Im Vorwärtsbereich kommt ein dem EM Kalorimeter ähnlicher Absorber aus Flüssigargon, Kupfer und Wolfram zum Einsatz.

1.1.3 Myonspektrometer

Die größte Detektorkomponente des ATLAS ist das Myonenspektrometer, in welchem die Teilchen nachgewiesen werden sollen, die nicht im Kalorimeter gestoppt wurden. Aufgrund des vielen Strahlungslängen dicken Kalorimeters kommen fast nur Myonen aus dem Wechselwirkungspunkt bis ins Myonenspektrometer. Hauptziel ist es, den Impuls der Teilchen möglichst präzise zu messen. Dafür werden 3 Lagen verschiedener Myonendetektoren benutzt, die in einem toroidalen Magnetfeld liegen und weiter unten genauer beschrieben werden. Genauso wie im Spurdetektor kann aus der Krümmung der Myonenspuren im Magnetfeld der Impuls gemessen werden, jedoch hat das Myonenspektrometer

durch die immense Größe einen viel längeren Hebelarm und damit verbunden eine höhere Impulsauflösung. In Abb. 1.1 ist das Myonenspektrometer blau eingezeichnet. Im Endkappenbereich besteht es aus 3 Rädern aus TGCs⁶ mit einem Abstand von 6 m. Im Fassbereich gibt es 3 Lagen aus MDT⁷-Kammern. Zusätzlich befindet sich vor und teilweise hinter jeder MDT-Kammer eine Triggereinheit aus RPCs⁸. Durch dieses eigenständige Triggersystem liefert das Myonenspektrometer einen wichtigen Beitrag zum Trigger des gesamten Detektor. Außerdem liefern die Triggerkammern noch eine Ortsinformation längs der Driftrohre und erhöhen somit die Genauigkeit der Spurrekonstruktion.

1.2 Monitored Drift Tube (MDT) Kammern

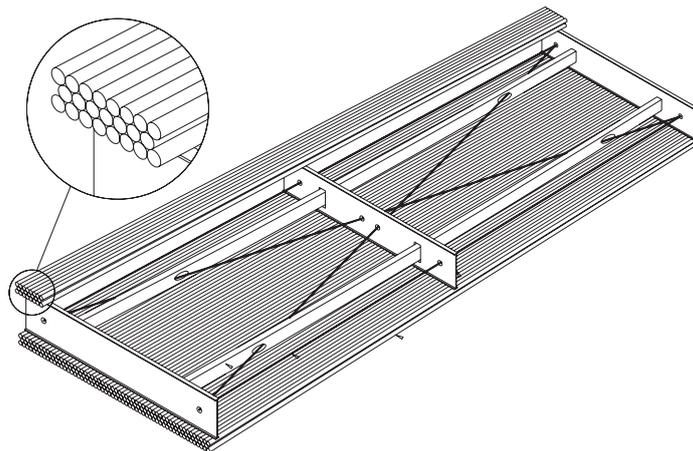


Abbildung 1.3: Aufbau einer MDT Driftkammer. Jeweils drei oder vier Lagen aus Driftrohren bilden eine Multilage. Eine MDT-Kammer besteht aus zwei Multilagen

Die einzelnen Lagen des Myonenspektrometers bestehen aus einzelnen Detektormodulen von Driftrohren, den so genannten MDT-Kammern, die zwischen 1 m und 6 m lang und 2 m bis 3 m breit sind. Jede MDT-Kammer besteht aus 2 Multilagen mit jeweils 3 oder 4 Einzelrohrlagen (siehe Abb. 1.3). Die einzelnen Röhren haben einen Durchmesser von 3 cm und eine Wandstärke von 400 μm . Die MDT-Kammern sind in verschiedenen Typen eingeteilt. BOS steht z.B. für Barrel Outer Small und bezeichnet einen Kammertyp der

⁶Thin-Gap-Chamber

⁷Monitored Drift Tubes

⁸Resistive-Plate-Chamber

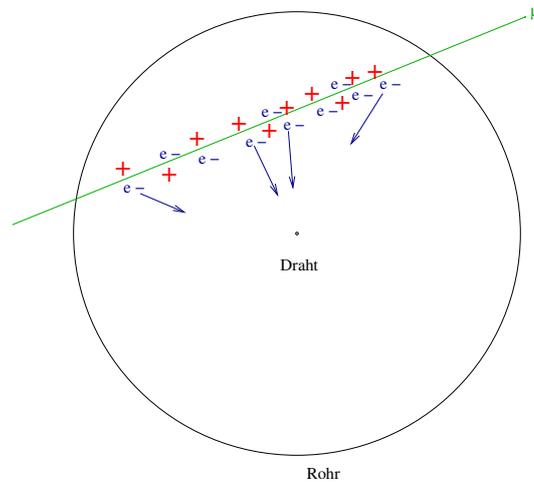


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung des Driftrohrprinzips

äußersten Detektorlage im Faßbereich. Ein Teil dieser BOS-Kammern wurde in München hergestellt.

Da für die angestrebte Auflösung von $50\ \mu\text{m}$ auch die Position der Rohre untereinander mit derselben Präzision bekannt sein muss, gibt es ein optisches Alignment-System, mit dem Verformungen der Kammer gemessen und später softwareseitig korrigiert werden können.

In der Mitte eines Driftrohres befindet sich ein goldbeschichteter Wolframdraht, der über die gesamte Länge des Driftrohres freitragend hängt und an den Enden mit einer Kraft von einigen Newton gespannt wird. Als Zählgas wird eine Mischung aus 93% Argon und 7% CO_2 bei einem Druck von 3 bar absolut verwendet. Zwischen dem Draht und der Rohrwand liegt eine Spannung von 3080 V an. Wenn nun ein ionisierendes Teilchen das Detektorgas durchquert, erzeugt es dort Elektron/Ionenpaare, wobei die Elektronen Richtung Draht driften.

Nahe des Drahtes gelangen die Elektronen in den Bereich der Gasverstärkung, da das elektrische Feld so stark wird, dass ein Elektron zwischen zwei Stößen genug Energie aufnehmen kann, um das umliegende Zählgas zu ionisieren. Die dadurch neu entstandenen freien Elektronen werden ebenfalls beschleunigt und führen lawinenartig zu einer typischen Ladungsvervielfachung $2 \cdot 10^4$. Diesen Effekt nennt man auch Gasverstärkung. Da die Triggersysteme eine sehr hohe Zeitauflösung von typisch 1 ns haben, kann aus der Zeit zwischen dem Trigger und der Ankunft des Signals am Draht die Driftzeit errechnet werden. Bei bekannter Driftgeschwindigkeit folgt daraus der Abstand der Spur zum Draht. Da die zu rekonstruierenden Myonen meist 6 Rohre pro MDT-Kammer durchqueren, ist daraus eine genaue Spurrekonstruktion möglich.

1.3 Ziel dieser Arbeit

Da die MDT-Rohre sensitiv auf jede Art von ionisierender Strahlung sind, ist es wichtig zu wissen, welche Arten von Strahlung auf die MDT-Kammern im LHC-Betrieb einwirken können und wie sich diese auf die MDT-Kammern auswirken werden. Als relativ schwierig untersuchbar erweist sich hier der Einfluss von Neutronen, da es sehr wenig experimentelle Daten für Neutronen im 100 MeV Bereich gibt. Dadurch werden die Simulationen für den Neutronenfluss am Ort der MDT-Kammern eher ungenau sein. Auch die Vorhersagen für die Effizienz der MDT-Kammern auf Neutronen leiden unter der schlechten Datenlage. Erschwerend kommt hinzu, dass es zwei unterschiedliche Simulationen für die Neutroneneffizienz gibt, die sich teilweise deutlich unterscheiden[4]. Leider gibt es bisher noch keine Messungen der Neutroneneffizienz der MDT-Kammern unter Betriebsbedingungen. Mit dem Van-de-Graaf Tandem-Beschleuniger am MLL⁹ gibt es an der Universität München die Möglichkeit, hochenergetische Neutronen im 10-MeV-Bereich zu erzeugen. Da sich die beiden bestehenden Simulationen in diesem Energiebereich bereits deutlich unterscheiden, können aufgrund einer Messung bei 10 MeV eventuell Rückschlüsse gezogen werden, welche Simulation für hohe Energien die bessere Beschreibung der Realität liefert. Letztendlich soll die Neutroneneffizienz der MDT-Kammern bestimmt werden, also die Wahrscheinlichkeit mit der ein Neutron, das die Kammer durchquert, dort auch ein Signal hinterlässt. Dafür wird eine verkleinerte MDT-Kammer verwendet und mit hochenergetischen Neutronen beschossen. Durch Messung der Zählraten aus der MDT-Kammer und dem Neutronenfluss lässt sich die Effizienz der Kammer berechnen.

Wichtig ist diese Messung vor allem in Hinblick auf das geplante Update des LHC zum Super-LHC (SLHC), bei dem im wesentlichen die Luminosität um einen Faktor 10 erhöht werden soll. Dadurch würde sich auch der Neutronenfluss verzehnfachen, und der Einfluss der Neutronen auf die MDT-Kammern könnte in einen kritischen Bereich kommen.

⁹Maier-Leibnitz-Laboratorium

2 Vorüberlegungen

2.1 Neutronenuntergrund am (S)LHC

2.1.1 Simulierte Neutronenflüsse

Die wichtigste Beschreibung für den erwarteten Neutronenuntergrund am Atlas-Detektor ist der Report “Estimation of Radiation Background”[4], dort wird der am Detektor erwartete Fluss verschiedener Strahlungen simuliert. Dafür werden zwei unterschiedliche Monte-Carlo-Simulationen verwendet, die auch etwas andere Detektorbeschreibungen verwenden. Eine davon ist GCALOR[24], welche das Jan03 Layout des Detektors verwendet. Die andere heißt Fluka [13] und verwendet das Layout AV16. Der Unterschied in den Layouts besteht hauptsächlich darin, dass die verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen unterschiedliche Sprachen verwenden um den Detektor zu beschreiben. Inhaltlich beschränken sich die Unterschiede auf Details der Abschirmung von Untergrundstahlung, was jedoch nur einige Prozent Unterschied mit sich bringt. In Tab. 2.1 sind die Ergebnisse beider Simulationen angegeben. Dabei sind die Werte separat für die drei Lagen des Barrels angegeben. Eine weitere Unterteilung entlang der Z-Achse, welche parallel zum Strahlrohr verläuft, zeigt, dass die verschiedenen MDT-Kammern unterschiedlich hohen Strahlenbelastungen ausgesetzt sein werden. Der Unterschied von einem Faktor zwei bis fünf zwischen den Simulationen ist zu groß, um nur durch die unterschiedliche Detektorgeometrie erklärt werden zu können.

Für das geplante Upgrade des LHC zum Super-LHC wird die Luminosität um einen Faktor zehn erhöht, was auch zu einer zehnfach höheren Strahlenbelastung durch Neutronen führen wird.

2.1.2 Quellen des Neutronenuntergrunds

Es gibt drei Quellen, an denen die im Myonspektrometer ankommenden Neutronen in großem Umfang produziert werden. Der TAS Kollimator 19,5 m hinter dem Wechselwirkungspunkt, das Forward Kalorimeter ca. 5,2 m hinter dem Wechselwirkungspunkt und das Strahlrohr im Bereich von 5,2 m bis 14 m hinter dem Wechselwirkungspunkt[4].

	Neutronenfluss (kHz/cm ²)			
	GCalor		Fluka	
1. Barrel	Total	>10MeV	Total	>10MeV
Kleines Z	2,70	0,018	5,08	0,10
Mittleres Z	3,06	0,106		
Hohes Z	3,45	0,029	5,25	0,07
2. Barrel				
Kleines Z	2,59	0,032	4,97	0,10
Mittleres Z	2,83	0,053		
Hohes Z	3,84	0,153	6,28	0,30
3. Barrel				
Kleines Z	2,71	0,041	4,45	0,08
Mittleres Z	3,36	0,101		
Hohes Z	4,01	0,171	4,87	0,18
	GCalor		Fluka	

Tabelle 2.1: Ergebnisse der Simulationen im Vergleich[4]. Um die Neutronenflüsse am LHC mit den von uns produzierten vergleichen zu können, sind besonders die Neutronenflüsse über 10 MeV interessant

Der TAS Kollimator befindet sich direkt vor den Fokussiermagneten und soll diese vor zu starker Strahlung schützen, da sich die supraleitenden Magnete sonst zu sehr aufheizen würden. Die Strahlung dort besteht größtenteils aus Minimum Bias Events¹ die im Kollimator hadronische Schauer erzeugen, in denen dann auch Neutronen entstehen. Die Zahl der dort produzierten Neutronen ist zwar höher als in den beiden anderen Regionen, allerdings besteht der TAS Kollimator aus 1,8 m dickem Kupfer und wird von einem massivem Eisenabsorber umschlossen. Dadurch wird ein Großteil der Neutronen wieder absorbiert und der Beitrag des TAS-Kollimators zum Neutronenuntergrund im ATLAS-Detektor ist kleiner als aus den anderen beiden Quellen.

Im Forward Kalorimeter entstehen hauptsächlich Neutronen aus Schauern, die durch Primäreignisse erzeugt werden. Da es aber ebenfalls aus sehr viel Material besteht werden die Neutronen auch dort sehr gut abgeschirmt. Das Kalorimeter sitzt jedoch deutlich näher an der innersten Lage des Myonenspektrometers und trägt dadurch einiges zum Neutronenuntergrund dort bei.

Der Hauptbeitrag entsteht jedoch durch Teilchen, die durch Minimum-Bias Events in die Strahlrohrwand gestreut werden und dort durch Schauerbildung unter anderem Neutronen erzeugen. Dort wird zwar im Vergleich zu den beiden anderen Quellen weniger Strahlintensität deponiert und somit werden auch weniger Neutronen produziert, aber aufgrund

¹Ereignisse die unter sehr kleinem Winkel stattfinden

der geringen Dicke der Strahlrohrwand können die Neutronen ungehindert in den Detektor gelangen.

2.2 Bisherige Simulationen

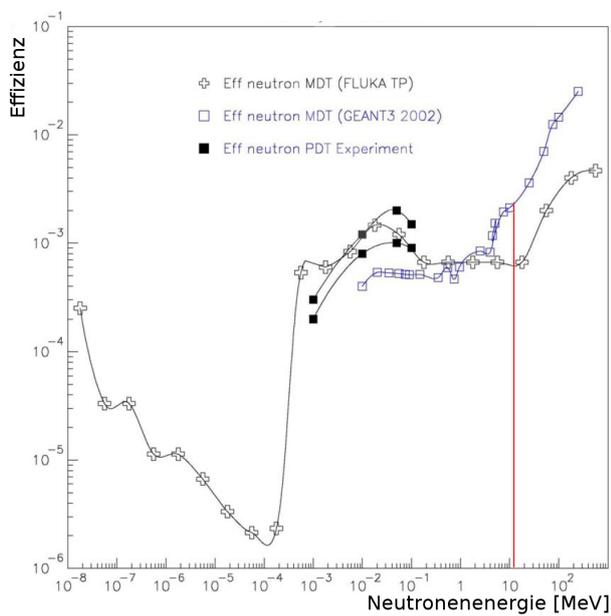
In Referenz [4] finden sich ebenfalls Studien zur Auswirkung des Neutronenuntergrunds auf das Myonspektrometer, wobei auch die Frage der Neutroneneffizienz der MDT-Kammern behandelt wird. Für die Simulation der Effizienz wurden wieder zwei unterschiedliche Simulationen verwendet, Geant3 und Fluka. Leider wurde auch eine unterschiedliche Gas Mischung simuliert. In Geant3 wurde das für Atlas ausgewählte Gas simuliert, welches auch in unserer Messungen verwendet wurde. Es handelt sich dabei um eine Mischung aus 93% Ar und 7% CO₂. In den Flukasimulationen wurde als Gas 90% Ar, 5% N₂, 5% CH₄ verwendet. Da Protonen und Neutronen vergleichbare Massen haben, ist der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung an Protonen sehr groß. Da das in Fluka verwendete Methan viel Wasserstoff enthält, sollte deshalb die Effizienz für Neutronen eigentlich höher sein als für 93% Ar, 7% CO₂. Da dies nicht der Fall ist, scheinen die Unterschiede durch die verwendeten Simulationsprogramme verursacht als durch die simulierten Gasgemische.

In Abb. 2.1(b) ist die Faltung des Neutronenflusses aus GCalor mit der Neutroneneffizienz aus Geant3 dargestellt. Der größte Anteil des Neutronenuntergrunds wird also laut dieser Simulation von Neutronen im Energiebereich um 100 MeV hervorgerufen. Dieser Bereich ist jedoch experimentell für uns schwer zugänglich. Allerdings unterscheiden sich die Simulationen bereits im in Abb. 2.1(a) markierten Energiebereich um 11 MeV um mehr als einen Faktor 4. Deswegen erlaubt eine Messung bei 11 MeV möglicherweise auch Rückschlüsse auf die Untergrundproblematik bei höheren Energien.

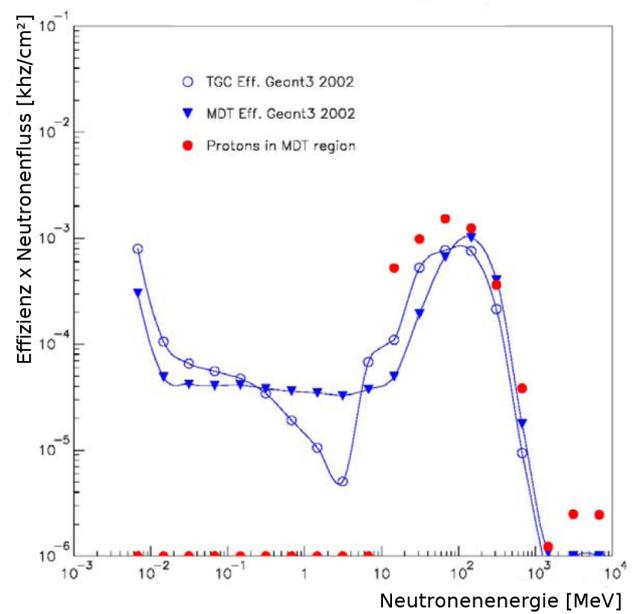
2.3 Reaktionen zur Neutronenproduktion

Es gibt eine Vielzahl verschiedener Möglichkeiten Neutronen zu produzieren, jedoch wird die Auswahl aufgrund folgender Einschränkungen drastisch reduziert:

- **Monoenergetisch:** Da die Breite der Energieverteilung gleichzeitig den Fehler der X-Achse auf dem Energie-Effizienz-Diagramm bestimmt, ist es wichtig eine möglichst monoenergetische Quelle zu benutzen.
- **Möglichst hohe Energien:** Da sich die bisherigen Simulationen gerade im Bereich um 11 MeV besonders stark unterscheiden, wäre es wünschenswert diese für Neutronen bereits recht hohe Energie zu erreichen.



(a) Neutroneneffizienz aus [4], der für uns interessante Bereich um 11 MeV ist rot markiert



(b) Faltung der Effizienz mit dem Fluss. Die Werte der MDT-Kammern für Neutronen sind in blauen Dreiecken angetragen

Abbildung 2.1: Simulationen aus [4]

- **Hohe Produktionsraten:** Um mit dem SLHC vergleichbare Neutronenflüsse zu erreichen, wird eine Neutronenquelle mit hoher Produktionsrate benötigt.
- **Vertretbarer Aufwand:** Der Rahmen einer Diplomarbeit gibt gewisse zeitliche und technische Einschränkungen vor.

Im folgenden werden einige Möglichkeiten zur Neutronenproduktion mit ihren Vor- und Nachteilen aufgezählt.

2.3.1 Deuteriumaufspaltung

Eine ursprünglich angedachte Möglichkeit der Neutronenproduktion ist die Aufspaltung von Deuterium an schweren Kernen wie zum Beispiel Blei oder Eisen. Deuterium lässt sich am Tandem-Beschleuniger des MLL in hohen Intensitäten erzeugen und der Wirkungsquerschnitt für die Aufspaltung ist sehr hoch. Ein Target für diese Reaktion wäre äußerst einfach zu konstruieren: Eine Platte des gewählten Materials am Ende des Strahlrohrs befestigt würde ausreichen. Dadurch gäbe es keinen Untergrund aus anderen Reaktionen, da das Target aus nur einem Material besteht. Der entscheidende Nachteil dieser Methode ist jedoch, dass der Endzustand der Reaktion ein Dreikörper Zustand ist und somit die Kinematik der Reaktion nicht festgelegt ist.

2.3.2 Reaktorneutronen

Eine weitere Möglichkeit extrem hohe Neutronenflüsse zu erzeugen sind Atomreaktoren. Je nach Reaktortyp liegen die Neutronenflüsse um etliche Größenordnungen über den durch Beschleuniger produzierbaren Flüssen. Die bei der Fission entstehenden Neutronen sind zwar schnelle Neutronen im Bereich von einigen MeV, jedoch werden diese durch den Moderator zu einem großen Teil auf thermische Energien von 10-100 meV abgebremst. Der in Garching stehende Forschungsreaktor München 2 hat sogar spezielle Vorrichtungen um kalte bis ultrakalte Neutronen zu erzeugen, jedoch stehen dort keine monoenergetischen schnellen Neutronen für Experimente zur Verfügung.

2.3.3 Fusion

Eine weitere, häufig verwendete Quelle für hochenergetische Neutronen sind Fusionsreaktionen, z.B. $D(d,n)^3\text{He}$ oder $T(d,n)^4\text{He}$. Die erste von beiden benötigt wieder Deuterium als Strahl mit einigen MeV Strahlenergie, was zu einem starken Untergrund aus Deuteriumaufspaltung führt. Die zweite Reaktion funktioniert liefert aufgrund des hohen Q-Werts von 17,58 MeV auch mit einem Deuterium Strahl von 100 keV bereits Neutronen

mit einer Energie von 15 MeV. Allerdings ist Tritium ein gasförmige Betastrahler und damit sehr schwer handhabbar. Der sicherheitstechnische Aufwand für diese Reaktion wäre für den Rahmen einer Diplomarbeit zu hoch gewesen.

2.3.4 Radioaktive Quellen

Zum testen der NE213-Zähler wurde eine Californium 252 Quelle verwendet. Diese hat eine nominelle Aktivität von 1,85 MBq und kann damit recht hohe Neutronenflüsse produzieren. Dabei zerfällt ${}^{252}\text{Cf}$ durch spontane Fission mit einer Halbwertszeit von 2,645 Jahren[21] unter Ausstrahlung mehrerer Neutronen. In 2.2 ist ein approximiertes Energiespektrum einer ${}^{252}\text{Cf}$ -Quelle gezeigt. Leider ist die Energie zu niedrig und die Energieverteilung viel zu breit. Auch andere Radioaktive Quellen wie z.B. Am-Be-Quellen haben eine sehr breite Energieverteilung im unteren MeV Bereich und kommen damit nicht in Frage.

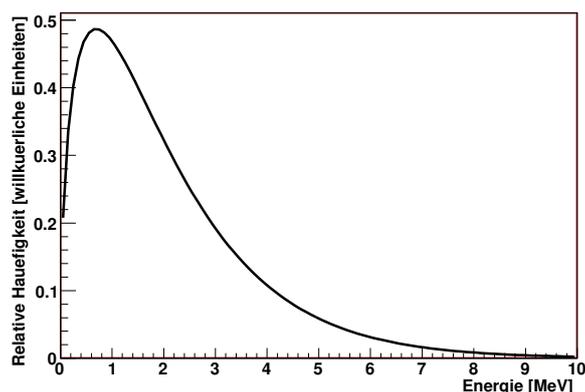


Abbildung 2.2: Approximierte Neutronen-Energieverteilung von ${}^{252}\text{Cf}$ aus [3]

2.4 Die ${}^1\text{H}({}^{11}\text{B},\text{n}){}^{11}\text{C}$ -Reaktion

Alle bisher genannten Reaktionen zur Neutronenproduktion erfüllen nicht alle gestellten Kriterien und wurden daher nicht verwendet. Die tatsächlich verwendete Art der Neutronenproduktion ist die Reaktion ${}^1\text{H}({}^{11}\text{B},\text{n}){}^{11}\text{C}$. Um mit dieser Reaktion monoenergetische Neutronen zu erzeugen, gibt es eine Obergrenze der Einschussenergie. Die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie muss so niedrig sein, dass keine angeregten Endzustände erzeugt werden können (siehe Abb. 2.3). Die Reaktion ist endotherm mit $Q = 2764\text{ keV}$. Da das Projektil (${}^{11}\text{B}$) in diesem Fall deutlich schwerer als das Target (${}^1\text{H}$) ist, spricht man von inverser Kinematik. Diese hat eine Reihe von Vorteilen:

- Die maximale Energie monoenergetischer Neutronen ist deutlich höher als in normaler Kinematik (leichtes Projektil und schweres Target). Da in inverser Kinematik die im Schwerpunktssystem zur Verfügung stehende Energie niedriger ist als in normaler Kinematik, wird der erste Anregungszustand des ^{11}C erst bei höherer Neutronenenergie erzeugt. Die maximal erreichbare Neutronenenergie steigt dadurch von 2,39 MeV auf 11,9 MeV [10].
- Da die Reaktion endotherm ist kann, die Geschwindigkeit des Neutrons die Schwerpunktgeschwindigkeit nicht überschreiten. Das führt zu einer “kinematischen Kollimierung” der Neutronen auf einen Maximalwinkel θ_{max} .
- Diese “kinematische Kollimierung” erhöht auch den differentiellen Wirkungsquerschnitt unter 0° was zu einem hohen Neutronenfluss in der nahe bei 0° platzierten Testkammer führt.
- Die Coloumbarriere für Bor^{5+} ist fünfmal höher als zum Beispiel für Wasserstoff. Dadurch erzeugt das Bor weniger Untergrundstrahlung in der Eintrittsfolie des Gas-targets und im Beamstopp.

2.4.1 Neutronenuntergrund aus der Reaktion

Je nachdem ob, die Neutronen in Richtung der Schwerpunktbewegung entstehen oder in entgegengesetzter Richtung, haben sie unterschiedliche Energien. Der Unterschied ist dabei für $\theta_{lab} = 0^\circ$ maximal, während er für $\theta_{CM} = 180^\circ = \theta_{max} \hat{\approx} 41^\circ$ ganz verschwindet.

Wie man an Abb. 2.3 sieht, entspricht die Einschussenergie, mit der die maximal monoenergetische Neutronenenergie erreicht wird, gleichzeitig auch einer Energie, bei der das Verhältnis von hochenergetischen zu niederenergetischen Neutronen unter 0° sehr hoch ist.

2.5 Targetkonstruktion

Für unsere erste Strahlzeit stellte uns der Lehrstuhl E15 der TU-München ein H_2 -Target zur Verfügung. Um jedoch verschiedene Eintrittsfolien und Beamstopp zu testen, wurde eine eigene Targetkonstruktion entworfen. Dabei wurde besonderen Wert auf eine hohe Modularität gelegt, um verschiedene Parameter variieren zu können.

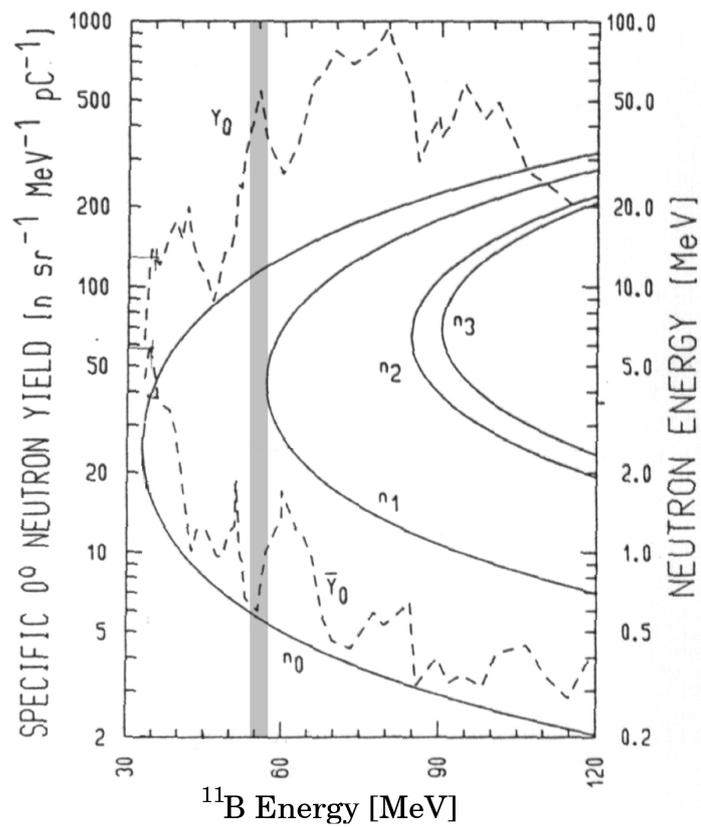


Abbildung 2.3: Theoretische Vorhersage für Wirkungsquerschnitt und Anregungszustände aus [1]. Der tatsächlich verwendete Energiebereich ist grau markiert. Gestrichelt sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die hochenergetischen Neutronen (Y_0) und für die niederenergetischen Neutronen (\bar{Y}_0) eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien geben die Energie des Neutrons für das jeweilige Energieniveau n_0, n_1, n_2 oder n_3 des ^{11}C an.

2.5.1 Anforderungen an das H₂-Target

Um die Produktionsrate der Neutronen zu maximieren, ist es sinnvoll, möglichst viel Wasserstoff im Target zu haben, wofür man ein langes Target unter hohem Druck benötigt. Außerdem muss der Durchmesser des Targets groß genug sein, damit die durch den Wasserstoff gestreuten ¹¹B -Kerne nicht mit der Targetwand kollidieren. In Kap. 2.6 werden die dafür herangezogenen Simulationen genauer beschrieben, darin zeigt sich, dass die Aufweitung des Strahls im Wasserstoff kleiner als 1 mm ist, und somit für die Konstruktion vernachlässigt werden kann. Der Energieverlust im Wasserstoff schränkt jedoch die Länge der Targetzelle ein, da die Energie des ¹¹B starken Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt als auch auf die Energie der Neutronen hat (siehe Kap. 2.8). Als Kompromiss zwischen hoher Neutronenproduktion und möglichst monoenergetischen Neutronen wurde eine Targetlänge von 3 cm ausgewählt.

2.5.2 Beamstopp

Da der Wirkungsquerschnitt der ¹H(¹¹B,n)¹¹C-Reaktion sehr klein ist, durchdringt ein Großteil der ¹¹B -Kerne die Targetzelle ohne Reaktion und muss absorbiert werden. Dafür wurden zwei verschiedenen Targetrohre angefertigt, und der jeweilige Beamstopp montiert. Um die Produktion von Neutronen und Gammas im Beamstopp möglichst gering zu halten, ist es sinnvoll, ein Material mit hoher Kernladungszahl und damit hohem Coloumbwall, zu verwenden. Da Blei schwer zu verarbeiten ist, und sehr schnell eine Oxidschichten bilden würde, wurden Gold und Wismut verwendet. Der Gold-Beamstopp bestand aus zwei runden, 1 mm dicken Goldblechen, die durch das Target-Röhrchen fixiert wurden. Das Wismut wurde in kleinen Mengen in das Targetröhrchen eingefüllt und dort zum Schmelzen gebracht. Für die Effizienzmessung wurde der Goldbeamstopp verwendet.

2.5.3 Folien

Wie sich herausstellt[17], ist die Eintrittsfolie eine der Hauptursachen für den Neutronenuntergrund, weswegen man versucht, die Folie möglichst dünn zu gestalten. Da jedoch der Druck, den die Folien aushalten, annähernd linear mit der Dicke, und die Neutronenproduktion annähernd linear mit dem Druck gehen, lässt sich durch Optimierung der Dicke das Verhältnis von Neutronen zu Untergrundneutronen kaum beeinflussen. Wichtiger ist es in diesem Zusammenhang zu wissen, wieviel Druck eine Folie aushält, um einen entsprechend hohen Wasserstoff-Druck einzustellen. Dabei muss man jedoch berücksichtigen, dass der ¹¹B -Strahl die Folie lokal aufheizt, und die Folgen einer platzenden Folie katastrophal sein könnten.

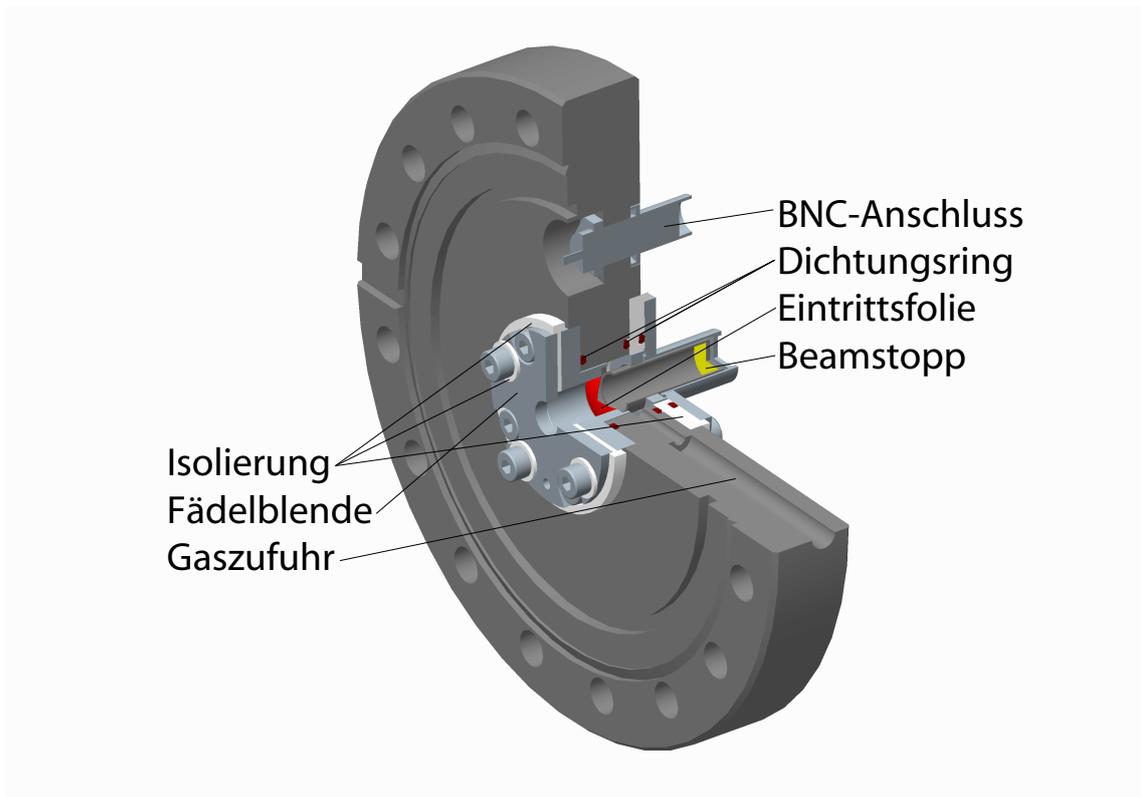


Abbildung 2.4: Skizze des Targets. Der Strahl kommt von Links, durchquert die Fädelblende und die Eintrittsfolie. Zwischen Eintrittsfolie und dem Beamstopp befindet sich den Wasserstoff. Die Fädelblende ist isoliert zum restlichen Flansch, mit einem Kabel wird die Fädelblende leitend mit dem BNC-Anschluss verbunden. Dort kann dann von aussen ein Strommeßgerät angeschlossen werden. Beim feinjustieren des Strahls kann dieser dann so eingestellt werden, dass möglichst wenig Strom auf dieser Blende ankommt. Die Targetzelle selbe ist ebenfalls gegenüber dem Flansch isoliert, dadurch kann der am Beamstopp ankommende Strahl ebenfalls vermessen werden. Der Wasserstoff wird über die Gaszufuhr eingeleitet

Material

Als Eintrittsfolie kommen prinzipiell einige Materialien in Frage. Jedoch hat sich nach längeren Tests herausgestellt, dass davon die meisten Materialien den gewünschten Druckunterschied von 3 bar Überdruck nicht aushalten. Es wurden Titan, Molybdän, Platin, Kapton und Mylar getestet, jedoch wurden nur die ersten beiden tatsächlich am Beschleuniger eingesetzt.

Es gibt außerdem eine TZM genannte Molybdänlegierung, bestehend 99% Mo, 0,5% Ti and 0,08% Zr, die um einen Faktor 2 höhere Reißfestigkeit hat als pures Molybdän. Leider war es jedoch nicht möglich, einen Hersteller zu finden, der diese Legierung auf wenige Mikrometer gewalzt anbietet. Möglicherweise ist die Legierung spröder als reines Molybdän und somit nicht zum Walzen geeignet.

Während der Strahlzeit zeigte sich, dass Titan zwar weniger Untergrundneutronen produziert, allerdings nach einiger Zeit undicht wird. Dabei diffundiert der Wasserstoff in das Titan, wodurch dieses porös wird. Dieser Prozess wird durch hohe Temperaturen beschleunigt. Da der ^{11}B -Strahl die Titanfolie lokal erhitzt kommt es zu einem Druckverlust im Target. Da dieser Vorgang relativ langsam abläuft ist es durchaus möglich kurze Messungen mit Titanfolie durchzuführen, aber für einen stabilen Betrieb über mehrere Tage war die Titanfolie nicht geeignet. Für die Messung der Neutroneneffizienz wurde letztendlich eine 5,1 μm Dicke Molybdänfolie verwendet.

Klebung

Um die Folien druckdicht aufzukleben, wurden sie auf den passenden Durchmesser ausgeschnitten bzw. ausgestanzt und dann auf die abgerundete Öffnung der Halterung gelegt. Mit einem Spezialwerkzeug wurde der Halterungsring auf die Folie gedrückt, dann wurde der durch Erhitzen verflüssigte Kleber mit einer Pinzette tröpfchenweise auf den Ring gegeben, und durch Kapillarkräfte zwischen Halterung und Folie gezogen (siehe Abb. 2.5). Nach einer vom Kleber abhängigen Aushärtungszeit von bis zu 12 Stunden kann man die

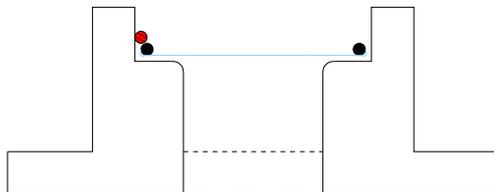


Abbildung 2.5: Skizze des Klebevorgangs. Die Folie (blau) wird eingelegt, mit dem Halterungsring (schwarz) fixiert. Der flüssige Kleber (rot) wird durch Kapilarwirkung unter die Folie gesaugt

Folie dann auf ihre Leckrate testen.

Drucktests

Um die Dichtigkeit einer Folie zu testen wurde sie in eine der Halterungen geklebt und diese mit dem Strahlrohrflansch verschraubt. Die Abdichtung erfolgt dabei über in die Halterung eingelassene Dichtungsringe. Die andere Öffnung des Flansches wurde mit einer Aluminiumplatte verschlossen. Dann wurde mithilfe eines Nadelventils langsam Helium eingeleitet, bis der zu testende Druck erreicht war. Der Druck wurde dabei mit einem Baratron gemessen und per Computer ausgelesen. Große Lecks konnte man direkt am abgelesenen Druck erkennen, jedoch waren temperaturbedingte Schwankungen so stark, dass ein zweites Baratron mit einem Metall-Schlauch versehen und auf 4,8 bar aufgepumpt wurde. Anhand dieses Referenzdrucks kann der Druckverlauf nach einigen Stunden Messzeit bereits recht gut bestimmt werden. In Abb. 2.6 ist ein typischer Drucktest dargestellt. Anhand des eigentlichen Druckverlaufs ist es nur nach sehr langer Messzeit möglich, eine Aussage über die Dichtigkeit der Folie zu machen. Am korrigierten Druck lässt sich bereits nach einigen Stunden erkennen, ob die Folie dicht ist.

Des Weiteren kann man mithilfe eines Helium-Suchgeräts die Lecks grob lokalisieren, um z.B. unterscheiden zu können, ob es sich um ein Leck in der Folie oder einen defekten Dichtungsring handelt.

2.6 TRIM

TRIM²[19] ist ein Programmpaket, mit dem man den Energieverlust von Ionen in Materie simulieren kann. Dabei sind Kernreaktionen jedoch nicht berücksichtigt. Da es auch möglich ist komplexe Materiezusammensetzungen zu simulieren, wurde eine Targetzelle mit Eintrittsfolie und Wasserstoff simuliert. Wie man in Abb. 2.7(a) sieht, hat der ¹¹B Strahl nach der Molybdäeintrittsfolie mit 5,1 µm Dicke noch eine Energie von ca. 55,2 MeV ± 0,1 MeV. Die Energieverbreiterung von 0,1 MeV ist vernachlässigbar im Vergleich zum Energieverlust im Wasserstoff. In Abb. 2.7(b) ist die simulierte Energie des ¹¹B nach Durchqueren der Folie und des Wasserstoffs dargestellt. Sie beträgt 51,2 MeV ± 0,1 MeV. Da der Energieverlust des ¹¹B im Wasserstoff annähernd linear ist und nahezu alle ¹¹B - Ionen den Wasserstoff ohne Reaktion Durchqueren kann man davon ausgehen, dass für die Reaktion der komplette Energiebereich von 51,2 MeV bis 55,2 MeV zur Verfügung steht.

Des Weiteren wurde mit TRIM die Strahlauffächerung simuliert, um sicherzugehen, dass die ¹¹B - Kerne nicht durch Streuung in die Außenhülle der Targetzelle gelangen. In Abb. 2.8 sieht man, dass der ¹¹B - Strahl nach durchqueren des kompletten Targets um weniger als einen Millimeter aufgeweitet ist. Bei einem verwendeten Radius der Targetzelle von 5,5 mm gelangen laut TRIM nur 0,05% aller ¹¹B - Ionen in die Wand des Targets.

²the Transport of Ions in Matter

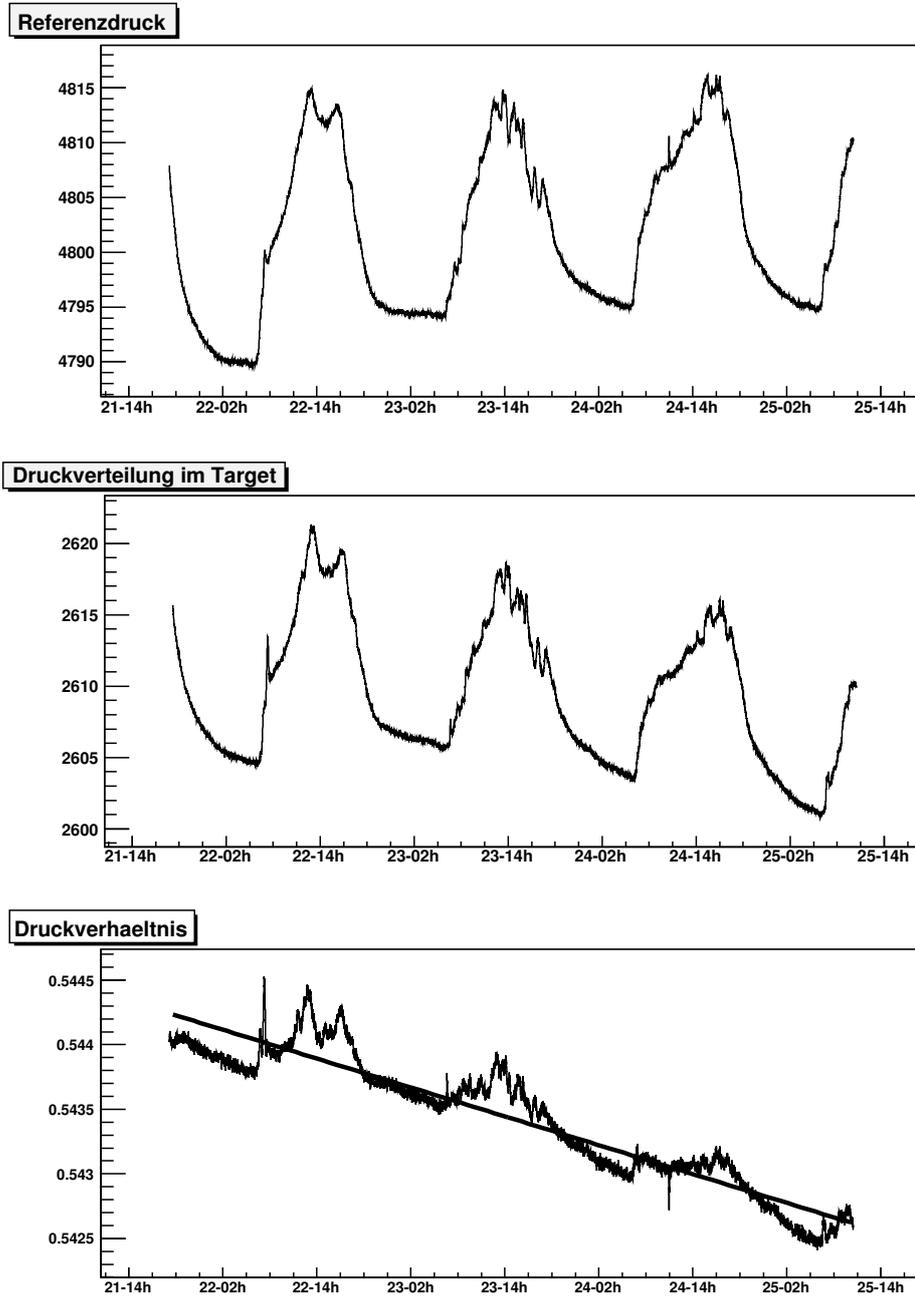
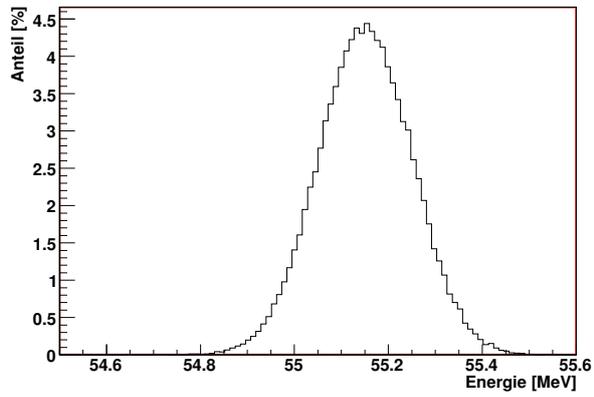
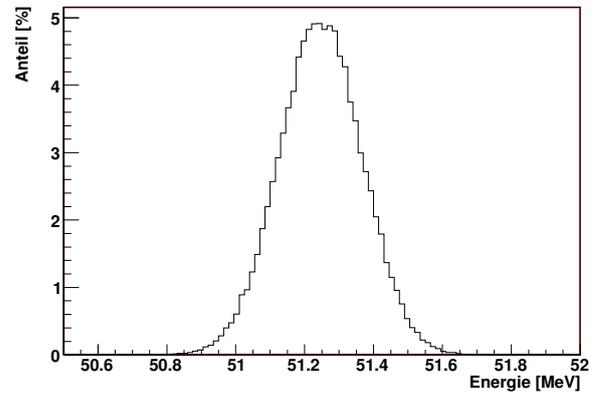


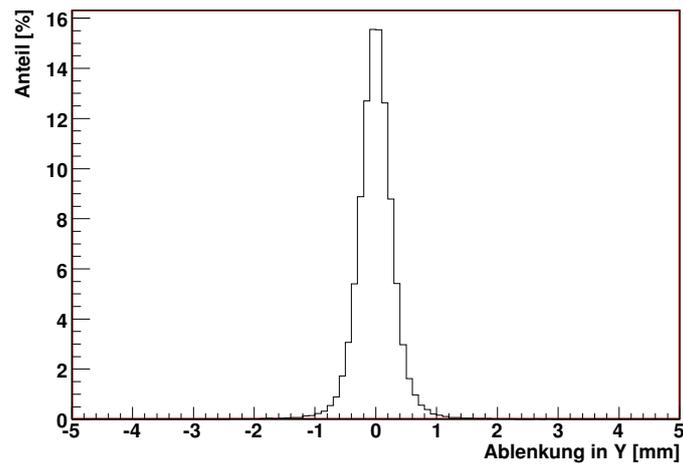
Abbildung 2.6: Beispiel eines Drucktests über mehrere Tage. Die gefittete Gerade entspricht einem Druckverlust von $0,04 \frac{\text{mbar}}{\text{h}}$. Die getestete Folie ist damit ausreichend Dicht



(a) Energieverteilung nach der Molybdänfolie



(b) Energieverteilung nach dem Wasserstofftarget

Abbildung 2.7: TRIM-Simulationen*Abbildung 2.8: Mit TRIM simulierte Auffächerung nach durchqueren des Targets*

2.7 Bleiabschirmung

Wenn die ^{11}B -Ionen auf die Folie oder den Beamstopp treffen, werden auch Gammaquanten erzeugt. Da die MDT-Kammern auch sensitiv auf Gammas sind, müssen diese absorbiert werden. Dafür wird in der endgültigen Messung ein Bleiabsorber von 9,5 cm Dicke hinter dem Wasserstofftarget montiert. Wie sich zeigen wird, reicht das, um einen Großteil der Gammas zu absorbieren, allerdings hat der Bleiabsorber auch Einfluss auf die Neutronen. Dieser ist kaum analytisch beschreibbar, daher muss eine Monte-Carlo Studie angefertigt werden. Diese wird weiter unten detailliert beschrieben.

Um den Einfluss des Bleis auf die Neutronen und Gammas zu untersuchen wurde teilweise wurde auch ein Bleiabsorber mit nur 4,7 cm Dicke verwendet. Sowohl die Geant4-Simulationen als auch die Effizienz-Messungen wurden jedoch mit 9,5 cm Blei durchgeführt.

2.8 DROSG-2000

Um den Neutronenfluss zu berechnen, muss man den Wirkungsquerschnitt der $p(^{11}\text{B},n)^{11}\text{C}$ Reaktion kennen. Das Programm DROSG-2000[14] kann für eine Vielzahl von Reaktionen diesen differentiellen Wirkungsquerschnitt und auch die winkelabhängige Energieverteilung der Neutronen für gegebene Einschussenergie bestimmen. Dafür werden theoretische Überlegungen und experimentell gemessene Wirkungsquerschnitte kombiniert und können dann auf beliebige Energien und Winkel extrapoliert werden.

In Abb. 2.9 sieht man, dass der Wirkungsquerschnitt sehr stark von der Energie des ^{11}B abhängt deswegen muss man über den zur Verfügung stehenden Energiebereich von 51,2 MeV - 55,2 MeV mitteln. Dadurch erhält man einen mittleren differentiellen Wirkungsquerschnitt unter 0° von $163 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$. Außerdem wurden in Abb. 2.9 Messpunkte aus [2] in blau eingezeichnet, aus der Diskrepanz zwischen beiden lässt sich auch grob ein Fehler von 25% veranschlagen.

Die Daten aus DROSG werden in 2 Tabellen gespeichert, eine für die hochenergetischen und eine für die niederenergetischen Neutronen. Dabei werden die Winkel θ in Schritten zu je 1° und die Einschussenergien in Schritten zu je 0,1 MeV aufgeteilt. Für jedes Wertepaar wird dann der differentielle Wirkungsquerschnitt und die zugehörige Neutronenenergie gespeichert. Das entspricht, für zwei Tabellen mit einem Bereich von 40° und 4,0 MeV, 3200 Wirkungsquerschnitten und 3200 Neutronenenergien, weshalb auch darauf verzichtet wird diese komplett anzugeben. Für spätere Berechnungen ist noch der totale

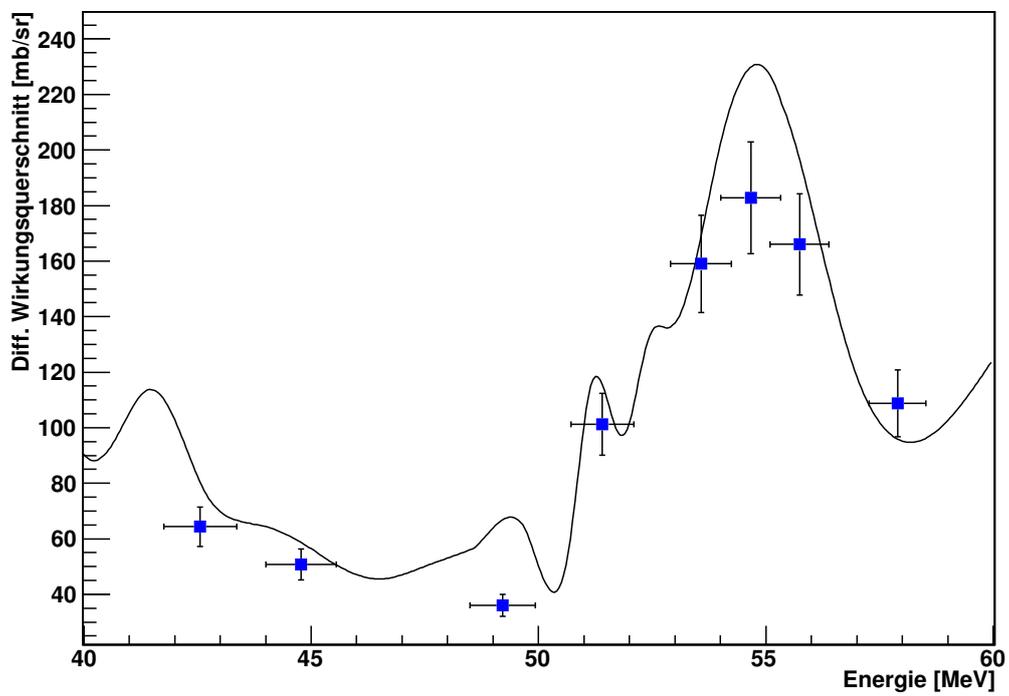


Abbildung 2.9: Differentieller Wirkungsquerschnitt unter 0° . Als Linie die mit DROSG berechnete Werte, in blau Messpunkte aus [2]

Wirkungsquerschnitt wichtig, den man erhält, wenn man über alle Winkel summiert und über alle 40 Einschussenergien mittelt:

$$\sigma_{tot} = \sum_{i=1}^{3200} \sigma_{diff}(i) \cdot \Omega(i) \cdot \frac{1}{40} \quad (2.1)$$

wobei $\Omega(i)$ der differentielle Raumwinkel ist, den der Winkel $\theta(i) \pm 0,5^\circ$ einschließt. Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich damit zu 155,5 mb

2.9 Geant4

Geant4[26] ist ein objektorientiertes Toolkit, um Montecarlo Simulationen von hochenergetischen Teilchen in Materie zu erstellen, und wird hauptsächlich zur Simulation komplexer Detektoren eingesetzt. So wurden z.B. die in Kap. 2.2 erwähnten Simulationen mit dem Vorgänger Geant3 erstellt. Da Geant4 jedoch primär für hochenergetische Teilchen entwickelt wurde, ist die Simulation von niederenergetischen Neutronen noch nicht vollständig implementiert. Des Weiteren sind viele der Wirkungsquerschnitte für Neutronen in dem für diese Arbeit interessanten Energiebereich noch nicht gut erforscht, was auch die beträchtlichen Unterschiede zwischen den Geant3 und den Fluka-Simulationen der MDT-Rohre erklärt. Daher wurde auf eine komplette Simulation der MDT-Kammern und der Neutroneneffizienz im Rahmen dieser Arbeit verzichtet. Jedoch sind in Geant4 elastische Streuungen von Neutronen an Blei bereits gut implementiert. Somit kann der Einfluss des Bleiabsorbers auf die Winkelverteilung der Neutronen simuliert werden, jedoch sollten die Ergebnisse anhand von experimentellen Daten überprüft werden. Um in der Simulation die Neutronen zu erzeugen, wurden die Wirkungsquerschnittstabellen aus DROSG2000 verwendet (siehe Abb. 2.10).

Der Weg der so erzeugten Neutronen wird nun mit Geant4 simuliert, dabei hat vor allem die 9,5 cm dicke Bleischicht einen erheblichen Einfluss. Für jedes Neutron wird die Energie und der Winkel gespeichert, und falls ein Neutron ein oder mehrere Rohre durchquert werden auch die Rohrnummern gespeichert. Da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Neutronen sehr klein ist, durchqueren die meisten Neutronen alle Rohre ohne Wechselwirkung, und tragen somit zum Neutronenfluss in allen Rohren bei, die sie durchqueren.

Um den Einfluss der Bleischicht zu studieren, sind in Abb. 2.12 die Energiespektren in Rohr 1 mit und ohne Blei dargestellt.

Der Bleiabsorber hat offensichtlich einen deutlichen Einfluss auf das Energiespektrum. Die Energie wird verschmiert und es kommt ein Untergrund aus niederenergetischen Neutronen zwischen 1 und 7 MeV hinzu. Dieser Untergrund entsteht nicht durch Energieverlust der Neutronen im Blei, sondern aus niederenergetischen Neutronen, die eigentlich

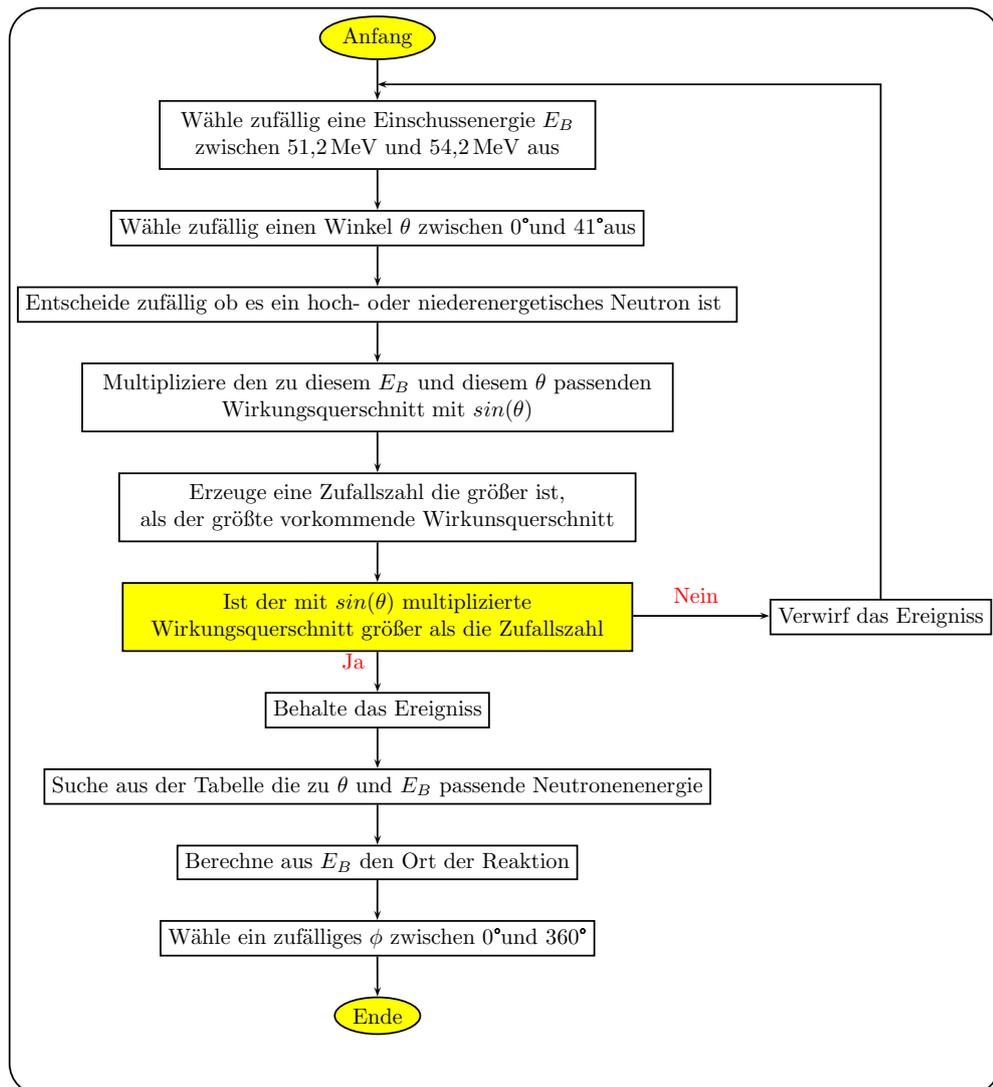


Abbildung 2.10: Flussdiagramm des Algorithmus zur Teilchenerzeugung in Geant4. Durch die Gewichtung mit dem Wirkungsquerschnitt ist sichergestellt, dass die Verteilung der erzeugten Teilchen proportional zum zugehöriger Wirkungsquerschnitt ist

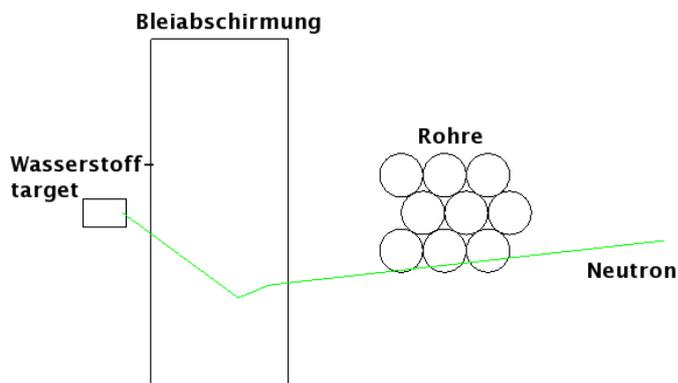
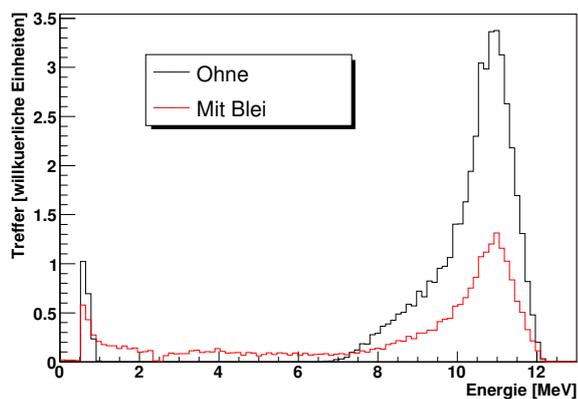
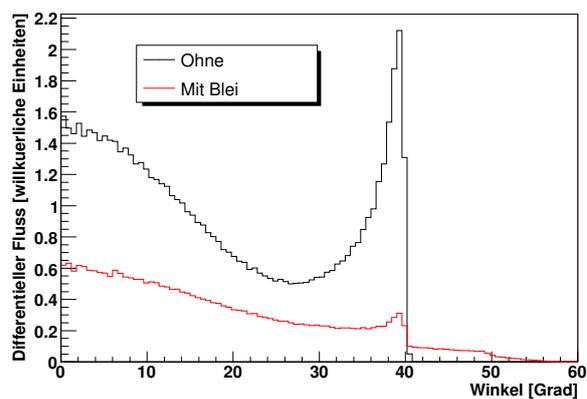


Abbildung 2.11: Geant4 Simulation mit Wasserstofftarget, Bleiabsorber und den Rohren. Beispiel eines Neutrons, das mit 4,87 MeV unter 35° erzeugt wurde und durch das Blei in die Rohre gestreut wurde.



(a) Energiespektren mit und ohne Bleiabsorber



(b) Winkelverteilung mit und ohne Bleiabsorber

Abbildung 2.12: Simulierter Einfluss der Bleischicht auf die Neutronen

unter hohen Winkeln abgestrahlt werden, aber durch das Blei wieder zurück in die Rohre gestreut werden. Der Energieverlust der Neutronen bei einem elastischen Stoß mit einem Bleikern liegt laut Geant4 im keV-Bereich, was aufgrund des hohen Massenunterschied zwischen den beiden Stoßpartnern verständlich ist.

Um den Einfluss des Bleis auf die Winkelverteilung darzustellen, wird in Abb. 2.12(b) der Winkel gegen die Zahl der Neutronen pro Raumwinkel $\frac{d}{d\Omega}$ aufgetragen. Man kann gut erkennen, dass das Blei die Winkelverteilung ebenfalls verbreitert, und der Peak bei 40° fast vollständig verschwindet.

Um den Einfluss des Bleiabsorbers auf den Neutronenfluss mit Messdaten zu vergleichen, kann man noch das Verhältnis der Neutronen mit und ohne Blei unter 0° ablesen, welches 2,5 beträgt.

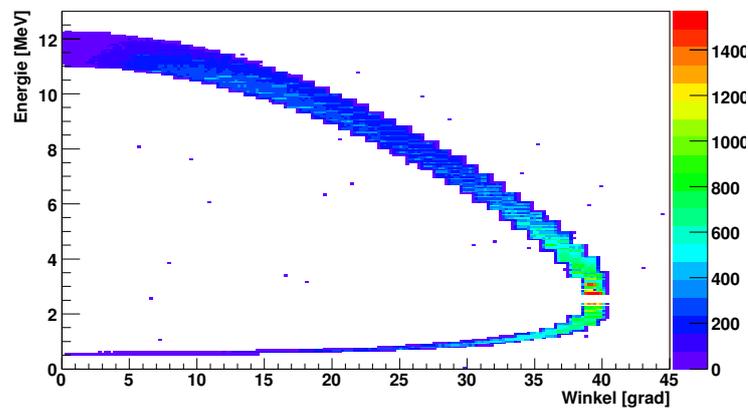


Abbildung 2.13: Winkelabhängigkeit der Energie ohne Bleiabschirmung

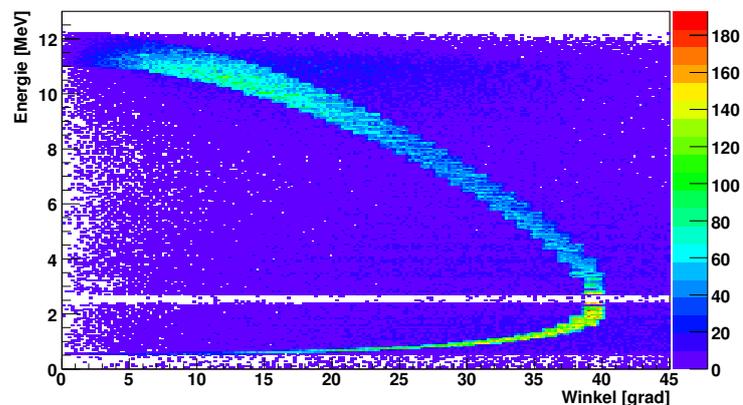


Abbildung 2.14: Winkelabhängigkeit der Energie mit Bleiabschirmung

Da die Energie der Neutronen vom Winkel abhängig ist, unter dem sie emittiert werden, kann auch eine winkelabhängige Energieverteilung aus den Simulationsdaten erstellt werden. Dabei sieht man schön, dass der Energieunterschied zwischen den hochenergetischen und den niederenergetischen Neutronen bei hohen Winkeln immer kleiner wird. In Abb. 2.9 ist auch der Einfluss des Bleiabsorbers dargestellt.

Bei der winkelabhängigen Energieverteilung in Abb. 2.9 fällt eine Lücke bei 2,5 MeV auf, die so in der Realität nicht existiert. Wenn ein Neutron im Schwerpunktsystem unter 90° emittiert wird, hat es den für diese Energie maximalen Winkel im Laborsystem, der ungefähr bei 40° liegt. Die Energie des Neutrons hängt an dieser Stelle sehr stark vom Winkel ab, was man an der sehr steilen Energieverteilung an diesem Punkt sieht. Da DROSG2000 seine Daten jedoch in 1° Schritten ausgibt werden keine Neutronen erzeugt, die genau ihren maximalen Winkel im Laborsystem haben, und dadurch bleibt dieser Energiebereich leer.

Aus der Tatsache, dass diese Lücke auch mit Bleiabsorber noch besteht, wird deutlich, dass die Neutronen kaum Energie bei Stößen verlieren, sondern nur Neutronen zu anderen Winkeln hin gestreut werden. Die wenigen Neutronen, die auch ohne Blei unter anderen Winkeln erscheinen, wurden bereits im Wasserstoff oder im Targetzellenmaterial gestreut. Im Wasserstoff ist auch ein Energieverlust der Neutronen möglich, da beide Stoßpartner die gleiche Masse besitzen.

3 Hardware

3.1 Tandem

Am MLL¹ in Garching befindet sich ein Tandembeschleuniger mit einer nominellen maximalen Terminalspannung von 15 MV. Der Vorteil von Tandembeschleunigern gegenüber herkömmlichen Linearbeschleunigern liegt darin, dass die Terminalspannung zweimal zur Beschleunigung der Teilchen eingesetzt wird. Dafür wird die gewünschte Strahlart in einer Ionenquelle als negativ geladenes Ion erzeugt und in den Tandem eingeschossen. Durch die Potentialdifferenz von bis zu 15 MV werden die negativen Ionen beschleunigt und am Punkt des höchsten Potentials durch eine Stripperfolie umgeladen. Dabei verliert der Atomkern einen Teil seiner Elektronen, ist damit positiv geladen und die Potentialdifferenz kann erneut zur Beschleunigung genutzt werden.

Nach dem Beschleuniger befindet sich ein Analyse magnet, der so eingestellt wird, dass nur Teilchen mit einem bestimmten $\frac{Q}{m}$ -Wert durchgelassen werden. Damit wird in unserem Fall das komplett von Elektronen befreite $^{11}\text{B}^{5+}$ selektiert, welches bei einer Terminalspannung von ungefähr 10 MV eine Energie von 60 MeV hat.

Um die Energie der erzeugten Neutronen zu messen, eignet sich die Methode der Flugzeitmessung. Dafür wird ein gepulster Ionenstrahl mit möglichst kurzer Pulslänge benötigt.

Der Tandembeschleuniger ist für die Beschleunigung von Gleichstrom-Ionenstrahlen (DC) konzipiert. Um dem DC-Strahl eine Zeitstruktur aufzuprägen, wird ein vor dem Tandem platzierter Buncher in Kombination mit einem auf der Hochenergieseite, nach dem Tandem, gelegenen Chopper verwendet.

Der Buncher transformiert den DC-Strahl aus der Ionenquelle mit einer approximierten Sägezahnspannung in zeitlich scharfe Pakete (Bunche). Diese approximierten Sägezahnspannung wird durch die Überlagerung zweier phasenverschobener Sinusspannungen mit ca. 5 MHz bzw. 10 MHz erzeugt.

Der Chopper sitzt hinter dem Beschleuniger besteht im wesentlichen aus einem Plattenkondensator und einer Apertur mit ca. 0,5 mm Breite. Dort wird ebenfalls eine Sinusspannung mit einer Frequenz von ca. 10 MHz angelegt, was zu einem Nulldurchgang alle ca.

¹Maier-Leibnitz-Laboratorium

50 ns führt. Nur Ionen die genau zu diesem Nulldurchgang ankommen, können die Apertur passieren, Teilchen die zeitlich vor oder nach dem Nulldurchgang ankommen werden abgefangen.

Dadurch entsteht ein gepulster Strahl mit einer Bunchlänge von ca 1-2 ns [10] und einem Abstand der Pulse von 200 ns. Da diese Pulsung jedoch die Strahlintensität stark reduziert, wird sie nur für die Vermessung der Neutronen benutzt. Die Effizienzmessungen selber werden mit einem DC-Strahl durchgeführt.

Um den Buncher und Chopper in gleicher Phase zu halten, gibt es eine Steuerelektronik, die die Frequenz und Phasenverschiebung anpasst. Das führt unter anderem dazu, dass die Frequenz nicht exakt 5 MHz bzw. 10 MHz beträgt, sondern etwas davon abweichen kann. Ausserdem liefert diese Elektronik ein genaues Zeitsignal, das in fester Phase mit den erzeugten Pulsen steht. Dieses Zeitsignal wird Bunchclock genannt und wird für die Flugzeitmessung als Start bzw. Stoppsignal verwendet.

3.2 BF₃-Zähler

Um den absoluten Neutronenfluss zu bestimmen, wurde ein BF₃ Neutronenzähler vom Typ 2202 D der Firma Studsvik eingesetzt. Dieser Typ Neutronenzähler hat den großen Vorteil, konstruktionsbedingt fast völlig insensitiv gegen γ -Strahlung zu sein. Im Inneren des Zählers befindet sich ein Proportionalitätszählrohr mit BF₃ als Zählgas. ¹⁰B hat einen hohen Wirkungsquerschnitt für den Einfang thermischer Neutronen (¹⁰B(n, α)⁷Li). Deswegen ist das eigentliche Proportionalitätszählrohr von einer dicken Parafinschicht umgeben, um die einfallenden Neutronen zu thermalisieren. Sowohl das ⁷Li als auch α haben Energien von ungefähr 1 MeV und hinterlassen damit im Zählgas deutlich höhere Signale als Gammas. Durch eine intern im Gerät eingestellte Schwelle werden Gammas und Neutronen vollständig diskriminiert und der Zähler gibt einen stets gleich hohen Puls von 5 V für jedes detektierte Neutron aus. Durch die Thermalisierung der Neutronen hat der BF₃-Zähler jedoch eine sehr schlechte Zeitauflösung und eignet sich nicht für eine Flugzeitmessung.

Da die Effizienz des Detektors abhängig von der Energie der einfallenden Neutronen ist, muss man den Wirkungsquerschnitt für 11 MeV Neutronen von $0,34 \frac{\text{cps}}{\text{neutron}} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$ aus Abb. 3.1 ablesen. Für spätere Betrachtungen kann man auch von einem Detektor mit einer Effizienz von 100% und einer Fläche von $0,34 \text{ cm}^2$ ausgehen.

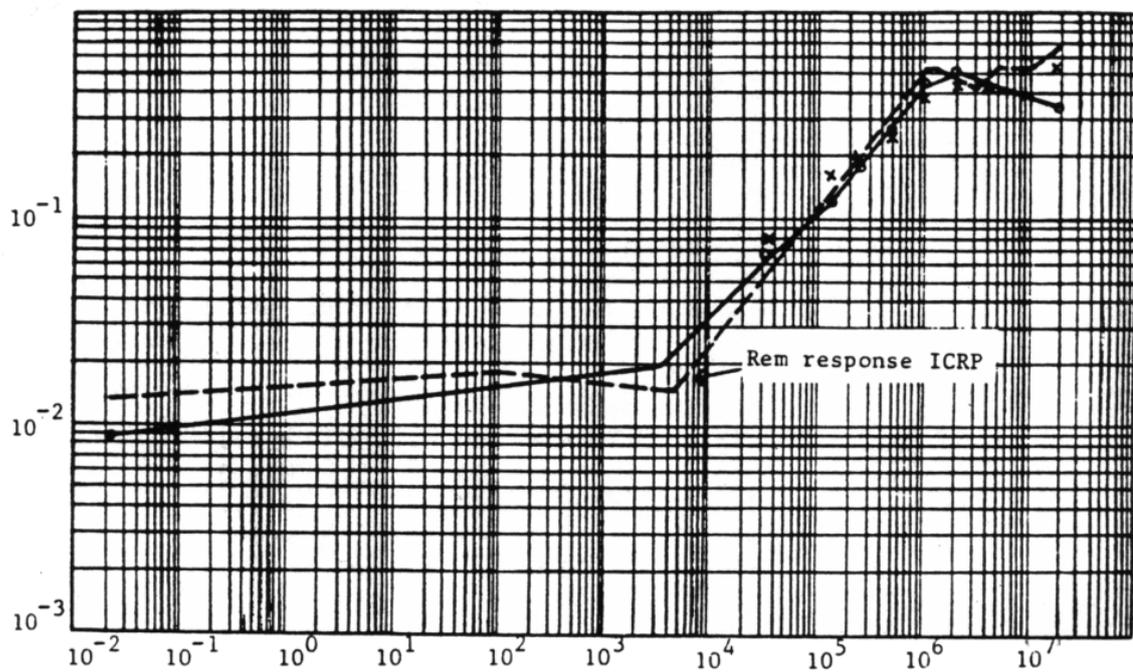


Abbildung 3.1: Effizienz des BF₃₃ -Zählers in Abhängigkeit der Energie. Die durchgezogene Linie ist die für uns relevante, nach rechts ist die Energie in eV, nach oben die Effizienz in $\frac{\text{cps}}{\frac{\text{neutron}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}}$ angetragen[15]

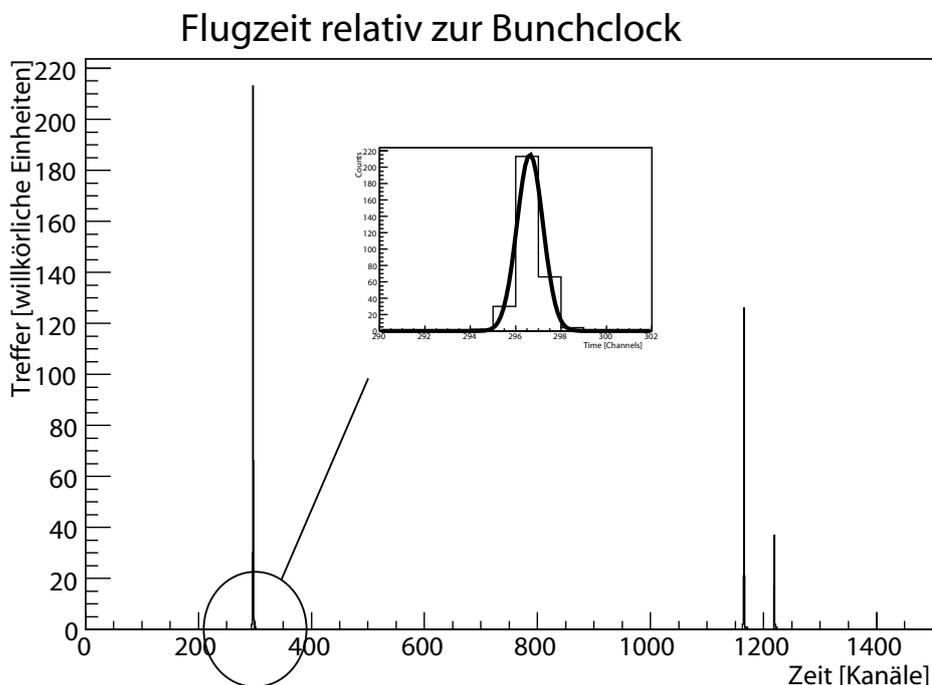


Abbildung 3.2: TDC-Spektrum für die Kalibration

3.3 TDC

Ein TDC² kann die Zeiten ankommender Signale relativ zu einem Start- oder Stoppsignal vermessen. Bei dem verwendeten TDC vom Typ V775N der Firma CAEN[25] stehen dafür 16 Kanäle zur Verfügung.

3.3.1 Kalibration

Um den TDC zu kalibrieren, wurde ein Oszilloskop vom Typ Tektronix TDS 3054 [28] und eine Delaybox mit unterschiedlichen einstellbaren Verzögerungen benutzt. Ein aus einem Funktionengenerator mit zwei Ausgängen stammendes Signal wurde durch eine einstellbare Delaybox verzögert und dann in den TDC geschickt. Als Start-Signal für die Zeitmessung wurde das unverzögerte Signal des Funktionengenerator verwendet. Während einer Messung wurden an der Delaybox drei unterschiedliche Verzögerungen eingestellt und notiert. Danach wurden die unterschiedlichen Verzögerungen der Delaybox mit dem Oszilloskop vermessen. Da der TDC einen internen Offset hat, der zwar prinzipiell am Gerät korrigierbar ist, die Flugzeitmessung aber nicht betrifft, entspricht Kanal 0 nicht

²Time to Digital Converter

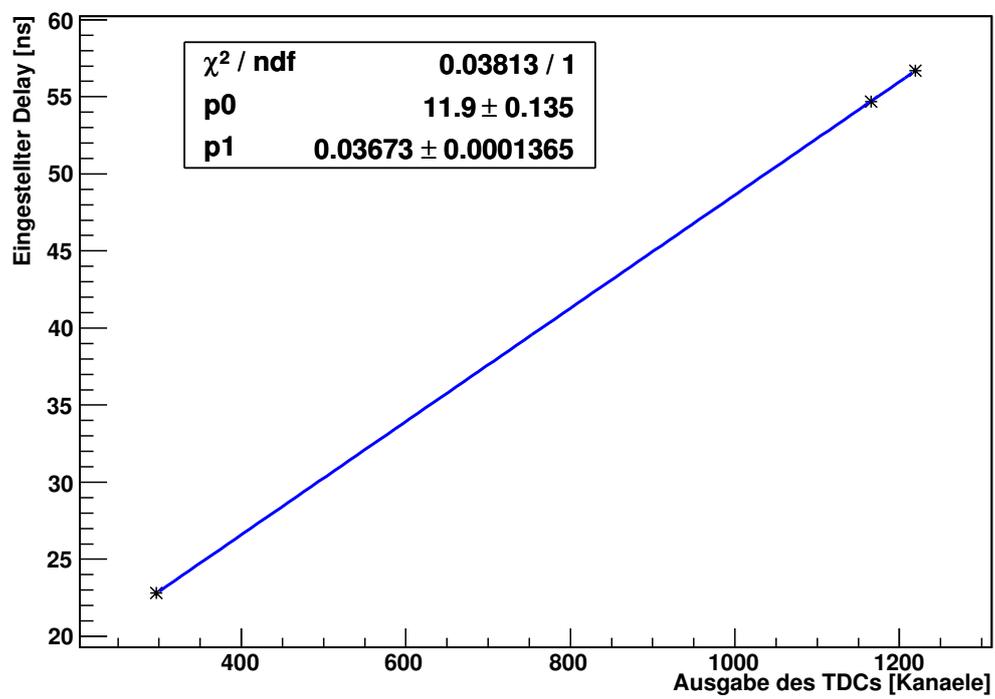


Abbildung 3.3: TDC-Spektrum für die Kalibration, die Fehlerbalken sind zwar eingezeichnet, aber zu klein, um erkennbar zu sein

einem Zeitunterschied von 0 ns. In Abb. 3.2 ist das TDC-Spektrum der Messung dargestellt. Durch die 3 Peaks wird jeweils eine Gaußkurve gefittet. Deren Schwerpunkt wird dann in Abb. 3.3 gegen die mit der Delaybox eingestellte Verzögerungen angetragen. Aus der Steigung der Geraden kann nun der Umrechnungsfaktor von Kanälen in Nanosekunden abgelesen werden, ebenso könnte der interne Offset des TDCs auch aus der Abszisse abgelesen werden. Mit Hilfe des Auswertprogramms Root[11] wurde durch die 3 Punkte eine Gerade gefittet, deren Steigung 0,03673 dem Umrechnungsfaktor von Kanälen in Nanosekunden entspricht, und einen Fehler von $\pm 0,4\%$ hat.

Aus der Breite der Gauskurve an die Signale kann außerdem auch die Zeitauflösung des TDCs abgeschätzt werden, Root gibt als Fitparameter ein Sigma von 0,575 an, was einem Fehler von 0,02 ns entspricht. Der tatsächliche Fehler des TDCs dürfte aber deutlich größer sein, da der Umrechnungsfaktor von Kanälen in Nanosekunden während des Betriebes leicht variiert, außerdem dominiert die Zeitauflösung der restlichen Elektronik den gesamten Fehler aus der Elektronik.

3.4 NE213

Um eine Energieverteilung der Neutronen zu messen benötigt man jedoch eine Flugzeitmessung, die mit dem langsamen BF_3 -Zähler nicht möglich ist. Daher braucht man einen Zähler, der möglichst schnell ist und auch auf Neutronen reagiert. Der eigens für Neutronendetektoren entwickelte organische Flüssigszintillator NE-213 in Verbindung mit einem Photomultiplier ist ideal für die Anwendung, da er außerdem noch die Fähigkeit besitzt, Neutronen und Gammas zu diskriminieren.

NE213 besteht aus Naphtalene (C_{10}H_2) das in Xylene ($\text{C}_{24}\text{H}_{30}$) gelöst ist. Um die Signale in einen für den Photomultiplier idealen Wellenlängenbereich zu verschieben, werden PPO und POPOP als Wellenlängenschieber eingesetzt.

Die Neutronen wechselwirken dabei hauptsächlich durch inelastische Streuung an Protonen. Da diese eine fast gleiche Masse besitzen, ist der mittlere Energieübertrag sehr hoch. Das Neutron überträgt dabei je nach Stoßparameter bis zu 100% seiner Energie, was dazu führt, dass die Energie des Protons irgendwo zwischen 0 und der Energie des Neutrons liegt. Aus der im Detektor deponierten Energie kann man also nicht auf die Energie des einfallenden Neutrons schließen. Ein Teil der Neutronen wechselwirkt auch über (n,γ) -Reaktionen oder inelastische Stöße mit anderen Kernen.

Der Flüssigszintillator befindet sich in einer sechseckigen Hülle mit einem Durchmesser von 9,1 cm und einer Tiefe von von 5 cm und ist lichtdicht nach außen abgeschlossen. Der daran angeschlossene Photomultiplier XP 3461 B hat zwei Ausgänge: Die Anode gibt das bei Photomultipliern übliche negative Signal aus, während der Dynoden-Ausgang ein positives Signal liefert, das schwächer ist als das der Anode, aber einige Nanosekunden vorher eintrifft.

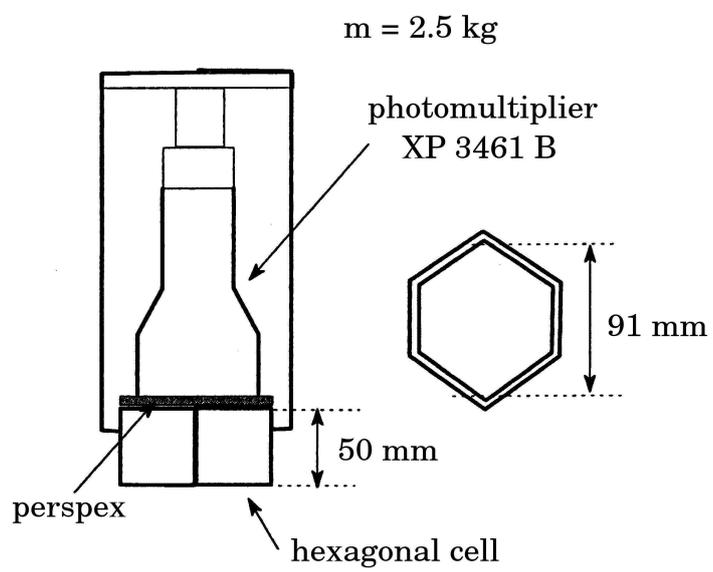


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung eines NE213-Zählers [10]

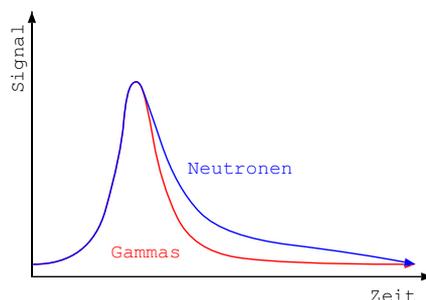


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung

3.4.1 PSD

Theorie der PSD

Bereits vor 50 Jahren wusste man, dass manche organischen Szintillatoren Lichtpulse aussenden, deren Zerfallszeit von der Art des primären Teilchens abhängt[6], und hat daraus recht bald eine Möglichkeit entwickelt, aufgrund der unterschiedlichen Pulsformen zwischen verschiedenen Teilchen zu diskriminieren[5]. Im Laufe der Zeit wurde der Effekt genauer untersucht, und es wurden spezielle Szintillatoren sowie eigene Auswertelektroniken[7] dafür entwickelt. Einer der Szintillatoren, bei denen dieser Effekt auftritt, ist der hier verwendete Flüssigszintillator NE213. Die unterschiedlichen Pulsformen entstehen, weil der verwendete organische Szintillator zwei Szintillationsmechanismen besitzt, die eine unterschiedliche Zerfallsdauer haben. Der kurzlebige Anteil ist meistens dominant, und ein Großteil der 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 von $\frac{dE}{dx}$ des Teilchens. Schwere Teilchen fliegen bei gleicher Energie langsamer als leichtere, und da $\frac{dE}{dx}$ aufgrund der Bethe-Bloch-Formel von der Geschwindigkeit abhängt, hängt $\frac{dE}{dx}$ ebenfalls mit der Art des Teilchens zusammen. Daraus folgt, dass das Verhältnis der unterschiedlichen Szintillationsmechanismen abhängig von der Masse des Teilchens ist. Da einfallende Gammas fast ausschließlich über Elektronen wechselwirken, die Neutronen jedoch hauptsächlich über viel schwerere Protonen, lässt sich anhand der Pulsform sehr gut zwischen einfallenden Neutronen und Gammas unterscheiden. Dabei muss man jedoch berücksichtigen, dass nicht alle Neutronen über elastische Stöße an Protonen wechselwirken. Wenn ein Neutron über (N, γ)-Prozesse oder Kerneinfang wechselwirkt, erzeugt es die Signatur eines einfallenden Gammas. Somit wird ein gewisser Anteil der Neutronen fälschlicherweise als Gammas identifiziert. Der umgekehrte Fall, dass Gammas über Protonen oder andere Kerne wechselwirken tritt dagegen nicht auf.

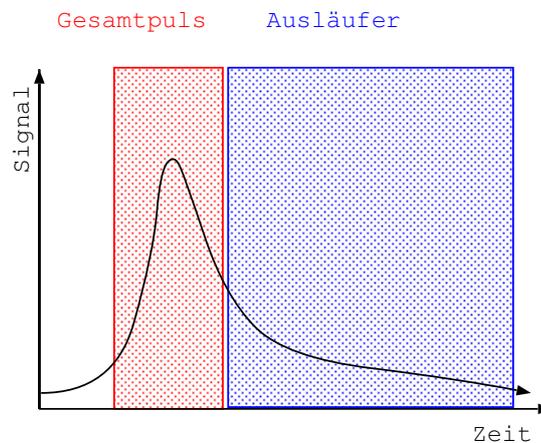


Abbildung 3.6: PSD mit mehreren Zeitfenstern

Praxis der PSD

Wie man in Abb. 3.5 sieht, kann man zwischen Neutronen und Gammas diskriminieren, indem man das Integral über den Peak des Pulses mit dem Integral über den Ausläufer des Pulses vergleicht. Dafür kann man einen QDC³ benutzen, in den der Puls eingespeist wird. Mithilfe eines CFD⁴ und einer Dual Timing Unit werden zwei Fenster festgelegt und diese auf den Gate-Eingang des QDCs gegeben. Der QDC digitalisiert dann die Integrale des Pulses über die beiden Zeitfenster und gibt sie an einen Auslesecomputer weiter.

Da der zur Verfügung stehende QDC V792 von CAEN[25] jedoch nur einen Gate-Eingang besitzt, wurde das aus dem NE213-Zähler kommende Signal durch einen passiven Signalteiler in zwei gleich hohe Signale aufgeteilt und eines davon verzögert. Diese beiden Signale werden nun in verschiedene Kanäle des QDCs eingespeist, welcher dann über das gemeinsame Zeitfenster integriert.

Wie man an Abb. 3.7 sieht, bekommt man nun, wenn man Verzögerung und Zeitfenster passend wählt, an einem Kanal das Integral über den gesamten Puls und am anderen Kanal das Integral über den Ausläufer.

3.4.2 Elektronik

Da für eine Winkelmessung mehrere Winkel gleichzeitig gemessen werden sollten, wurden insgesamt 4 NE213-Zähler gleichzeitig verwendet. In Abb. 3.8 sind zur besseren Übersicht jedoch nur zwei Kanäle dargestellt.

³Charge to Digital Converter

⁴Constant Fraction Discriminator

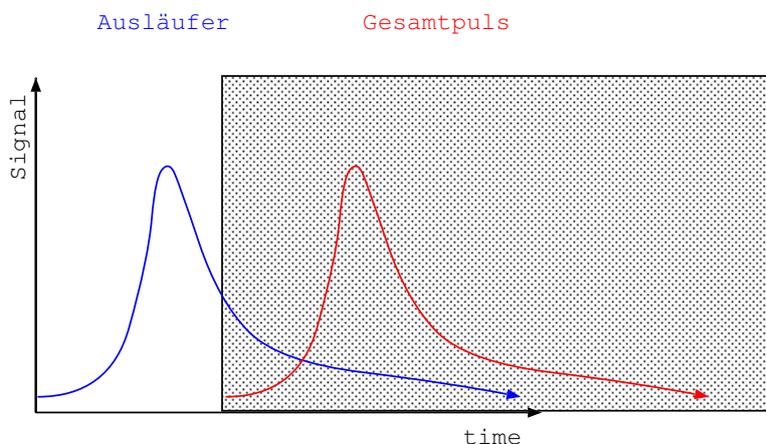


Abbildung 3.7: PSD mit nur einem Zeitfenster. Die beiden Pulse sind identisch, der Rechte ist zeitlich verzögert

Für die TOF-Messung wird ausschließlich der schnellere Dynodenausgang des Zählers benutzt, der jedoch einen positiven Puls liefert, auf den keiner der vorhandenen Diskriminatoren zuverlässig triggern konnte. Daher wird eine Linear Fan-In-Fan-Out Unit vom Typ 428F des Herstellers LeCroy[22] zwischengeschaltet, die das Signal invertiert. Als Discriminator wurde ein Typ N840 der Firma Caen[25] verwendet, dessen Ausgang wiederum direkt in den Eingang des TDCs V775N ging. Die Bunchclock liefert das Common Stop Signal, und der TDC berechnet so die zeitliche Differenz zwischen Bunchclock und dem Dynodensignal, welche jedoch den unbekanntem Offset der Bunchclock beinhaltet.

Die Anode liefert den Puls für die PSD, der mit einem passiven Bauteil in zwei gleich hohe Pulse aufgeteilt wird, die dann mit unterschiedlichen Verzögerungen in den QDC gespeist werden. Um das Gate für den QDC zu erzeugen, wird das Dynodensignal aus einem zweiten Ausgang des Diskriminator N840 in eine Timing-Unit geführt, an der die Länge des Gates eingestellt werden kann. Durch Anpassung der drei verwendeten Delay-boxen kann die in Abb. 3.7 dargestellte zeitliche Struktur der Pulse erreicht werden.

Getriggert wird die Auslese ebenfalls durch das Oder aus allen Kanälen. Daraufhin liest das VME-Crate die Daten des QDCs und des TDCs ein und gibt diese an den Auslese-rechner weiter.

3.5 MDT-Kammer

Der zentrale Bestandteil dieser Messung ist eine MDT⁵-Testkammer mit 9 Rohren zu je ca. 10cm. Länge. Bis auf die Zahl und Länge der Rohre ist der Aufbau der Testkammer

⁵Monitored Drift Tube

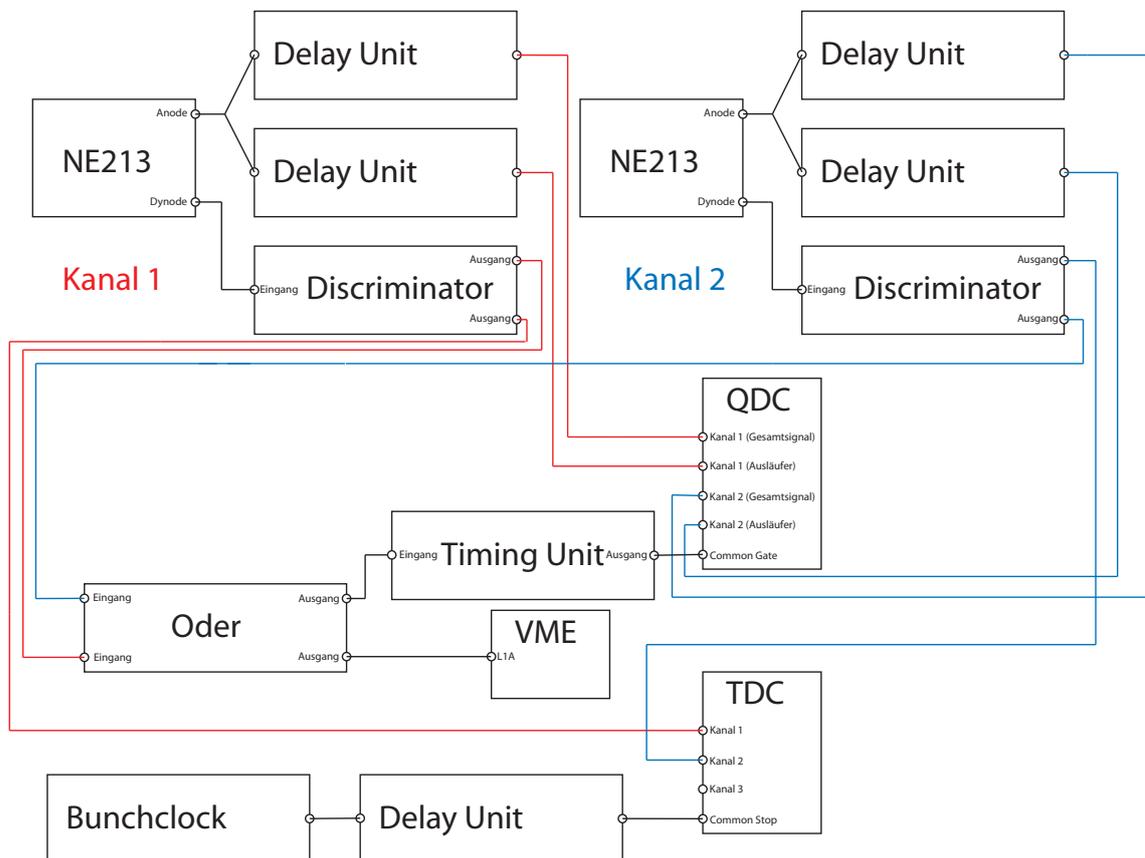


Abbildung 3.8: Elektronische Verschaltung der NE213-Zähler für PSD

fast mit den großen Kammern identisch. Im folgenden wird der Aufbau und die Elektronik der MDT-Kammern behandelt. Das Funktionsprinzip einer Driftröhre wurde bereits in Abb. 1.2 erklärt. Die Elektronik wird dabei jedoch stark vereinfacht dargestellt und nur die für diese Messung wichtigen Details werden genauer betrachtet.

3.5.1 Aufbau der Testkammer

An einem Ende der Driftröhre wird die Hochspannung von 3080 V am Draht angelegt, die Rohrwand wird dabei geerdet. Auf der anderen Seite der Rohre befindet sich die Auslese-elektronik. Direkt auf den Rohren befindet sich dabei eine so genannte Hedgehog-Karte, die das am Draht ankommende Signal von der Hochspannung entkoppelt und nach außen weiter gibt. Auf diese Hedgehog-Karte wird eine Mezzanine-Karte gesteckt, in der sich drei integrierte Schaltkreise (ASDs[12]) befinden, die für jedes Rohr mit Vorverstärker, Pulsformer und Diskriminator ausgestattet sind. Jeder ASD versorgt bis zu 8 Rohre. Damit lassen sich mit einer Mezzanine-Karte 24 Rohre auslesen. Auf der Mezzanine-Karte befindet sich auch ein TDC (AMT⁶). Die Mezzanine-Karten geben ihre Daten dann wiederum an ein CSM⁷ weiter, das die Auslese für die komplette Kammer steuert. Über dieses CSM werden die Daten im Falle der Testkammer direkt an einen Ausleserechner weitergeleitet. Die einstellbaren Parameter der ASDs lassen sich ebenfalls über dieses CSM programmieren.

Elektronik

Im ASD wird im Prinzip die Ladung des Pulses integriert und ein Rechteckpuls an den TDC weitergegeben. Im Zeitpunkt der ansteigenden Flanke dieses Rechteckpulses ist der Zeitpunkt, zu dem der Puls die Schwelle des Diskriminators überschritten hat, codiert. Die Länge des Rechteckpulses hängt mit der gesamten Ladung des Signalpulses zusammen. Der TDC misst die Zeitpunkte der ansteigenden und abfallenden Flanke und gibt sie an das CSM weiter, wo sie zwischengespeichert werden. Wenn ein externer Trigger von außen kommt, sucht das CSM in seinem Speicher nach Daten, die zeitlich zu diesem Trigger passen. Dabei wird in einem einstellbaren Zeitraum gesucht. Werte, die innerhalb dieses Zeitfensters liegen, werden dann weitergegeben, alle anderen werden verworfen. In unserem Fall war dieses Zeitfenster auf 1250 ns eingestellt. Diese Zeit entspricht der Zeit pro Trigger, in der ein ankommender Puls auch registriert wird. Da im normalen Betrieb der Trigger und der Signalpuls korreliert sind, tritt typischerweise Fall 1 in Abb. 3.9 ein.

Es gibt allerdings auch die Möglichkeit, dass der Rechteckpuls nur teilweise innerhalb des Zeitfensters liegt. Wenn nur die ansteigende Flanke weitergegeben wurde weiß man

⁶Atlas Muon TDC

⁷Chamber Service Module

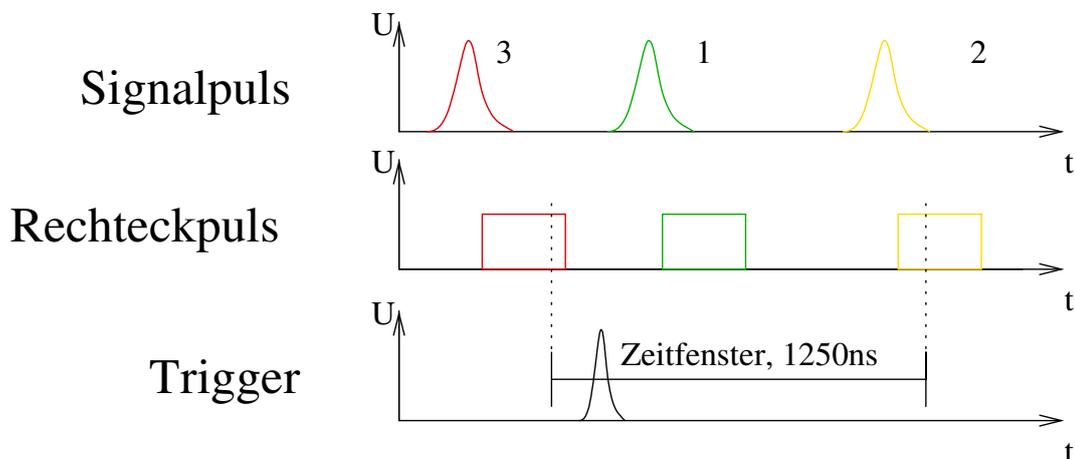


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der Signalverarbeitung

genau, wann der Puls angekommen ist, aber nicht wie hoch er war (Fall 2 in Abb. 3.9). Diese Ereignisse werden gespeichert, da der Ort des Teilchendurchgangs bestimmt werden kann. Die Gesamtladung des Pulses ist allerdings nicht bekannt, was zu einem Eintrag in Bin 0 des ADC-Spektrums führt. Wenn dagegen nur der Zeitpunkt abfallende Flanke bekannt ist, kann weder der Ort, noch die Pulshöhe rekonstruiert werden. Diese Ereignisse werden dann komplett verworfen (Fall 3 in Abb. 3.9).

Trigger

Die MDT-Kammern sind konstruktionsbedingt nicht selbsttriggernd, das heißt sie brauchen einen externen Trigger. Erst nach Eintreffen dieses Triggers werden die Daten aus dem internen Buffer gelesen und an das CSM weitergegeben. Für die Neutronenmessung ist es nicht möglich einen externen Trigger vorzugeben, wenn ein Neutron die Kammer durchquert. Wenn man einen Detektor hinter der MDT-Kammer positioniert, sieht er ein Neutron nur, wenn es die Kammer durchquert hat. Neutronen die die Kammer durchquert haben, können dort aber kein Signal hinterlassen haben, da sie sonst absorbiert oder abgelenkt worden wären. Ebenso kann man keinen Detektor vor der MDT-Kammer aufbauen, da die Neutronen entweder im Detektor oder in der MDT-Kammer wechselwirken können.

Das führt dazu, dass das effektive Zeitfenster nicht 1250 ns beträgt, sondern um die Breite des Rechteckpulses verringert werden muss. Da diese wiederum von der Pulshöhe abhängig ist, schwankt die Länge des Rechteckpulses zwischen 40 ns und 140 ns[12]. Da die Neutronenpulse im hauptsächlich unteren Bereich des ADC-Spektrums anzutreffen sind, wird ein typischer Wert 60 ns verwendet, was zu einem effektiven Zeitfenster von (1190_{-80}^{+20}) ns führt.

3.6 Versuchsaufbau

Um für die Messung am Beschleuniger einen möglichst stabilen Aufbau zu haben, wurde eine Halterung für fast alle verwendeten Bestandteile des Versuchsaufbaus konstruiert.

- Der zentrale Bestandteil des Aufbaus ist die kleine **MDT-Testkammer**, deren Höhe in einem gewissen Bereich frei einstellbar sein muss, damit sie vor Ort auf die Höhe des Strahlrohrs eingestellt werden kann.
- Direkt über und unter der MDT-Kammer befinden sich zwei **Siliziumstreifendetektoren**, um in einer parallel laufenden Messung den Einfluss der Neutronen auf die Ortsauflösung zu bestimmen. Dafür müssen die beiden Streifendetektoren fest mit der MDT-Kammer verbunden sein und auf wenige μm genau auf die Rohre ausgerichtet werden.
- Über der Kammer befinden sich zwei Lagen **Szintillatoren** (nur eine eingezeichnet), unter der Kammer ein Lage. Durch die Dreifachkoinzidenz der Szintillatoren wird der strahlbedingte Untergrund fast vollständig reduziert.
- Zwischen der Kammer und der unteren Lage Szintillatoren liegt eine **Lage Blei** mit 4,7 cm Dicke, die verhindern soll, dass niederenergetische Myonen den Myonentrigger auslösen.
- Aus Strahlrichtung gesehen direkt vor der MDT-Kammer befindet sich die Möglichkeit ebenfalls **zwei Lagen Blei** zu befestigen, die die Gammas aus dem Target absorbieren sollen.

Diese fünf Bestandteile sind in einem gemeinsamen Rahmen montiert, der wiederum auf zwei Schienen verschiebbar ist. Dieser Aufbau ermöglicht es den Abstand zwischen Wasserstofftarget und MDT-Kammer zu variieren. Die Möglichkeit, die MDT-Kammer zu verschieben wurde für die Messung der Kammeraktivierung genutzt (siehe Kap. 4.11.2).

Ebenfalls auf diesen Schienen ist eine Holzplatte montiert, auf der sich in festen Winkeln Bohrlöcher für die NE213-Zähler befinden. Der BF_3 -Zähler wurde für die Messung in Strahlrohrhöhe auf ein fest mit dem Boden verschraubtes Regal gestellt. Der Abstand zwischen Wasserstofftarget und BF_3 -Zähler betrug 2,61 m. Die Auslese- und Steuerelektronik befand sich in mehreren Racks strahlaufwärts um nicht von den Neutronen getroffen zu werden.

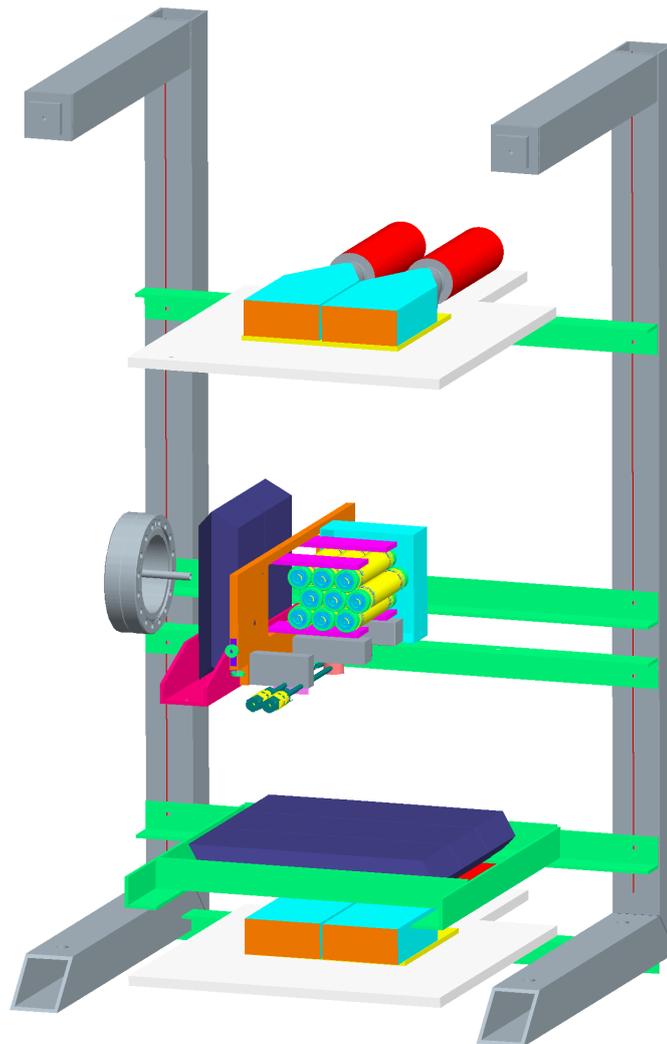


Abbildung 3.10: Skizze des Versuchsaufbaus. Links ist die Targetzelle mit Flansch angedeutet. Unter der Kammer ist die Gaszufuhr für die Rohre erkennbar. Die Siliziumstreifendetektoren sowie die dritte Szintillatorlage sind nicht eingezeichnet

4 Ergebnisse

4.1 TOF-Messung

4.1.1 TDC-Spektren

Wie bereits in 3.1 beschrieben, hat die Bunchclock einen gewissen Offset und kann deswegen nicht zur Bestimmung der absoluten Flugzeit verwendet werden. Da wir ohne Bleiabschirmung jedoch einen signifikanten Gamma-Anteil erwarten und die Flugzeit der Gammas bekannt ist, kann über die Differenz der Flugzeiten von Gammas und Neutronen eine Aussage über die Energie der Neutronen gemacht werden.

Die Bunchclock wurde dabei als Common Stop benutzt, das heißt nach einem Ereignis wurde die Zeit bis zur nächsten Bunchclock gemessen. Da die Signale der Bunchclock in festen Zeitabständen kommen, ist es egal, ob das Bunchclocksignal zu dem Strahlbunch gehört, der auch das Ereignis erzeugt hat.

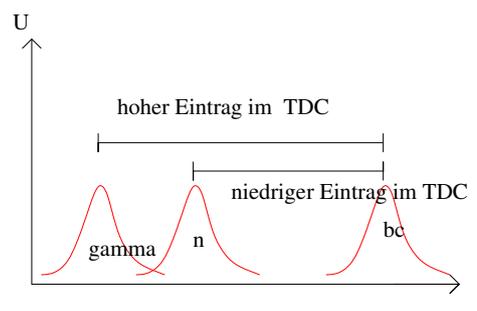
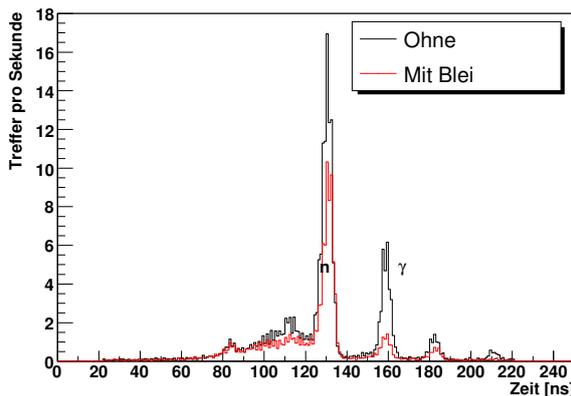


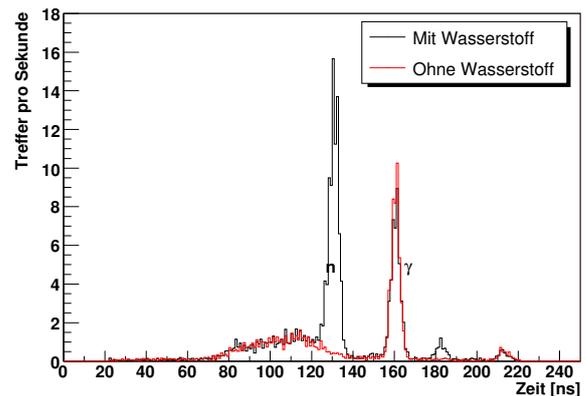
Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Signallaufzeiten. Im TDC wird die Zeit zwischen dem Signal aus dem Zähler und der Bunchclock gemessen. Je höher der Eintrag im TDC ist, desto früher ist es im Zähler angekommen

Um zu überprüfen, ob die Zuordnung der Peaks richtig ist, kann man eine Lage Blei mit 4,7 cm Dicke in den Strahlengang bringen, was nur eine schwache Reduzierung des Neutronenpeaks zur Folge hat, während der Gamma-Peak stark unterdrückt wird (4.2(a)).

Ausserdem kann man die Messung einmal mit und einmal ohne Wasserstoff im Target durchführen, was in Abb. 4.2(b) dargestellt ist. Wie erwartet ist die Höhe des Neutronenpeaks ohne Wasserstoff deutlich kleiner, während der Gammapeak sich kaum verändert. Auch das ist verständlich, da die Gammas hauptsächlich im Beamstopp produziert werden.



(a) TDC-Spektren mit und ohne 4,7 cm Blei



(b) TDC-Spektren mit und ohne Wasserstoff in der Targetzelle

Abbildung 4.2: TDC-Spektren unter 0° mit Zähler 4

4.1.2 Nebenpeaks

Um die beiden zusätzlichen Peaks bei 180 ns und 220 ns zu verstehen, muss man sich an die Funktionsweise der Strahlpulsung erinnern (Kap. 3.1 erinnern). Wenn der Buncher nicht vollkommen effizient arbeitet, bleibt im Ionenstrahl ein kleiner Gleichspannungsanteil enthalten. Dieser wird dann durch den Hochenergiechopper ausgefiltert. Der Hochenergiechopper arbeitet aber mit einer Sinusfrequenz von etwa 10 MHz, was einem Nulldurchgang alle 50 ns entspricht. Dadurch entstehen Nebenbunche im Bor-Strahl die um 50 ns verzögert eintreffen und die beobachteten Nebenpeaks erzeugen. Dass die Nebenpeaks nicht 50 ns, sondern 52,1 ns nach den Hauptpeaks eintreffen könnte daran liegen, dass der Chopper nicht mit exakt 10 MHz sondern 9,6 MHz läuft.

In Abb. 4.3 ist an jeden erkennbaren Peak eine Gaußkurve gefittet, und die entsprechenden Abstände zwischen den Gauskurven sind eingezeichnet.

Der konstante Abstand von 52,1 ns der beiden Peaks vom jeweiligen Hauptpeak scheint die Vermutung über die Herkunft der Nebenpeaks zu bestätigen. Auch die Tatsache, dass

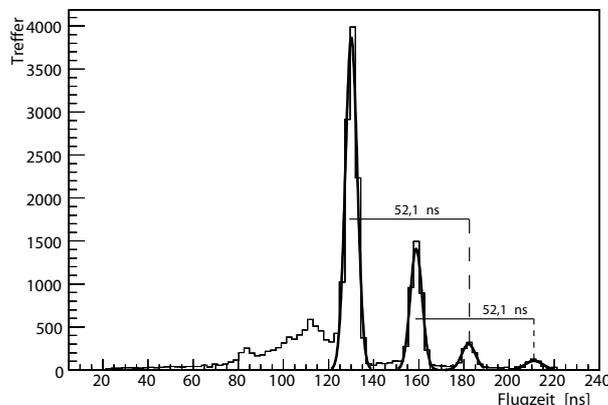


Abbildung 4.3: Abstände der Peaks

der rechte Nebenpeak durch das Einsetzen des 4,7 cm dicken Bleiabsorbers beseitigt wird und der linke Nebenpeak durch das Weglassen des Wasserstoffs verschwindet, bestätigt diese Theorie.

4.1.3 Auflösung

Um eine Aussage über die Energieverteilung der Neutronen machen zu können, ist es wichtig zu verstehen, warum die Peaks eine gewisse Breite besitzen. Es gibt etliche Faktoren, die auf die Zeit- und damit die Energieauflösung Einfluss haben:

- Die **Länge des ^{11}B -Bunches** wird mit 1 ns - 2 ns angegeben[10]. Dieser Wert ist jedoch nur zu erreichen, wenn Buncher und Chopper perfekt eingestellt sind. Da die zur Verfügung stehende Zeit stark beschränkt war, wurde auf eine aufwendige Optimierung verzichtet. Wie man gleich sehen wird ist es realistisch von einer Bunchlänge von 2,5 ns auszugehen.
- Die **Targetlänge** beträgt ca. 3 cm was bei einer Energie des ^{11}B von 60 MeV einer Durchflugsdauer von 1,3 ns entspricht. Da nicht bekannt ist, wo im Target das Neutron entstanden ist, weiß man auch nicht genau, wann es entstanden ist.
- Die **Länge des Szintillators** im NE213-Zähler von 5 cm entspricht bei einer Neutronenenergie von 11 MeV einer Flugzeit von 1,5 ns. Dies trägt zur Streuung der Zeitmessung bei, da hier ebenfalls nicht bekannt ist, wo im Detektor das Neutron seine Wechselwirkung gemacht hat. Gammas brauchen dagegen nur 0,2 ns, um den Detektor zu durchqueren.

- Die **Zeitauflösung der Elektronik** ist ebenfalls nicht genau bekannt. Der TDC selbst hat zwar eine sehr hohe Zeitauflösung, aber die restliche Elektronik, insbesondere der Photomultiplier im Detektor, der Constant Fraction Discriminator liefern einen Beitrag in der Größenordnung von 1,5 ns.

Wenn man etwas vereinfachend davon ausgeht, dass diese Beiträge alle gaußverteilt sind, kann man sämtliche Fehler quadratisch addieren. Dabei muss allerdings beachtet werden, dass die ersten drei Beiträge Gesamtbreiten darstellen und noch halbiert werden müssen. Als Genauigkeit der Flugzeitmessung erhält man dann 2,2 ns für Neutronen und 2,1 ns für Gammas.

Wenn man an die beiden Peaks in Abb. 4.2(b) jeweils eine Gaußkurve fittet ergibt sich für Neutronen eine Gaußbreite von $\sigma = 2,8$ ns und für Gammas von $\sigma = 2,1$ ns. In die Breite des Neutronenpeaks fließt aber auch noch die Energieverteilung der Neutronen bei, die auch unter 0° nicht alle die gleiche Energie haben¹. Aus der gemessenen Breite des Gammapeaks sehen wir jedoch, dass die gerade gemachten Annahmen über die Fehler durchaus realistisch sind.

4.2 Pulse Shape Discrimination

Mit Hilfe der in Kap. 3.4.1 beschriebenen PSD werden nun die Signale aus den NE213-Zählern untersucht.

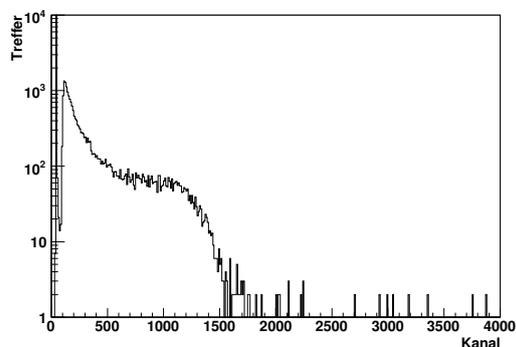
Dabei stellte sich am Anfang der zweiten Strahlzeit heraus, dass sich die NE213-Zähler unterschiedlich verhalten, was sich besonders in den Pulshöhenspektren bemerkbar macht. Vermutlich gibt es Unterschiede in der Effizienz des Photomultipliers, was dann zu unterschiedlich hohen Pulsen führt. An sich stellt dies kein Problem dar, da die Pulshöhen der Zähler nicht untereinander verglichen werden, allerdings wurde Zähler 19 dennoch ausgetauscht, da die Ausläufer des Pulshöhenspektrums bis an die Grenzen des QDC-Bereichs reichen.

In Abb. 4.4 sind die Pulshöhen der vier ursprünglichen Zähler dargestellt. Der auffällige Zähler 19 wurde dann gegen Zähler 34 ausgetauscht, der ein ähnliches Pulshöhenspektrum zeigt wie die anderen.

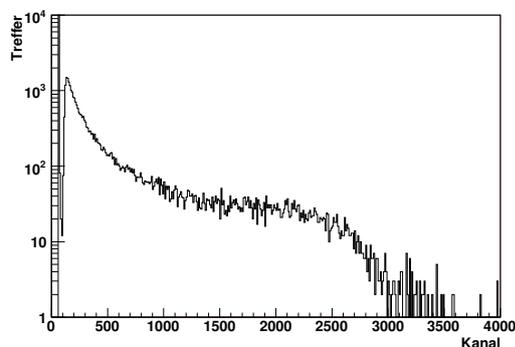
4.2.1 Pulsform

Die in Abb. 4.5 gezeigten Signale wurden mit einem Oszilloskop vom Typ Tektronix TDS 3054 [28] aufgenommen, die Daten auf Diskette gespeichert und dann mit Root dargestellt. Das Gamma-Signal wurde mithilfe einer Cobalt-60 Quelle erzeugt, die Gammas

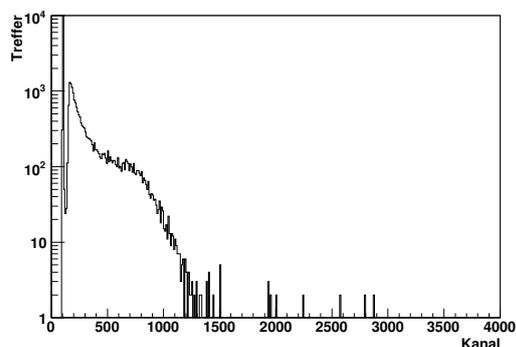
¹Durch den Energieverlust des ^{11}B im Wasserstoff ist die Einschussenergie nicht für allen Neutronen gleich, damit verändert sich nach Abb. 2.3 auch die Neutronenenergie



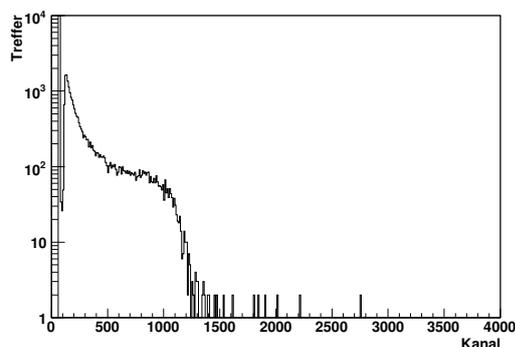
(a) Kanal 1, Zähler 39



(b) Kanal 2, Zähler 19



(c) Kanal 3, Zähler 42



(d) Kanal 4, Zähler 46

Abbildung 4.4: Pulshöhenspektrum der vier ursprünglich verwendeten NE213-Zähler

mit Energien von 1.17 MeV und 1.33 MeV emittiert. Das Neutronensignal stammt aus einer Californium-Quelle, in der ^{252}Cf durch spontanen Zerfall unter anderem Neutronen im unteren MeV-Bereich emittiert. Um sicherzustellen, dass keine anderen Zerfallsprodukte oder Gammas den NE-213-Zähler treffen, wurde für das Neutronenspektrum eine 5 cm dicke Bleischicht verwendet. Man kann in Abb. 4.5 gut den langen Ausläufer des Neutronensignals erkennen, der auch nach 40 ns nicht völlig abgeklungen ist. Es wurden jedoch zwei Signale ausgewählt, bei denen das charakteristische Verhalten des NE213-Zählers besonders gut zu sehen ist. Oft ist der Unterschied mit bloßem Auge nicht zu erkennen und eine Diskriminierung nur durch die Berechnung des Pulse-Shape-Parameters möglich.

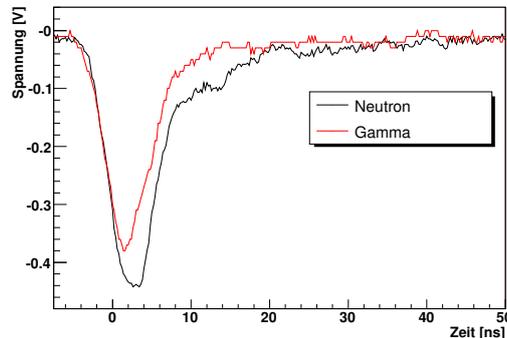


Abbildung 4.5: Pulsform von Neutronen und Gammas

4.2.2 Timings

Um nun eine möglichst gute Diskrimination zu erreichen, muss das Zeitfenster (Gate) des QDC und die Verzögerung der Pulse passend aufeinander abgestimmt werden. Dafür stellt man die Verzögerungen in einem ersten Schritt typischerweise wie in Abb. 4.6 dargestellt ein, sodass ein Kanal nur über die abfallende Flanke und ein anderer anderer Kanal über den gesamten Puls integriert. Der QDC integriert dann den Inhalt des jeweiligen Pulses über das eingestellte Zeitfenster.

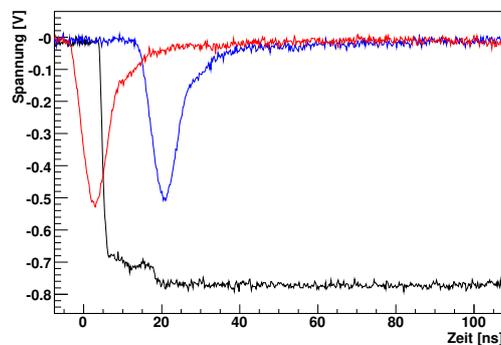


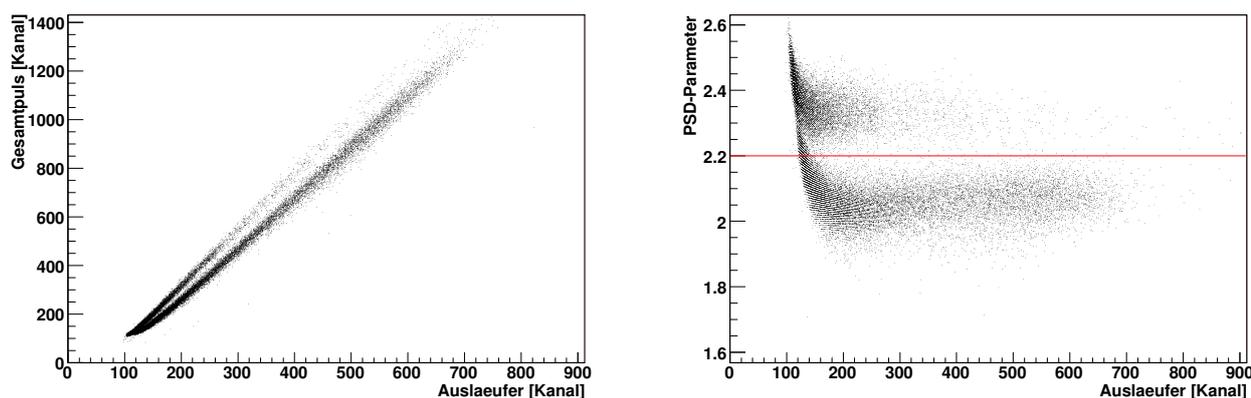
Abbildung 4.6: Beispielhafte Einstellung der Timings zur PSD. Das Zeitfenster ist schwarz eingezeichnet. Vom roten Puls wird nur der Ausläufer aufgenommen, die zeitlich verzögerte Kopie (blau) wird dagegen komplett aufgenommen

Etliche Versuche haben jedoch gezeigt, dass die Qualität der Diskrimination ganz entscheidend von den eingestellten Verzögerungen abhängt und bereits wenige Nanosekunden Abweichung eine Verschlechterung mit sich bringen. Daher wurden die Verzögerungen mithilfe des Oszilloskops wie in Abb. 4.6 eingestellt und dann iterativ an den optimalen Wert angenähert. Dafür wurde ebenfalls eine ^{60}Co und eine ^{252}Cf Quelle benutzt.

Die Länge des Zeitfensters spielt dagegen kaum eine Rolle. Wichtig ist nur, dass es lang genug ist, um den gesamten messbaren Ausläufer des Neutronensignals zu erfassen. Wenn das Zeitfenster jedoch zu lang gewählt wird, erhöht sich der Einfluss des Rauschens. Deshalb wurde ein Wert von 200 ns gewählt.

4.2.3 Ergebnisse

In Abb. 4.7 sieht man einen typischen Datensatz: Links ist der Ausläufer gegen den Gesamtpuls aufgetragen, rechts ist noch die Transformation aus Gl. 4.1 durchgeführt worden. Durch geschickte Wahl des Transformationsparameters t kann man einen horizontalen Schnitt zwischen Neutronen und Gammas legen. Der Schnitt auf den PSD-Parameter wurde so festgelegt, dass das ein möglichst reines Neutronensample erzeugt wird, ohne die Effizienz auf Neutronen zu stark zu verringern. Der Transformationsparameters t und der Schnitt auf den PSD-Parameter werden dabei für jeden Zähler einzeln optimiert.



(a) Gesamtpuls gegen Ausläufer angetragen

(b) Transformiert nach Gl. 4.1 mit $t = 150$ und einem Schnitt von 2,2

Abbildung 4.7: PSD

$$PSD - Parameter = \frac{Gesamtpuls + t}{Ausläufer} \quad (4.1)$$

Um die Funktionsweise der PSD zu überprüfen kann nun der PSD-Parameter gegen die Flugzeit aufgetragen werden. In Abb. 4.8 erkennt man deutlich, dass die Einteilung durch den PSD-Parameter sich sehr gut mit den Erwartungen deckt. In Tab. 4.1 sind die Effizienzen aufgetragen.

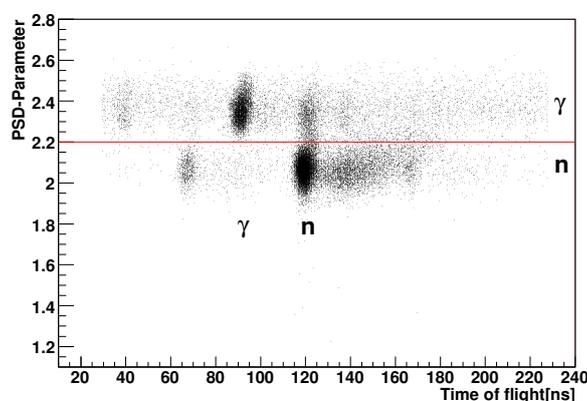


Abbildung 4.8: PSD-Parameter angetragen gegen die Flugzeit

Man erkennt, dass wie in Kap. 3.4.1 beschrieben einige Neutronen fälschlicherweise als Gammas erkannt werden (false negative), weil sie durch (n,γ) -Prozesse wechselwirken. Es treten jedoch so gut wie keine Gammas als Neutronen in Erscheinung (false positive). Da nur die Neutronen von Bedeutung sind und durch die NE213 keine absoluten Flüsse gemessen werden sondern nur relative Verteilungen, führen die false negatives zu keinerlei Problemen. In Tab. 4.1 kann man ablesen, dass nur 1,1% der Teilchen als Neutronen identifiziert wurden, obwohl sie laut Flugzeitmessung² Gammas waren.

Echtes Teilchen (TOF)	Mit PSD Identifiziert als	
	Neutron	Gamma
Neutron	60,1%	1,1%
Gamma	9,9%	28,8%

Tabelle 4.1: Effizienzen für Kanal 4 unter 0° und einem PSD-Cut von 2,2

4.3 Energieverteilung der Neutronen

Um die Flugzeit der Neutronen zu bestimmen, misst man den zeitlichen Abstand des Neutrons zum Gammapeak. Da die Gammas aber ebenfalls eine endliche Geschwindigkeit haben, muss man deren Flugzeit in Gl. 4.2 wieder abziehen. Man erhält sie aus der Lichtgeschwindigkeit c und der Entfernung s zwischen der Mitte des Wasserstofftargets

²auch time of flight, kurz TOF genannt

und der Mitte des Szintillators im NE213-Zählers die Flugzeit:

$$TOF = tdc(n) - tdc(\gamma) + \frac{s}{c} \quad (4.2)$$

Aus $E = m_0 \cdot c^2 \cdot \gamma$ folgt dann mit der Neutronenmasse m_{n0} :

$$E_n = m_{n0} \cdot c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{s}{TOF \cdot c}\right)^2}} - 1 \right) \quad (4.3)$$

Mit der vorgestellten Pulse Shape Discrimination besteht nun eine Möglichkeit, ein Flugzeitspektrum zu erstellen, in dem ausschließlich Neutronen vorhanden sind. Damit lässt sich die Energie der Neutronen bestimmen, die aufgrund des quadratischen Terms in Gl. 4.3 im Vergleich zum Flugzeitspektrum etwas gestaucht wird.

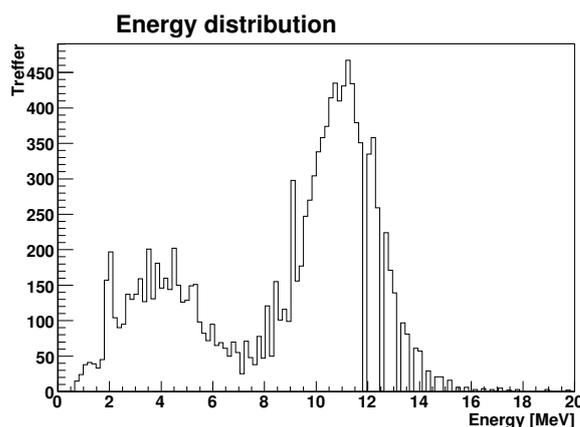


Abbildung 4.9: Energieverteilung unter 0° nach Schnitt auf PSD-Parameter. Die leeren Bins entstehen, aufgrund der nichtlinearität von Gl. 4.3. Bei hohen Energien wird die Verteilung gestreckt, dadurch ist der Abstand zwischen zwei Kanälen im TDC größer als die Breite der Bins in der Energieverteilung

Um den Fehler auf die Energieverteilung zu bestimmen wird der Fehler auf die Flugzeit benötigt. Um den Zeitpunkt des Gammapeaks festzulegen wird der Mittelwert der Ankunftszeit aller Gammas verwendet. Daher wird der Fehler auf die Einzelmessung noch durch \sqrt{n} geteilt:

$$\sigma_{\text{Gammapeak}} = \frac{1,5 \text{ ns}}{\sqrt{4806}} = 0,02 \text{ ns} \quad (4.4)$$

Als Fehler der Einzelmessung wird nur der Fehler der Elektronik verwendet. Der Fehler aufgrund der Länge des ^{11}B -Bunches, des Targets und des Detektors sind bereits im

Fehler der Zeitmessung der Neutronen einkalkuliert und dürfen nicht doppelt berechnet werden. Damit ist klar, dass der Fehler auf die Flugzeitmessung der Neutronen alleine durch den Fehler der Zeitmessung der Neutronen von 2,2 ns dominiert wird. Da Gl. 4.3 sehr unsymmetrisch ist, wird zur Fehlerbestimmung der Energie die Minimax-Methode angewendet. Daraus ergibt sich für die Neutronen in der Nähe von 11 MeV ein Fehler von $^{+1,5}_{-1,3}$ MeV. Dieser Fehler ist gut verträglich mit der Breite des Peaks in Abb. 4.9

4.4 Untergrundsubtraktion

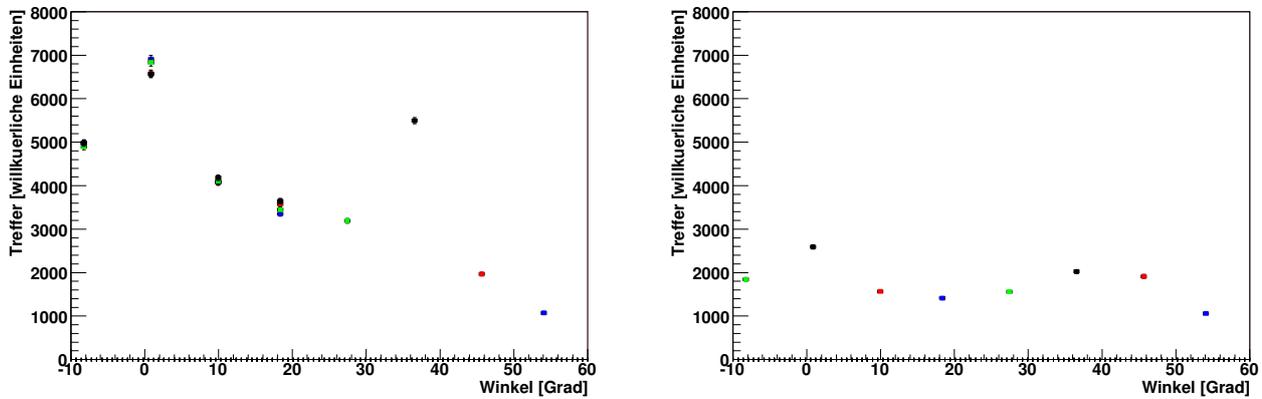
Die im Target produzierten Neutronen lassen sich grob in zwei Kategorien aufteilen, Neutronen aus der $^1\text{H}(^{11}\text{B},n)^{11}\text{C}$ -Reaktion und Neutronen aus dem restlichen Targetmaterial. Für erstere existiert eine Vorhersage des Wirkungsquerschnittes, der Energie und der Winkelverteilung (siehe Kap. 2.9). Sie sind weitestgehend monoenergetisch und stellen somit die geeignete Möglichkeit dar, die MDT-Kammer zu untersuchen. Die im Targetmaterial produzierten Neutronen entstehen in einer Vielzahl unterschiedlicher Reaktionen, von denen die Wirkungsquerschnitte nur teilweise und die Neutronenenergie fast gar nicht bekannt sind. Sie haben ausserdem eine deutlich breitere Energieverteilung, deren Schwerpunkt bei nur 4 MeV liegt.

Damit ist klar, dass für die eigentliche Messung nur die im Wasserstoff erzeugten Neutronen benutzt werden sollten, und dass es sich bei den im Target produzierten Neutronen um Untergrund handelt. Da dieser Untergrund jedoch nicht vermeidbar ist, wurden die wichtigen Messungen jeweils mit und ohne Wasserstoff im Target durchgeführt. Da die Produktion der Untergrundneutronen nicht vom Wasserstoff abhängt, können dann die Ergebnisse der beiden Messungen voneinander subtrahiert werden und es bleibt nur der Anteil der im Wasserstoff produzierten Neutronen übrig. Auch der Beitrag der Gammas, die im Beamstopp erzeugt wurden und den 9,5 cm dicken Bleiabsorber durchdringen konnten, wird auf diese Weise beseitigt.

Dass dieses Prinzip funktioniert, kann man z.B. gut in Abb. 4.2(b) erkennen. Der niederenergetische Neutronenuntergrund ist mit und ohne Wasserstoff im Target fast identisch. Der Peak um 11 MeV dagegen entsteht nur mit Wasserstoff im Target.

4.5 Winkelverteilung der Neutronen

Um eine winkelabhängige Intensität- und Energieverteilung der Neutronen zu messen, wurden mehrere Messungen durchgeführt, bei denen die Zähler sukzessive vertauscht und weiter nach außen gesetzt wurden. Um stets gleiche Winkel zu erreichen, wurden die in die Bodenplatte gesetzten Bohrungen verwendet und der exakte Winkel zum Target später gemessen.



(a) Winkelverteilung mit Wasserstoff im Target.

(b) Winkelverteilung ohne Wasserstoff im Target.

Abbildung 4.10: Winkelverteilungen mit und ohne Wasserstoff im Target. Es wurden mehrere Messungen durchgeführt, jede Farbe entspricht einem der vier Detektoren

Da die NE213-Zähler alle unterschiedliche Effizienzen haben, wurden diese erst aufeinander kalibriert. Dafür wurden vier Messungen bei gleichem Strahlstrom durchgeführt. Jeder der vier Zähler wurde dabei auf jedem der vier Winkel -8.2° , 0.9° , 9.8° und 18.9° vermessen. Daraus ergibt sich für jeden Zähler ein in Anh. A.3 angegebener Kalibrationsfaktor.

Leider gibt es aufgrund des komplexen Aufbaus des Targets keine zuverlässigen Simulationen für die Winkelabhängigkeit des Neutronenuntergrundes aus Targetfolie und Beamstopp. Daher können die Werte in Abb. 4.10 nicht mit Simulationen verglichen werden, da auch in Abb. 4.10(a) der Anteil des Untergrundes enthalten ist.

Die einzige zur Verfügung stehende Simulation beschränkt sich auf die Neutronen, die im Wasserstoff entstehen. Um diese Simulation zu überprüfen kann nun ebenfalls eine Untergrundsubtraktion durchgeführt werden. Da beide Winkelverteilungen in Abb. 4.10 unter gleichen Bedingungen aufgenommen wurden, kann man die Daten aus Abb. 4.10(b) von denen aus Abb. 4.10(a) abziehen. So erhält man eine Winkelverteilung in der ausschließlich im Wasserstoff erzeugte Neutronen enthalten sind. In Abb. 4.11 wurde diese Untergrundsubtraktion durchgeführt und man kann gut die Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung erkennen. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass nur eine relative Winkelverteilung gemessen wurde. Die Simulation wurde also zum Vergleich mit der Messung entlang der Y-Achse geeignet skaliert.

Der Fehler wurde durch quadratische Addition der statistischen und systematischen Fehler berechnet. Die Effizienz der NE213-Zähler hat eine nicht genau bekannte energieabhängige Effizienz. Da Winkel und Energie direkt korreliert sind, wirkt sich das auch auf

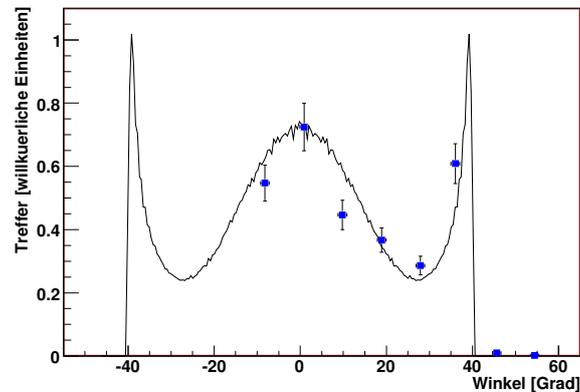


Abbildung 4.11: Winkelverteilung der im Wasserstoff erzeugten Neutronen ohne Bleiabschirmung. Die Geant4-Simulation ist als durchgezogene Linie gezeichnet, die Messpunkte sind blau eingezeichnet

die hier gemessene Winkelverteilung aus. Der dadurch entstehende Fehler liegt in der Größenordnung von 10%.

4.6 Winkelabhängige Energieverteilung der Neutronen

Die Geant4-Simulation macht eine Vorhersage für die winkelabhängige Energie der Neutronen, die anhand der Messungen verifiziert werden kann. Hierfür wurden zwei Messungen durchgeführt, bei denen die NE213-Zähler auf den Positionen -8.2° , 0.9° , 9.8° und 18.9° beziehungsweise auf 27.9° und 36° positioniert wurden. Unter Winkeln über 41° ist ohne Bleiabsorber kein Peak von im Wasserstoff produzierten Neutronen mehr nachweisbar. Für jeden Zähler wurden dann die Zeitpunkte des Gamma- und des Neutronenpeaks durch Anpassung einer Gaußkurve gefittet und daraus nach Gl. 4.2 und Gl. 4.3 die Energie der Neutronen berechnet. Die genauen Daten finden sich in Anh. A.4, der Vergleich zwischen gemessenen Daten und Geant4-Simulation ist in Abb. 4.12 zu sehen. Als Fehler wurde wieder ein Fehler von 2,1 ns auf die Zeitauflösung der Neutronen angenommen. Der Fehler auf den Winkel beträgt 1° .

Der Peak der niederenergetischen Neutronen ist unter 36° durch den Peak der hochenergetischen Neutronen überdeckt. Unter niedrigeren Winkeln hat der niederenergetischen Ast einen recht kleinen Wirkungsquerschnitt und ist dadurch vom Untergrund vollständig überdeckt. Selbst eine Untergrundabstraktion hilft hier nicht die Peaks zu erkennen. Allerdings zeigen die fünf gemessenen Punkte bereits eine sehr gute Übereinstimmung mit der Simulation und bestätigen somit erneut die Ergebnisse Geant4-Simulationen.

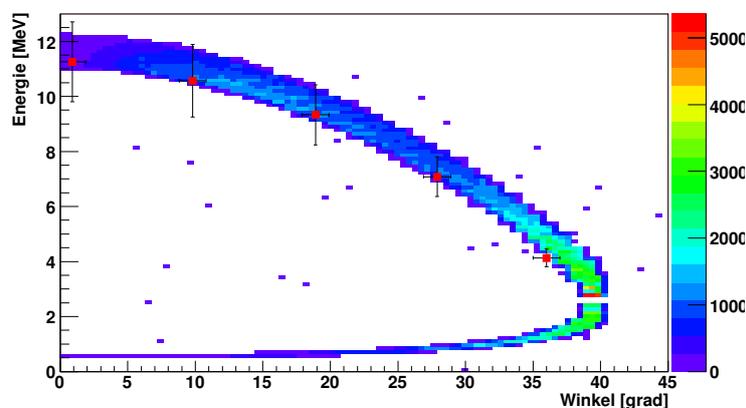


Abbildung 4.12: Energieabhängigkeit der im Wasserstoff erzeugten Neutronen ohne Bleiabschirmung. Die Geant4-Simulation ist farbig eingezeichnet, die Messpunkte rot

4.7 Neutronenfluss

Ein Hauptziel dieser Arbeit ist die Bestimmung der Neutroneneffizienz der MDT-Kammern. Hierzu einerseits die Zählrate, die auf wechselwirkende Neutronen zurückzuführen ist, bestimmt werden, andererseits muss auch der Neutronenfluss in den MDT-Röhren möglichst genau bekannt sein. Es gibt zwei Möglichkeiten diesen zu bestimmen, deren Ergebnisse im folgenden vorgestellt und verglichen werden. Dabei wird jeweils der Neutronenfluss pro Sterad und Nanoampere angegeben, um die Zahlenwerte vergleichen zu können.

4.7.1 BF₃-Zähler

Der in Kap. 3.2 vorgestellte BF₃-Zähler ist nicht sensitiv auf Gammas oder andere Strahlungsarten und somit gut geeignet, absolute Neutronenflüsse zu messen. Um den Neutronenfluss unter 0° (Φ_0), der aus den im Wasserstoff erzeugten Neutronen besteht, zu bestimmen, wird wieder eine Untergrundsubtraktion durchgeführt, das heißt die Messung wird einmal mit Wasserstoff und einmal ohne Wasserstoff durchgeführt. Aus der Entfernung des Detektors vom Target von $261 \text{ cm} \pm 2 \text{ cm}$, der effektiven sensitiven Fläche des BF₃-Zählers von $0,34 \text{ cm}^2 \pm 0,02 \text{ cm}^2$, dem Strahlstrom I_B und einer Messdauer von $t = 120 \text{ s}$ lassen sich mithilfe folgender Zählraten nach Gl. 4.5 die Neutronenflüsse pro Sterad unter 0° errechnen.

Der Neutronenfluss berechnet sich dann aus

$$\frac{\Delta\Phi_0}{\Delta\Omega} = \frac{(N_w - N_o) \cdot \kappa}{t \cdot \Delta\Omega \cdot I_B}, \quad (4.5)$$

wobei $\Delta\Omega$ der Raumwinkel ist, den der Detektor einnimmt. Er ergibt sich aus $\Delta\Omega = \frac{0,34\text{cm}^2}{(261\text{cm})^2} \cdot N_w$ und N_o sind dabei die vom BF₃-Zähler gemessenen Zählraten.

Dabei muss man allerdings noch beachten, dass der BF₃-Zähler relativ alt ist und die Effizienz etwas nachgelassen hat. Die letzte Kalibrierung des Gerätes war 2003. Dafür wurde der vom BF₃-Zähler angezeigte Neutronenfluss mit dem Wert eines geeichten BF₃-Zählers verglichen. Es wurde allerdings eine Am-Be-Neutronenquelle verwendet, die ein sehr breites Neutronenspektrum im niedrigen MeV Bereich emittiert. Da die Effizienz der Zähler von der Energie der Neutronen abhängt, ist nicht klar, ob der verwendete BF₃-Zähler auch auf 11 MeV Neutronen weniger effizient geworden ist oder ob die Alterungserscheinungen nur für niederenergetische Neutronen relevant sind. Der Kalibrierungsfaktor κ beträgt 1,1, jedoch ist ein Fehler von $\pm 0,2$ durchaus realistisch[20].

Mit dem letztendlich verwendeten Target wurden mehrere Messungen mit unterschiedlichen Strahlströmen durchgeführt, die in Anh. A.5 aufgelistet sind. Daraus wurden folgende Mittelwerte der Neutronenflüsse mit und ohne Wasserstoff im Target gewonnen:

	n_w (Mit H ₂) [$\frac{1}{\text{nA}}$]	n_o (Ohne H ₂) [$\frac{1}{\text{nA}}$]	Neutronenfluss $\frac{\Delta\Phi_0}{\Delta\Omega}$ [$\frac{1}{\text{s}\cdot\text{sr}\cdot\text{nA}}$]
Mit Bleiabsorber (9,5 cm)	$26,1 \pm 0,7$	$10,3 \pm 0,3$	$(29,0 \pm 3,3) \cdot 10^3$
Ohne Bleiabsorber	$57,4 \pm 1,1$	$21,3 \pm 0,7$	$(66,2 \pm 7,6) \cdot 10^3$

Tabelle 4.2: Mittelwerte der Messungen zur Neutronenzählraten und Flüssen

Der angegeben Fehler ist eine Kombination der statistischen Fehler von n_w und n_o , die in Anh. A.5 angegeben sind, und den oben genannten systematischen Fehlern. Dabei wurde vereinfachend angenommen, dass alle Fehler gaußverteilt sind und eine gaußsche Fehlerrechnung durchgeführt. Die Bleiabschirmung sorgt damit für eine Abschwächung um einen Faktor $2,3 \pm 0,1$, wobei als Fehler die gaußsche Fehlerfortpflanzung aus den statistischen Fehlern benutzt wurde. Die systematischen Fehler heben sich bei der Bestimmung des Faktors gegenseitig auf.

4.7.2 Theoretische Überlegungen

Aus DROSG2000 (siehe Kap. 2.8) kann man den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion unter 0° in Abhängigkeit der Energie darstellen und damit den durchschnittlichen Wirkungsgrad für die Reaktion errechnen (siehe Abb. 2.9). Wenn man über den, dem ¹¹B zur Verfügung stehenden Energiebereich von 51,2 MeV bis 55,2 MeV mittelt, erhält man einen Wirkungsquerschnitt von $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 163 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$

Aus dem idealen Gasgesetz $Nk_bT = pV$ erhalten wir die Anzahl der Wasserstoff-Moleküle N_m pro Fläche A , dabei ist $l = 2,9\text{cm}$ die Länge des Targets, $p = 2,9\text{bar}$ der absolute Druck des Wasserstoffs im Target und $T = 300\text{K}$. Die Näherung des idealen Gases ist

bei Wasserstoff in diesem Fall gerechtfertigt, da der Druck um einiges kleiner ist, als der Druck des kritischen Punktes. Damit ergibt sich eine Flächendichte der H₂-Moleküle zu:

$$\frac{N_m}{A} = \frac{p \cdot l}{k_b \cdot T} = \frac{0,29 \cdot 10^6 \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \cdot 0,029 \text{ m}}{1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \cdot 300 \text{ K}} = 2,03 \cdot 10^{24} \frac{1}{\text{m}^2}. \quad (4.6)$$

Um daraus die Flächendichte der Wasserstoffkerne s_k zu erhalten, muss man noch berücksichtigen, dass jedes Wasserstoffmolekül aus zwei Wasserstoffatomen besteht:

$$s_k = 2 \cdot \frac{N_m}{A} = 4,06 \cdot 10^{24} \frac{1}{\text{m}^2}. \quad (4.7)$$

Da fünffach positiv geladene ¹¹B -Ionen verwendet werden ist $q = 5 \cdot e$. Der Neutronenfluss pro Sterad und Nanoampere ergibt sich dann zu:

$$\frac{d\Phi_0}{d\Omega} = s_k \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{1}{q} = (82,7 \pm 4,9) \cdot 10^3 \frac{1}{\text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{nA}} \quad (4.8)$$

Als Fehler werden hier $\pm 0,1$ cm auf die Targetlänge, $\pm 0,1$ bar auf den Druck und ± 10 K auf die Temperatur angenommen. Dabei werden wieder alle Fehler als Gaußverteilt angenommen und der Gesamtfehler nach Gaußscher Fehlerrechnung bestimmt. Der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt wird in Kap. 4.9 diskutiert.

4.7.3 Geant4-Simulation

In Kap. 2.9 wurde eine Geant4 Simulation vorgestellt, die mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten aus DROSG2000 eine komplette Winkelverteilung der Neutronen simuliert. In dieser Simulation sind auch die niederenergetischen Neutronen aus der ¹H(¹¹B,n)¹¹C-Reaktion enthalten und es kann der Einfluss der Bleiabschirmung simuliert werden. Dafür wurden jeweils eine Million Ereignisse mit bzw. ohne Bleiabschirmung simuliert. Gezählt wurden alle Neutronen, die in 2,60 m Abstand in einem Kegel mit 5° Öffnungswinkel um das Ende des Targets auftreffen. Dadurch wird zwar nicht exakt der Neutronenfluss unter 0° ermittelt, sondern über einen Bereich 2,5° gemittelt, was aber eine berechnete Näherung ist, da der BF3-Zähler ebenfalls einen Winkel von -2,5° bis +2,5° abdeckt. In der durchgeführten Simulation trafen ohne Bleiabsorber $n = 6992$ und mit Bleiabsorber $n = 2818$ Neutronen der jeweils 1.000.000 erzeugten Neutronen in diesem Winkelbereich ein. Um aus diesem Verhältnis den Fluss Φ_0 zu berechnen, braucht man den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion von 155,5 mb aus Gl. 2.1 und setzt diesen in Gl. 4.9 ein.

$$\frac{\Delta\Phi_0}{\Delta\Omega} = \overline{\sigma_{tot}} \cdot s_k \cdot \frac{1}{q} \cdot \frac{n}{1000000} \cdot \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot (1 - \cos(2,5^\circ))} \quad (4.9)$$

In diesem Fall berechnet sich der Raumwinkel $\Delta\Omega = 2 \cdot \pi \cdot (1 - \cos(2,5^\circ))$ aus dem halben Öffnungswinkel des Bereichs in dem Neutronen gezählt wurden. Daraus ergibt sich ohne Bleiabsorber ein Fluss pro Nanoampere Strahlstrom von $(92,1 \pm 5,7) \frac{1}{\text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{nA}}$ und mit Bleiabsorber von $(37,1 \pm 2,2) \frac{1}{\text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{nA}}$. Da die Wirkungsquerschnitte für diese Methode ebenfalls aus DROSG2000 stammen, ist es naheliegend, dass die Ergebnisse mit denen aus Kap. 4.7.2 übereinstimmen. Dass die Werte der Geant4-Simulation etwas höher sind, lässt sich dadurch erklären, dass hier auch die niederenergetischen Neutronen mitberücksichtigt werden. Der Fehler setzt sich aus dem Fehler auf s_k und dem statistischen Fehler zusammen, die quadratisch summiert wurden. Der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt wird in Kap. 4.9 diskutiert. Der Bleiabsorber reduziert also den Neutronenfluss laut Geant um einen Faktor $2,37 \pm 0,05$.

4.7.4 NE213-Zähler

Prinzipiell wäre es auch möglich den Neutronenfluss aus den NE213-Zählern zu bestimmen, dabei gibt es jedoch einige Hindernisse. Die Zähler wurden für das AMPOHRA-Experiment entwickelt[10, 18] wo Neutronen mit einer Energie unter 2 MeV detektiert werden sollten. Da der Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion für 2 MeV Neutronen größer ist als für 11 MeV Neutronen sinkt bei höherer Energie die Effizienz. Dadurch wechselwirken bei 11 MeV nur mehr ca. 52% der Neutronen. In Tab. 4.1 sieht man auch, dass ein Teil der Neutronen die Signatur eines Gammas hinterlassen. Dadurch ist die tatsächliche Effizienz des NE213-Detektors für Neutronen nur in der Größenordnung von 25% und auch nur sehr ungenau bekannt. Da die Effizienz der NE213-Zähler auch noch abhängig von der Energie der Neutronen ist, wäre eine Bestimmung des totalen Neutronenflusses aus den NE213-Zählern zu aufwendig gewesen.

Die Wirkung des Bleiabsorbers auf den Neutronenfluss unter 0° kann dagegen sehr leicht bestimmt werden. Dazu werden die Zählraten mit und ohne Bleiabsorber verglichen. Dabei sieht man, dass das Blei den Neutronenfluss um einen Faktor 2,5 verringert. Dieser Wert deckt sich gut mit den Ergebnissen des BF_3 -Zählers und der Geant4-Simulation.

Der statistische Fehler auf den Faktor 2,5 beträgt dabei nur 2%, Der systematische Fehler auf diesen Faktor ist schwer abzuschätzen, aber ist wohl um einiges größer als der statistische. Einer der möglichen systematischen Fehler ist die energieabhängige Effizienz der NE213-Zähler. Da die Bleiabschirmung die durchschnittliche Energie der Neutronen verändert, hat die Effizienz direkten Einfluss auf den Faktor.

4.7.5 Neutronenfluss in der MDT-Kammer

Um den Neutronenfluss in den MDT-Kammern zu bestimmen, kann man die in Abb. 4.5 gewonnene Winkelverteilung mit dem absoluten Fluss unter 0° kombinieren, muss aber

mit gewissen Einschränkungen leben. Zum Beispiel ist die Winkelverteilung der Neutronen abhängig von der Einschussenergie des ^{11}B und diese, aufgrund des Energieverlusts im Wasserstoff, wiederum vom Ort der Reaktion im Wasserstofftarget. Für die Winkelverteilung in großer Entfernung kann man das Target noch als punktförmig annehmen, da die Kammer aber nur 19 cm vom Target entfernt ist, hat die Targetlänge von 3 cm bereits einigen Einfluss. Sobald auch noch das Blei hinzukommt, dessen Einfluss auf die Neutronen nicht einfach analytisch beschreibbar ist, wird es sehr schwer, den Neutronenfluss in den MDT-Rohren aus dem Fluss unter 0° abzuleiten.

Wie bereits gezeigt wurde, stimmen die Vorhersagen für die Winkelverteilung (Kap. 4.5), die Energieverteilung (Kap. 4.3) und die winkelabhängige Energieverteilung (Kap. 4.6) sehr gut mit den Ergebnissen der Geant4-Simulation überein. Auch die Auswirkungen des Bleiabsorbers auf den Strahlstrom werden korrekt vorhergesagt. Daher liegt es nahe, diese Simulation auch für die Ermittlung des Neutronenflusses in der Kammer zu verwenden. Dabei muss man jedoch im Auge behalten, dass die Vorhersagen für den Neutronenfluss um über 30% von den gemessenen Werten abweichen, was jedoch mit den in Kap. 2.8 gemachten Beobachtungen übereinstimmt, dass DROSG2000 deutlich höhere Wirkungsquerschnitte angibt, als andere Quellen.

Für folgende Rechnungen wurden die Daten der in Kap. 2.9 beschriebenen Simulationen verwendet, insbesondere die Zahl der Neutronen, die ein einzelnes Rohr durchqueren. Von den eine Million erzeugten Neutronen durchqueren 30744 Neutronen Rohr 13³, was sich anhand einer zu Gl. 4.9 sehr ähnlichen Gleichung in einen Neutronenfluss umrechnen lässt. Allerdings ist dieser Neutronenfluss nicht mehr pro Nanoampere angegeben, sondern bei dem tatsächlich verwendeten Strahlstrom von 65 nA.

$$\Phi_{MDT} = \overline{\sigma}_{tot} \cdot s_k \cdot \frac{65 \text{ nA}}{q} \cdot \frac{n}{1.000.000} \quad (4.10)$$

Für Rohr 13 ergibt sich daraus eine Neutronenrate von $1,58 \cdot 10^5$. Die Werte für sämtliche Rohre finden sich in Anh. A.6. Der statistische Fehler beträgt dabei $\frac{\sqrt{(n)}}{n}$ und beträgt für alle Rohre weniger als 0,6% und ist damit deutlich geringer als die später zu diskutierenden systematischen Fehler.

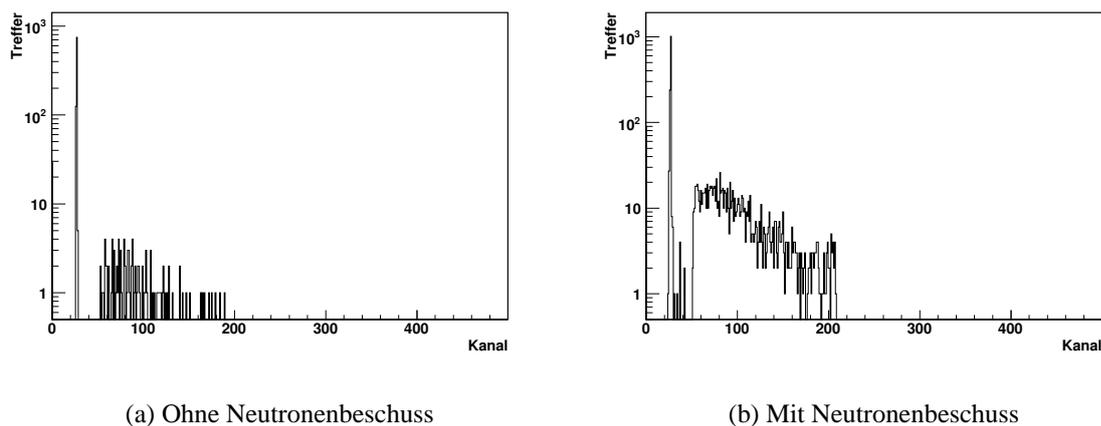
Da die Rohre einen Durchmesser von 3 cm und einer Länge von 9,4 cm haben, entsprechen 12,1 kHz einem Wert von $5,6 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$. Dieser Wert liegt in der Größenordnung der am LHC erwarteten Neutronenflüsse.

³Rohr 13 wurde exemplarisch ausgewählt, weil es unter 0° liegt und das am weitesten vom Wasserstofftarget entfernte Rohr ist

4.8 Neutroneneffizienz der MDT-Kammern

4.8.1 Spektren der Kammer

Um die Neutroneneffizienz der Kammer zu berechnen, ist es nötig, die Spektren, die die MDT-Testkammer liefert, zu verstehen. In Abb. 4.13(a) ist ein von der MDT-Kammer aufgenommenes Spektrum ohne Neutronenbeschuss zu sehen. Als Trigger wurde der Zufallstrigger verwendet, weswegen in diesem Datensatz kaum Myonen oder andere ionisierenden Teilchen vorkommen sollten. Der Peak bei Kanal 27 besteht also aus elektronischem Rauschen. Dann wurde die Kammer mit Neutronen beschossen und wieder mit einem Zufallstrigger ausgelesen. Man sieht in Abb. 4.13(b), dass die Neutronen Signale hinterlassen, die deutlich höher sind als die des elektronischen Rauschens. Um nun die Zahl der tatsächlichen Treffer zu ermitteln, summiert man die Zahl aller Treffer von Kanal 45 bis 500.



(a) Ohne Neutronenbeschuss

(b) Mit Neutronenbeschuss

Abbildung 4.13: Spektrum der MDT-Kammer, Rohr 13

4.8.2 Verhalten mit Strahl

In der ermittelten Zahl der tatsächlichen Treffer sind aber auch Untergrundtreffer enthalten, zum Beispiel von Neutronen, die im Material der Targetzelle, im Beamstopp oder in der Eintrittsfolie erzeugt wurden, oder von den wenigen Gammas, die den Bleiabsorber durchdringen konnten. Um nur den Einfluss der Wasserstoff-Neutronen zu erhalten, wird wieder eine Untergrundsubtraktion durchgeführt. Dafür wurden fünf Messungen durchgeführt, zwischen denen jeweils nur der Druck des Wasserstoffs in der Targetzelle verändert wurde.

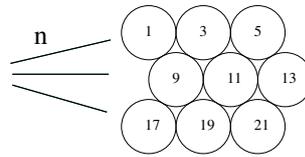


Abbildung 4.14: Rohrnummern und Position relativ zum Wasserstofftarget

In Abb. 4.15 erkennt man sehr deutlich den Einfluss des Wasserstoffdrucks auf die Trefferraten der Rohre. Wichtig ist dabei die Anzahl der tatsächlichen Treffer pro Triggervorgang, wobei wieder zufällig getriggert wurde. Auch die Tatsache, dass die weiter hinten befindlichen Rohre weniger Treffer bekommen als die weiter vorne gelegenen, lässt sich gut erkennen (siehe Abb. 4.14). Die einzige Ausnahme davon ist Rohr 21, von dem aber bereits bekannt ist, dass es mehr Treffer registriert als andere Rohre. Dies liegt vermutlich an der Einspeisung der Hochspannung in die MDT-Kammer, die sich sehr nahe bei Rohr 21 befindet und dadurch erhöhtes elektronisches Rauschen erzeugt.

Auffällig ist auch, dass die Messung mit 2903 mbar Druck in allen Rohren mehr Treffer hat als die Messung mit 3040 mbar, obwohl man es genau andersherum erwarten würde. Ähnlich ist es bei den beiden Messungen mit evakuiertem Target. Dort würde man für beide Drück gleich hohe Trefferraten erwarten, sieht aber, dass eine Messung in acht von neun Rohren höhere Trefferraten aufweist. Der Unterschied zwischen den jeweiligen Messungen liegt in einer Größenordnung von $0,5 \cdot 10^{-5}$ Treffer pro Trigger. Beides lässt sich verstehen, wenn man die chronologische Reihenfolge (erkennbar an der Nummerierung der Dateinamen in Abb. 4.15) betrachtet: Die früher gemachten Messungen zeigen beide Male die höheren Trefferraten, da die MDT-Kammer vor dem Beginn der Messung 2 Stunden lang kontinuierlich mit Neutronen beschossen wurde. Wie wir später sehen werden, liegt der Effekt der Aktivierung in der gleichen Größenordnung.

Für die Auswertung werden die Mittelwerte der Messungen ohne Wasserstoff von denen mit Wasserstoff abgezogen. Dadurch fällt sowohl der Untergrund aus nicht im Wasserstoff erzeugten Neutronen weg als auch der Anteil durch radioaktive Aktivierung der Kammer.

$$Treffer = \frac{n_{h1} + n_{h2}}{2} - \frac{n_{o1} + n_{o2}}{2} \quad (4.11)$$

Dabei sind n_{h1} und n_{h2} die beiden Messungen mit 3 bar Wasserstoff, n_{o1} und n_{o2} die beiden Messungen ohne Wasserstoff.

Für Rohr 13 erhält man somit $7,1 \cdot 10^{-5}$ Treffer pro Trigger, die restlichen Daten finden sich in Anh. Anh. A.6. Das Zeitfenster, in dem ein registrierter Puls auf dem Zähl draht auch tatsächlich ausgelesen wird ist (1190_{-80}^{+20}) ns lang (siehe Kap. 3.5.1). Durch diese effektive Messzeit pro Trigger werden die Treffer pro Trigger dividiert, um die Treffer

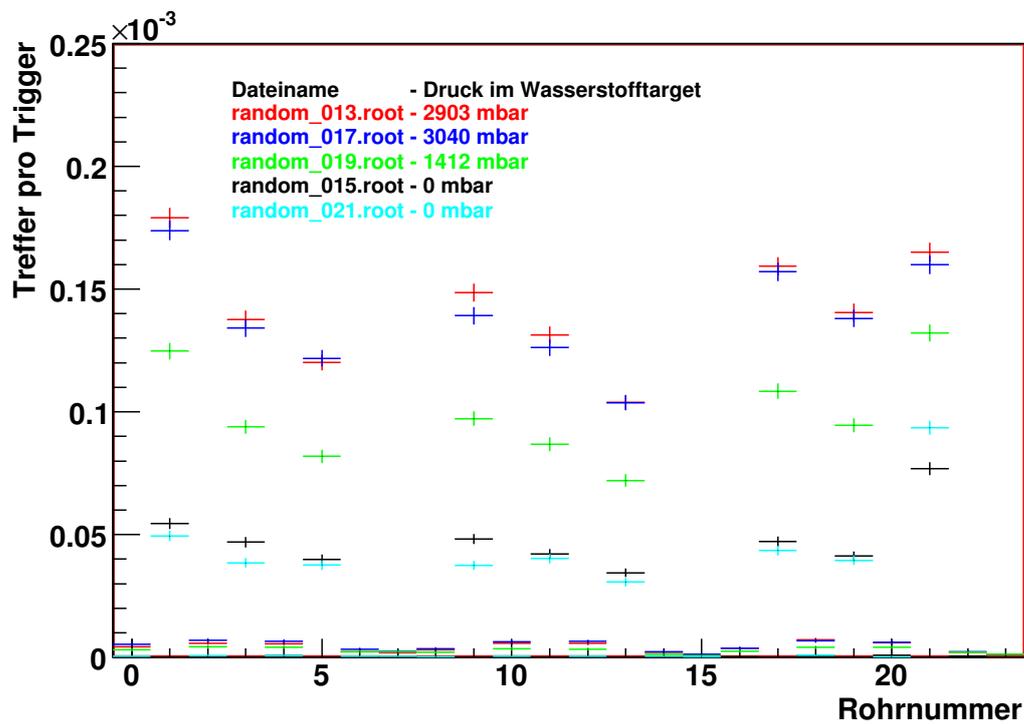


Abbildung 4.15: Vergleich der Signale bei unterschiedlichen Wasserstoffdrücken. Bei Rohr 13 überdeckt der blaue Messpunkt den Roten. Man sieht ausserdem, dass auch die garnicht existenten Rohre Treffer anzeigen. Die Elektronik scheint also auch in sehr kleinem Maße auf Neutronen anzusprechen

pro Sekunde (cps) zu erhalten:

$$cps = \frac{\frac{\text{Treffer}}{\text{Trigger}}}{\frac{\text{Zeit}}{\text{Trigger}}} \quad (4.12)$$

Für Rohr 13 ergibt sich daraus ein Wert von 56,8 cps, das heißt dass auf die gesamte Länge des Rohrs 56,8 Signale pro Sekunde erzeugt werden, die ausschließlich aus im Wasserstoff erzeugten Neutronen kommen. Da man aus Kap. 4.7.5 den Fluss der im Wasserstoff erzeugten Neutronen durch die einzelnen Rohre kennt, kann man nun die Neutroneneffizienz ε der MDT-Rohre berechnen, also die Wahrscheinlichkeit mit der ein Neutron, das ein Rohr durchquert, dort ein Signal hinterlässt.

$$\varepsilon = \frac{cps}{\Phi_{MDT}} \quad (4.13)$$

Als statistischer Fehler ergibt sich für Rohr 13 aus der gaußschen Fehlerfortpflanzung ein relativer Fehler von 3,5%:

$$\frac{\Delta_{\varepsilon}^{stat}}{\varepsilon} = \sqrt{\frac{n_{h1} + n_{h2} + n_{o1} + n_{o2}}{(n_{h1} + n_{h2} - n_{o1} - n_{o2})^2} + \frac{1}{n_{geant}}} \quad (4.14)$$

Dabei ist n_{geant} die Zahl der von Geant im Rohr simulierten Treffer. Für alle Rohre zusammen ergibt sich ein relativer statistischer Fehler von 1,0%.

Da dieser Wert prinzipiell unabhängig von der Fläche der Kammer ist, kann man davon ausgehen, dass er in ähnlichem Maße auch für die großen MDT-Kammern gilt. In Tab. 4.3 sind die gemessenen Effizienzen der einzelnen Rohre dargestellt. Als Mittelwert der Effizienz ergibt sich $3,99 \cdot 10^{-4}$ und als Standardabweichung $2,1 \cdot 10^{-5}$.

4.9 Fehlerbetrachtung

Es gibt eine Reihe von Fehlerquellen, die die Messung der Effizienz beeinflussen, wobei die meisten davon systematischer Art sind.

- Der **Wirkungsquerschnitt** der Reaktion ist in DROSG2000 um bis zu 25% höher als in anderen Veröffentlichungen und der mit Wirkungsquerschnitten aus DROSG2000 ermittelte Neutronenfluss mit Bleiabsorber liegt um 39% über dem mit dem BF3-Zähler gemessenen Fluss. Daher wird nach oben ein Fehler von 39% veranschlagt.

Rohr	Effizienz
1	$4,31 \cdot 10^{-4}$
3	$3,94 \cdot 10^{-4}$
5	$4,19 \cdot 10^{-4}$
9	$3,61 \cdot 10^{-4}$
11	$3,84 \cdot 10^{-4}$
13	$3,80 \cdot 10^{-4}$
17	$3,95 \cdot 10^{-4}$
19	$4,26 \cdot 10^{-4}$
21	$4,00 \cdot 10^{-4}$
\emptyset	$3,99 \cdot 10^{-4} \pm 2,1 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.3: Effizienzen der verschiedenen Rohre für Neutronen

- Auch die Effizienz des **BF3-Zählers** ist nicht exakt bekannt, da die letzte Kalibration 3 Jahre zurück liegt und es ist nicht klar, ob der Kalibrationsfaktor auch für 11 MeV Neutronen gültig ist. Das führt zu einem geschätzten Fehler von 20% [20].
- Eine Reihe **sonstiger Parameter** hat ebenfalls Einfluss auf den Neutronenfluss. So gehen zum Beispiel der Druck im Target und der Strahlstrom linear in den berechneten Neutronenfluss mit ein. Der Druck im Target variierte während den Messungen um 3%. für den Strahlstrom wird ein Fehler von 5% veranschlagt.
- Das **Sensitive Volumen** der Rohre wurde mit einer effektiven Länge von 9,4 cm simuliert. Allerdings gibt es am Rand der Rohre Kunststoffpropfen, was zu Verformungen des elektrischen Feldes führt. Diese Verformungen beeinflussen die Orts-Driftzeitrelationen der Rohre an den Rändern, haben aber nur einen sehr kleinen Effekt auf die gesamte Sensitivität. Das sensitive Volumen ist auf beiden Seiten um höchstens 2 mm verringert, was zu einem zu groß angesetzten sensitiven Volumen von 4% führen würde. Daraus folgt ein Beitrag auf den Fehler nach oben in Höhe von 4%.
- Systematische Fehler, die zu einer **unterschiedlichen Effizienz der Rohre** führen, wären zum Beispiel γ - oder β -Strahlung, die durch die Neutronen im Blei erzeugt werden und nur die vorderen Rohre beeinflussen, oder kleine Abweichungen der Kammergeometrie von der simulierten Geometrie. Möglich wäre auch, dass Fehler in der Ausleseelektronik zu unterschiedlichen Effizienzen führen. Durch die Mittelung über alle Rohre und Berechnung der Standardabweichung lässt sich die Größe dieses Fehlers auf 5% abschätzen.
- Das Zeitfenster pro Trigger ist (1190_{-80}^{+20}) ns lang, was einem relativen Fehler auf die Effizienz von 7% nach oben und 2% nach unten entspricht

- Der statistische Fehler für die Geant4 Simulation beträgt 0,6%
- Der statistische Fehler aus der Messung der Effizienz beläuft sich auf 1,0%

Für den Gesamtfehler werden sämtliche Fehler quadratisch addiert:

Ursprung des Fehlers	Nach oben	Nach unten
Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt	39%	
Druck im Target	3%	3%
Strahlstrom	5%	5%
Sensitives Volumen	4%	
Systematischer Fehler der Rohre	5%	5%
Zeitfenster pro Trigger	7%	2%
Stat. Fehler der Geant4-Simulation	0,6%	0,6%
Stat. Fehler der Messung	1,0%	1,0%
Gesamtfehler	40,6%	8,0%

Daraus ergibt sich dann eine Effizienz von $(3,99_{-0,3}^{+1,6}) \cdot 10^{-4}$.

4.10 Energie in den Rohren

Da bereits gezeigt wurde, dass die Geant4-Simulation in Bezug auf Winkel- und Energieverteilung Werte liefert, die sehr gut mit den gemessenen Daten übereinstimmen, wird die Energie der Neutronen in den Rohren ebenfalls auf diese Weise ermittelt. In Abb. 4.16 zeigt das Energiespektrum in allen Rohren mit 9,5 cm Blei hinter dem Target. Als charakteristischer Wert für die Neutronenenergie wird der wahrscheinlichste Wert genommen, welcher nahe bei 11 MeV liegt. Aufgrund der starken Asymmetrie wird als Fehler ein Intervall angegeben, in dem ca. 66,8% aller Energiewerte lagen, was bei einer Gaußkurve einem 1σ -Intervall entspräche. Dabei werden die Grenzen des Intervalls so gelegt, dass die obere und untere Energie jeweils gleichwahrscheinlich ist.

Insgesamt kommt man damit auf eine mittlere Energie der Neutronen in den Rohren von $11,06_{-2,14}^{+0,94}$ MeV.

4.11 Aktivierung der Kammer

4.11.1 Verhalten ohne Strahl

Um festzustellen, ob nur der momentane Neutronenfluss durch die Kammer eine Rolle spielt oder ob die Rohre der Kammer durch Bestrahlung mit Neutronen auch aktiviert

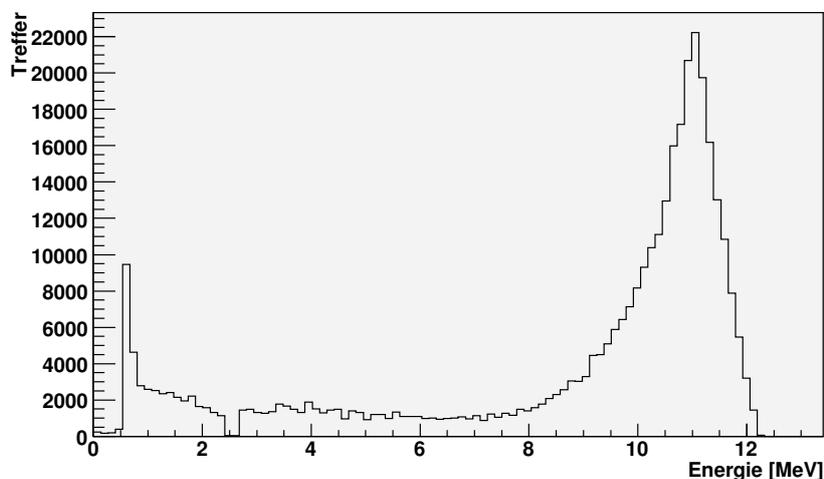


Abbildung 4.16: Simuliertes Energiespektrum in den Rohren

werden, wurden zwischen den Messungen in Abb. 4.15 jeweils Untergrundmessungen durchgeführt, bei denen kein ^{11}B -Beschuss stattfand. Dabei ist sehr schön zu erkennen, dass kurz nach einem starken Beschuss mit Neutronen deutlich mehr Signale zu beobachten sind, also ohne Beschuss. Auffällig ist auch, dass der 2-stündige Beschuss mehr Aktivierung hervorruft als der 2-minütige. Es scheint sich also zumindest teilweise um langlebige Nuklide zu handeln, die beim Beschuss mit Neutronen in der MDT-Kammer entstehen.

4.11.2 Langzeitmessung der Aktivierung

Motiviert durch diese Beobachtung wurde eine Langzeitmessung der Kammeraktivierung durchgeführt. Dafür wurde diese 42 Stunden lang mit Neutronen beschossen und nach Abschalten des Strahls eine Messung gestartet. Die 9,5 cm dicke Bleischicht hält die durch die Aktivierung des Wasserstoff-Targets entstehende Gammastrahlung ab und eine grobe Messung mit einem Geigerzähler zeigte, dass das Blei selbst nicht stark aktiviert wurde. Es wurden dann 600 Messungen mit je 500.000 Zufallstriggern gemessen und die Anzahl der Treffer als Funktion der Zeit angetragen, wobei nur wieder ADC-Einträge zwischen 45 und 500 als Treffer gewertet wurden.

An die Daten wurde eine exponentielle Kurve plus einem konstanten Untergrund gefittet und daraus eine Halbwertszeit von 9,9 Minuten errechnet. ^{27}Mg hat eine Halbwertszeit von 9,458 Minuten [21] und könnte durch die Reaktion $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ entstehen. Da die Rohre aus Aluminium bestehen und weil das gasförmige ArCO_2 -Gemisch eine viel niedrigere Dichte hat, ist es gut möglich, dass ein Großteil der Aktivierung aus diesem Zerfall

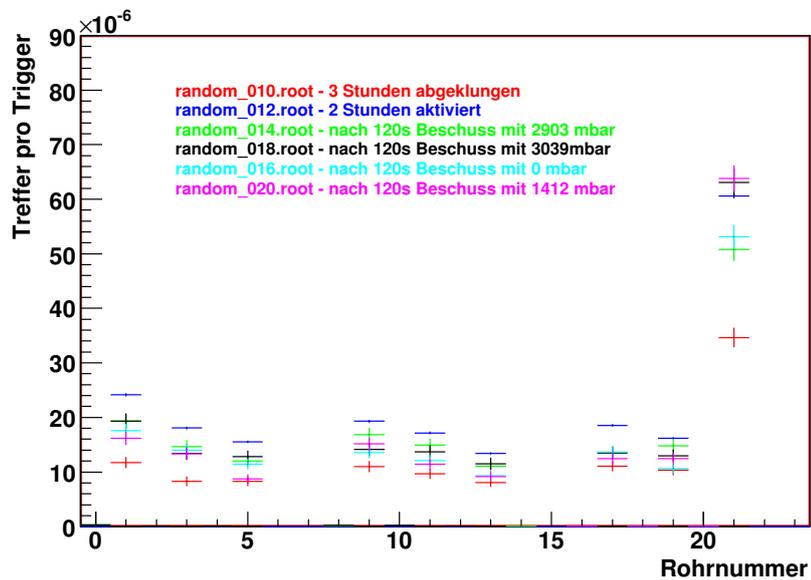


Abbildung 4.17: Vergleich der Signale nach unterschiedlicher Bestrahlung

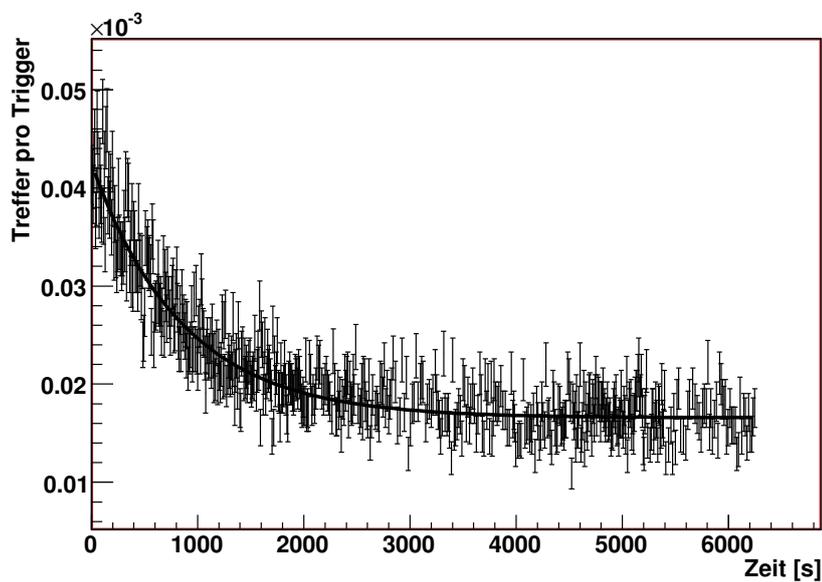


Abbildung 4.18: Zeitliches Abklingverhalten der Rohre nach zweistündiger Aktivierung. Die eingezeichnete Kurve ist eine Exponentialfunktion plus einem konstanten Term

besteht. Kohlenstoff und Sauerstoff könnten über (n,p)-Reaktionen oder Neutroneneinfang nur zu sehr kurzlebigen oder extrem langlebigen Nukliden umgewandelt werden, die mit dieser Methode schwer oder gar nicht nachweisbar wären. ^{40}Ar könnte mit einer Halbwertszeit von 1,35 Minuten zu ^{40}Cl zerfallen. Um jedoch zwei Exponentialkurven mit ähnlichen Halbwertszeiten zu fitten bräuchte man eine wesentlich bessere Statistik und eine längere Messung, was aufgrund der beschränkten Strahlzeit nicht möglich war.

5 Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die in München gebauten BOS-Myon-Kammern des ATLAS-Detektors vorgestellt und deren Effizienz auf Neutronen gemessen. Dafür wurde untersucht, welche Möglichkeiten zur Neutronenproduktion in Frage kommen, und die Reaktion- ${}^1\text{H}({}^{11}\text{B},\text{n}){}^{11}\text{C}$ ausgewählt. Es wurde eine Targetzelle für Wasserstoff unter 3 Bar Druck und eine Konstruktion für den Messaufbau entwickelt. Damit konnten dann am Tandembeschleuniger des MLL¹ Neutronen mit einer Energie von ca. 11 MeV erzeugt werden.

Diese Neutronen wurden mit vier NE213-Zählern und einem BF₃-Zähler genau vermessen. Dafür wurde die Fähigkeit der NE213-Zähler zur Puls Shape Discrimination genutzt. Es wurden unter anderem Winkelverteilungen und mittels Flugzeitmessung Energiespektren der Neutronen gemessen. Auch der Einfluss eines 9,5 cm dicken Bleiabsorbers wurde gemessen.

Parallel dazu wurde mit einer Kombination aus DROSG2000 und Geant4 eine Monte-Carlo Simulation durchgeführt, die für all diese Messungen detaillierte Vorhersagen liefert. Aus dem Vergleich zwischen Messdaten und Simulationen konnte ein genaues Verständnis über die Neutronenintensitäten an unserem Experiment gewonnen werden.

Eine kleine MDT-Testkammer wurde dann in diesem, gut vermessenen Neutronenstrahl betrieben. Aus der Zählrate der MDT-Kammer und der bekannten Neutronenintensität wurde dann die Neutroneneffizienz der MDT-Kammer ermittelt. Dafür wurde auch eine Analyse der bestehenden Ausleseelektronik durchgeführt.

5.2 Interpretation des Ergebnisses

In Abb. 5.1 ist die hier gemessene Neutroneneffizienz mit den bestehenden Simulationen verglichen. Dabei muss man beachten, dass die durchgeführte Neutronenmessung nur begrenzt mit den Simulationen vergleichbar ist. Es wurde z.B. nur die Geant3-Simulation

¹Maier-Leibnitz-Laboratorium

mit dem Zählgas durchgeführt, welches auch in unserer Messung verwendet wurde. Die Fluka-Simulation dagegen hat ein anderes Gasgemisch verwendet (siehe Kap. 2.2).

Dennoch ist es bemerkenswert, dass die gemessene Effizienz unter den bisher gemachten Vorhersagen liegt. Gerade für das geplante Upgrade des LHC zum (S)LHC ist die niedrige Neutroneneffizienz eine gute Nachricht. Je höher die Neutroneneffizienz ist, desto stärker ist der Einfluss den Neutronenuntergrundes auf die MDT-Kammern. Treffer durch Neutronen können z.B. echte Treffer aus Myonen maskieren und damit die Anzahl der zur Verfügung stehenden Stützpunkte der Spurrekonstruktion reduzieren. Dadurch würde sowohl die Impulsauflösung als auch die Myon-Nachweeffizienz des ATLAS-Myonspektrometers beeinflusst.

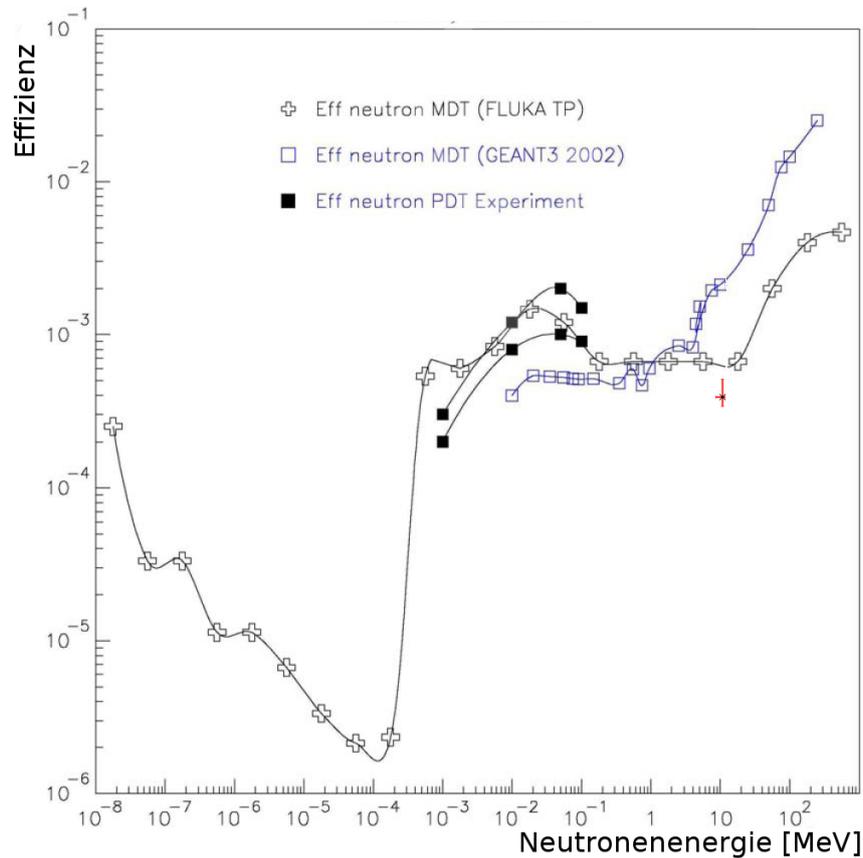


Abbildung 5.1: Vergleich der bisherigen Simulationen[4] mit der hier vorgestellten Effizienzmessung(Rot). Siehe Text zur Vergleichbarkeit der Messungen

5.3 Ausblick

Mit dem vorgestellten Aufbau zur Erzeugung und Vermessung von Neutronen können eine Vielzahl weitere Untersuchungen an den MDT-Kammern durchgeführt werden. Es wäre durchaus möglich, die Neutroneneffizienz der MDT-Kammern durch Wahl eines modifizierten Gasgemisches zu reduzieren. Mit dem bestehenden Aufbau könnte die Neutroneneffizienz verschiedener Gase sehr leicht vermessen werden und so ein weiteres Kriterium für ein verbessertes Gasgemisch definiert werden.

Auch die Möglichkeit zur Diskriminierung von Neutronen und Myonen kann anhand der Kammern untersucht werden. Möglicherweise lässt sich die Elektronik der Kammer soweit durch Umprogrammierung modifizieren, dass eine Unterscheidung zwischen Neutronen und Myonen möglich wird.

Auch weitere Messungen zur Neutroneneffizienz der MDT-Kammer wären denkbar. Aufgrund der Winkelabhängigkeit der Energie könnte die Kammer auch mit Neutronen von 4 MeV getestet werden, indem sie unter anderem Winkel aufgestellt wird.

A Daten

A.1 TDC-Daten

Kanal	Eingestellte Verzögerung
$296,6 \pm 0,57$	22.8
$1165,5 \pm 0,53$	54.7
$1219,2 \pm 0,52$	56.7

Tabelle A.1: Daten zur Kalibration des TDCs

A.2 PSD-Diskrimination

Wie in Kap. 4.2 erwähnt, muss die Transformation vor der Pulse Shape Discrimination auf den jeweiligen Zähler angepasst werden, hier sind die verschiedenen Parameter und cuts gezeigt.

Zähler	Transformationsparameter t	PSD-Cut
1	30	2,1
2	50	2,0
3	50	2,1
4	150	2,2

Tabelle A.2: Transformationsparameter und Cuts zu PSD

A.3 NE213-Kalibration

Die NE213 Zähler wurden mit einer Serie von Messungen geeicht, bei der in vier aufeinanderfolgenden Messungen jeder Zähler auf jeder der vier Winkelpositionen -1 bis 2 gesetzt wurde. Die Messung wurde ohne Bleiabsorber, aber mit Wasserstoff im Target durchgeführt, und es wurden mithilfe eines Flugzeitcuts und eines PSD-Cuts sichergestellt, dass fast ausschließlich Neutronen gezählt wurden. Die relative Eichung der NE213-Zähler untereinander ist aber abhängig von der Wahl des PSD-Cuts, daher wurden für die Eichung und die restliche Auswertung stets die in Anh. A.2 ermittelten PSD-Cuts verwendet.

Zähler	Messung	Position	Treffer
1	0	2	4017
1	1	-1	5602
1	2	0	7394
1	3	1	4577
2	0	-1	4451
2	1	0	6172
2	2	1	3647
2	3	2	2994
3	0	0	6213
3	1	1	3730
3	2	2	3136
3	3	-1	4452
4	0	1	4498
4	1	2	3921
4	2	-1	5352
4	3	0	7058

Tabelle A.3: Ergebnisse der vier Messungen zur NE213-Kalibration

Der Eichfaktor α ergibt sich dann für jeden Zähler i aus

$$\alpha_i = \frac{1}{4} \cdot \frac{\sum_{k=1}^4 \sum_{j=1}^4 \text{Treffer}_{kj}}{\sum_{j=1}^4 \text{Treffer}_{ij}}, \quad (\text{A.1})$$

wobei k die Nummer der Messung ist.

Damit ergeben sich die Eichfaktoren $\alpha_1=0,89$ $\alpha_2=1,12$ $\alpha_3=1,1$ und $\alpha_4=0,93$.

A.4 Winkelabhängige Energieverteilung

Nach und Gl. 4.2 und Gl. 4.3 lässt sich aus der Position der Gamma- und Neutronenpeaks, sowie der Distanz zwischen den NE213-Zählern und dem Target die Energien berechnen.

Winkel [°]	gauss-gamma-peak[ns]	gauss-neutronpeak[ns]	Distanz [cm]	E [MeV]
-8,2	160,6	130,6	161	11,0
0,9	160,5	130,9	161	11,26
9,8	160,3	129,5	161,5	10,57
18,9	159,2	126,0	162	9,33
27,9	160,6	121,9	161,5	7,08
36,0	160,3	108,1	161,5	4,13

Tabelle A.4: Winkelabhängige Energieverteilung der Neutronen aus den Flugzeitspektren

A.5 BF₃

		Treffer N	Strahlstrom [nA]	Mittelwert n[$\frac{\text{Treffer}}{\text{nA}}$]
Mit Blei	Mit Wasserstoff	2905	98	26,1 ± 0,7
		1064	45	
		1128	45	
	Ohne Wasserstoff	891	75	10,3 ± 0,3
		1356	120	
		1208	120	
		1143	120	
		1221	120	
	1129	120		
	829	87		
Ohne Blei	Mit Wasserstoff	2581	45	57,4 ± 1,1
	Ohne Wasserstoff	1182	50	21,3 ± 0,7
		937	45	
		877	45	

Tabelle A.5: Zahl der Treffer des BF₃-Zählers zur Bestimmung des Neutronenflusses. Als Fehler wurde hier nur der statistische Fehler angegeben

A.6 Neutronenfluss in den MDT-Rohren

Rohr	Neutronen im Rohr bei 1.000.000 simulierten Ereignissen	Neutronenfluss Φ_{MDT} [$\frac{1}{s \cdot nA}$]
1	47282	$2,43 \cdot 10^5$
3	38703	$1,99 \cdot 10^5$
5	32154	$1,65 \cdot 10^5$
9	45892	$2,35 \cdot 10^5$
11	37354	$1,92 \cdot 10^5$
13	30744	$1,58 \cdot 10^5$
17	46818	$2,40 \cdot 10^5$
19	38059	$1,95 \cdot 10^5$
21	31634	$1,62 \cdot 10^5$

Tabelle A.6: Zahl der von Geant4 simulierten Treffer pro Rohr. Die Zahl der Trigger lag bei 11.000.000

Tabelle A.7: Simulierter Neutronenfluss in den MDT-Rohren

Rohr	Mit Wasserstoff		Ohne Wasserstoff	
	n_{h1}	n_{h2}	n_{o1}	n_{o2}
1	1970	1912	599	544
3	1514	1475	516	424
5	1321	1340	439	413
9	1634	1531	530	412
11	1444	1388	464	442
13	1142	1141	379	337
17	1752	1728	519	478
19	1545	1519	454	435
21	1815	1759	845	1029

Tabelle A.8: Von den MDT-Rohren registrierte Treffer.

Literaturverzeichnis

- [1] Novell Monoenergetic Neutron Sources for Energies Between 2.5 and 25.7 MeV *M. Drosig*, Nuclear Instruments and Methods **254** (1987) 466-468.
- [2] The $^1\text{H}(^{11}\text{B},\text{n})^{11}\text{C}$ Reaction as a Practical Low Background Monoenergetic Neutron Source in the 10 MeV Region *S.Chiba, M.Mizumoto, K.Hasegawa, Y.Yamanouti, M.Sugimoto, Y.Watanabe und M.Drosig*, Nuclear Instruments and Methods **281** (1989) 581-588
- [3] Energy Spectrum of Neutrons from Spontaneous Fission of Californium-252, *Elis Hjalmar, Hilding Slätis, and Stanley G. Thompson*, Phys. Rev. **100**, 1542-1543 (1955)
- [4] Estimation of Radiation Background, Impact on Detectors, Activation and Shielding Optimization in ATLAS, *S.Baranov, M.Bosman, I.Dawson, V.Hedber, A.Nisati und M.Shupe*, ATL-Gen-2005-001
- [5] A Scintillation Counter with Neutron and Gamma-Ray Discriminators, *F. D. Brooks*, Nuclear Instruments and Methods **4**, 151-163 (1959)
- [6] Scintillation Decay Times of Organic Crystals, *G. T. Wright*, Proc. Phys. Soc. B **49** (1956) 358
- [7] A Versatile Pulse Shape Discriminator for Charged Particle Separation and its Application to Fast Neutron Time-Of-Flight Spectroscopy, *J. M. Adams und G. White*, Nuclear Instruments and Methods **156** (1978) 459-476
- [8] Working Document on the TAS Interface, *F. Butin, G Faber, M. Huhtinen, A. Merlino, R. Ostojic, J-P. Quesnel, G. Stevenson, G. Trinquart, E. Tsesmelis, R. Veness, S. Weisz*
- [9] Atlas Technical Design Report, CENR/LHCC/99-14
- [10] Measurement of the Scintillation Light Quenching for Nuclear Recoils induced by Neutron Scattering in Detectors for Dark Matter Particles, *Thomas Jagemann* Doktorarbeit an der TU München, Dezember 2004

- [11] ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, *Rene Brun and Fons Rademakers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **389** (1997) 81-86, <http://root.cern.ch>
- [12] MDT-ASD, CMOS Front-End for ATLAS-MDT *Christoph Posch*, ATL-MUON-2002-003
- [13] FLUKA: a multi-particle transport code, *A. Fassio, A. Ferrari, J. Ranft und P.R. Sala*, CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_05/11, SLAC-R-773, <http://www.fluka.org>
- [14] DROSG-2000: Neutron Source Reactions, Data files with computer codes for 59 accelerator-based two-body neutron source reactions, *M. Drosog*, v. 2.21, IAEA-NDS-87 Rev. 9, May 2005
- [15] Neutron Dose Rate Meter 2202 D Manual (2nd Edition), Studsvik Instrument
- [16] CSM-1 und CSM Design Manual, *J. Gregory, J. Chapmam, P. Binchi, R. Ball und T.Dai*, Technischer Bericht, University of Michigan, 2003
- [17] Studies of Neutron Sensitivity of ATLAS MDT Chambers, using Silicon Strip Detectors *A. Mlynek* Abteilungsseminar am Lehrstuhl Schaile, Universität München, Juni 2006
- [18] Contribution à la mise au point du multidetecteur AMPHORA - Conception et réalisation de l'électronique, *P. Stassi*, Université Joseph Fourier Grenoble I, Ph.D. thesis (1989),
- [19] Transport of Ions in Matter ist Bestandteil des Programmpakets SRIM (The Stopping and Range of Ions in Solids), *J. Ziegler*, <http://www.srim.org/index.htm>
- [20] Ludwig Beck, Strahlenschutzbeauftragte am Beschleunigerlabor des MLL, Private Kommunikation (September 2006)
- [21] Table of Nuklids <http://atom.kaeri.re.kr/ton/nuc5.html>
- [22] <http://www.lecroy.com>
- [23] <http://www.hcrosscompany.com/refractory/molybdenum.htm>
- [24] <http://www.staff.uni-mainz.de/zeitnitz/Gcalor/gcalor.html>
- [25] caen.it
- [26] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [27] <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2006/PR06.06E.html>
- [28] <http://www.tek.com/>

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich bei meiner Diplomarbeit unterstützt haben.

Ein großes Dankeschön geht an:

- Otmar Biebel für die hervorragende Betreuung und die tatkräftige Unterstützung bei allen anfallenden Problemen
- Peter Thirolf für die Erstellung des Zweitgutachtens
- Ralf Hertenberger und Felix Rauscher für die vielfältige Unterstützung
- Alexander Mlynek für die gute Zusammenarbeit
- Günther Duceck, Johannes Elmsheuser und Otto Schaile für die Computerhilfe aller Art
- Wolfgang Rau für das geliehene Wasserstofftarget
- Peter Hartung und besonders Hartmut Steffens für die Erstellung der Technischen Zeichnungen und die geduldige Beratung
- Die mechanische Werkstatt und die Elektronikwerkstatt für die Anfertigung aller benötigten Teile
- Alle Techniker und Operateure des Tandembeschleunigers, sowie den Strahlenschutzbeauftragten Ludwig Beck und Rainer Grossmann
- Rainhardt Satzkowski für den Transport unseres Aufbaus zum MLL und zurück
- Sabine Öttl, Gernot Krobath, Ralf Hertenberger und vor allem Otmar Biebel für das Korrekturlesen dieser Arbeit
- Christian Kummer, der es mir ermöglicht hat noch vor ihm eine Doktorarbeit zu beginnen
- Und alle anderen, die ich vielleicht vergessen habe.

Ganz besondes möchte ich meinen Eltern, meiner Oma und meiner Freundin Sabine danken, die mich alle moralisch und finanziell bei diesem Studium unterstützt haben.

Selbständigkeitserklärung

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

Thomas Müller

München, den 29. September 2006