

Konstruktion, Bau und Einsatz eines Szintillator-Trigger-Hodoskops



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

vorgelegt von
Stefanie Adomeit
geboren in Erding

München, den 22.01.2010

Erstgutachter: Prof. Dr. Otmar Biebel
Zweitgutachter: Prof. Dr. Wolfgang Dünneweber

Kurzfassung

Im Zuge des mehrstufig geplanten Upgrades von LHC zu SLHC, also der Erhöhung der Designluminosität von $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{ s}}$ auf $10^{35} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{ s}}$, werden die Komponenten der LHC-Detektoren den zehnfachen Untergrundraten ausgesetzt. Für die Driftrohre der MDT-Kammern, welche im Myonspektrometer des ATLAS-Detektors zum Einsatz kommen, bedeutet dies eine schrittweise Steigerung der maximalen Untergrundrate an Gammas und Neutronen von 300 kHz auf 3000 kHz pro Rohr.

Um das Verhalten von MDT-Kammern bei SLHC Untergrundbedingungen zu prüfen, wurde an der Gamma Irradiation Facility (GIF) am CERN ein Programm zur Untersuchung alternativer Driftgase und Driftgeometrien durchgeführt. Ziel ist es, die Ortsauflösung kosmischer Myonen in Driftrohren oder anderen Detektorkomponenten bei unterschiedlichen Raten von Untergrund zu studieren. Der Teilchenuntergrund von 662 keV γ -Partikeln wird dabei von einer 566 GBq starken ^{137}Cs -Quelle erzeugt. Die maximale Untergrundrate liegt bei etwa $10^6 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{ s}}$.

Spezielle Anforderungen werden in so einem Bereich höchster Untergrundraten an die Triggereinheit gestellt, welche den Durchgang der Myonen eindeutig nachweisen muss, ohne auf die γ -Strahlung sensitiv zu sein, und die auch grob den Durchgangsort der Myonen festlegen sollte. Zur eindeutigen Detektion kosmischer Myonen wird ein vierlagiges und segmentiertes Trigger-Hodoskop eingesetzt. Die zu untersuchenden Driftkammern sind dabei zwischen die obere und untere Doppellage eingeschoben. Die für das Hodoskop verwendeten 24 Einzel-Szintillatoren wurden aus dem vor langer Zeit beendeten OPAL-Experiment reaktiviert und wurden zur Anpassung an die Geometrie des Hodoskops mechanisch angepasst. Um sicherzustellen, dass anhand des Signals der Szintillationszähler zwischen Myonen- und Untergrundtreffern unterschieden werden kann, wurden im Vorfeld Studien zu deren Absorptions- sowie Energieauflösungsverhalten durchgeführt.

Die zeitliche Koinzidenz aller vier Hodoskoplagen innerhalb der kurzen Zeitspanne von 30 ns sowie die optimierte Ansprechschwelle oberhalb der γ -Compton-Kante erlauben es, auch bei hohen γ -Raten verlässlich auf Myonen zu triggern. Die durch den Raumwinkel limitierte Triggerrate ist unabhängig vom Fluss der γ -Teilchen und liegt mit und ohne Untergrund bei ca. 1Hz. Zusätzlich können aus den Pulshöhenspektren der Szintillatoren mögliche γ -Treffer aussortiert werden.

Die Verwendung von 2 Lagen aus sieben schmalen Szintillatoren sowie zwei weiteren, dazu senkrecht ausgerichteten Lagen bestehend aus je fünf kurzen Szintillatoren ermöglicht eine optimierte Pulshöhenauflösung.

Die beiden Lagen aus 7 schmalen Szintillatoren mit Ausrichtung parallel zu den Driftrohren legen den Myonenspurbereich fest. So können Driftrohre, welche sich außerhalb des von den langen Szintillatoren festgelegten Spurbereichs befinden, bei der Datenanalyse aussortiert werden, da diese lediglich Untergrundtreffer aufweisen. Die Zeitinformation liefern die TDC-Spektren der kurzen Szintillatoren. Deren geringere Länge und die somit reduzierte Lichtlaufzeit führen hierbei zu einer besseren Zeitauflösung. Darüber hinaus kann die Zeitinformation der TDC-Spektren mittels des durch die schmalen Szintillatoren gegebenen Myonenspurbereichs auf eine Genauigkeit unter 1 ns korrigiert werden. Die aus den Hodoskop-Daten erhaltene Zeit- und Ortsinformation ermöglicht die anschließende Offline-Optimierung der Driftspektren der Rohre.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	LHC	1
1.2	ATLAS	2
1.3	Upgrade der Driftrohre der MDT-Kammern	4
2	Die Einzel-Detektoren des Hodoskops	6
2.1	Aufbau der Szintillations-Zähler	6
2.2	Lichtemission in organischen Szintillatoren	7
2.3	Funktionsprinzip und Zeitauflösung von Photomultipliern	8
3	γ - Spektren der Szintillatoren	11
3.1	Verwendete Quellen und deren γ -Energien	11
3.2	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	11
3.2.1	Compton-Effekt	12
3.3	Pulshöhenspektren der γ -Quellen	15
3.3.1	Elektronische Grundlagen der ADC-Auslese	15
3.3.2	Vergleich der aufgenommenen Spektren mit der Theorie sowie Bestimmen der Compton-Kanten	16
3.4	Zusammenhang von γ -Energie und Pulshöhe	17
3.5	Energieauflösung der Szintillatoren	17
4	Bestimmen der Absorptionslänge der Szintillatoren	20
4.1	Messaufbau zum Bestimmen der Absorptionslänge der Szintillatoren	20
4.2	Gemessene Absorptionsspektren der Szintillatoren	21
4.3	Modell für die Ausbreitung und Absorption von Szintillationslicht	22
4.3.1	Vereinfachtes zweidimensionales Modells	22
4.3.2	Reflexion des Szintillationslichtes an den Grenzflächen des Szintillators	23
4.3.3	Test des Modells durch Messungen bei Variation der Reflexionseigenschaften an der Detektorrückseite	24
4.3.4	Erstellen einer Monte-Carlo-Simulation zum Test einer dreidimensionalen Erweiterung des Modells	25
4.4	Ergebnisse der Absorptionsstudien	26
5	Das Hodoskop	29
5.1	Aufbau und Prinzip des Hodoskops	29
5.2	Trigger- und Ausleseelektronik des Hodoskops	30
5.3	Pulshöhenspektrum kosmischer Myonen	31
5.3.1	Theoretische Grundlagen	31
5.3.2	Unterscheidung von Myonen- und Untergrundtreffern auf Grund der Pulshöhe	32
5.3.3	Pulshöhenauflösung der QDC-Spektren	33
5.4	Einstellen der Diskriminator-Schwellen	33

5.4.1	Angleichen der Pulshöhen	33
5.4.2	Diskriminatorschwellen der langen Szintillatoren	37
5.4.3	Diskriminatorschwellen der kurzen Szintillatoren	37
6	Testmessungen an der Gamma Irradiation Facility	39
6.1	Die Gamma Irradiation Facility	39
6.1.1	Allgemein	39
6.1.2	Die γ -Quelle und das Strahlungsfeld an der Gamma Irradiation Facility . . .	39
6.2	Testaufbau der GIF-Messungen	42
6.3	Triggerraten und künstliche Koinzidenzen	44
7	Untergrundraten und Effizienz der Driftrohre	45
7.1	Funktionsweise und Datenauslese der Driftrohre	45
7.2	Detektierte Untergrundraten der Driftrohre	46
7.3	Nachweiseffizienz von Myonen bei radioaktivem Untergrund	49
8	Rekonstruktion der Myonenspurs mit Hilfe der Hodoskop-Daten	52
8.1	Allgemein	52
8.2	Eindeutigkeit des festgelegten Spurbereichs durch das Hodoskop	52
8.3	Vergleich der durch Driftrohr- und Hodoskop-Daten bestimmten Spurbereichen für Messungen ohne radioaktiven Untergrund	53
8.4	Vergleich der durch Driftrohr- und Hodoskop-Daten bestimmten Spurbereiche für Messungen mit radioaktivem Untergrund	55
8.5	Zusammenfassung	55
9	Auswertung der TDC-Daten aus den GIF-Messungen	57
9.1	Allgemein	57
9.2	Breite und Lage der TDC-Peaks bei gleichzeitigem Pulsgenerator-Eingangssignal . .	57
9.3	Lage und Breite der aufgenommenen TDC-Spektren der triggernden Szintillatoren .	59
9.4	TDC-Spektren der oberen kurzen Szintillatoren	62
9.5	Zeitauflösung der TDC-Spektren der triggernden Lage	63
9.5.1	Begrenzung der Zeitauflösung auf Grund der Laufzeit des Szintillationslichtes	63
10	Zusammenfassung und Ausblick	68
A	Verwendete Quellen und deren Zerfallskanäle	70
B	Photomultiplierspannungen	73
C	Offset zwischen den Eingangskanälen eines TDCs	74
D	Rekonstruktion des Myonenspurbereichs	76
	Literaturverzeichnis	85

Kapitel 1

Einleitung

Im Rahmen des Standardmodells [1] werden alle bekannten Elementarteilchen sowie die fundamentalen Wechselwirkungen ¹ zwischen diesen beschrieben. Gemäß dem Standardmodell ist die Materie aus 3 Familien bestehend aus 6 Leptonen (Elektron, Myon, Tau und dazugehörigen Neutrinos) sowie 6 Quarks (up/down, charm/strange, bottom/top) aufgebaut. Dabei handelt es sich bei allen diesen Teilchen um Fermionen. Die Wechselwirkung zwischen den Teilchen wird durch den Austausch von Bosonen beschrieben: das masselose Photon (elektromagnetische Wechselwirkung), 8 masselose Gluonen (starke Wechselwirkung) sowie die Vektorbosonen W^+ , W^- und Z^0 (schwache Wechselwirkung).

Die Ursache der Masse der Vektorbosonen W^+ , W^- und Z^0 wird im Higgs-Mechanismus vermutet. Dieser sagt die Existenz eines Spin 0 -Teilchens, dem sogenannten Higgs-Boson, vorher. Die Tatsache, dass dieses bisher experimentell noch nicht nachgewiesen werden konnte, wird dessen großer Masse zugeschrieben. Zur Erzeugung von Teilchen in Kollisionen muss die Schwerpunktsenergie mindestens der Ruhemasse des Teilchens entsprechen. Bisherige Experimente am LEP, bei welchen keine Higgs-Bosonen nachgewiesen werden konnte, setzen eine Untergrenze für die Higgs-Masse von ca. $114 \text{ GeV}/c^2$ [2].

Das Auffinden der Higgs-Bosonen stellt ein Hauptziel des Large Hadron Colliders dar, mit welchem eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV erreicht werden kann.

1.1 LHC

Der Large Hadron Collider (siehe Abb. 1.1) ist ein Ringbeschleuniger, welcher im Tunnel des Large Electron-Positron-Colliders installiert (LEP) wurde. Während bei LEP Elektronen sowie Positronen zur Kollision gebracht wurden, handelt es sich bei den kollidierenden Teilchen bei LHC um Protonen. Durch die größere Masse der Protonen wird der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung reduziert, welcher gemäß γ^4/r skaliert. Dabei ist r der Radius des Beschleunigers und γ der Lorentzfaktor der beschleunigten Teilchen. Ein Nachteil der Protonen als Kollisionspartikel ist in deren Aufbau aus einzelnen Quarks zu sehen, welche nur einen Bruchteil der Protonenenergie tragen. Die für die Teilchenerzeugung zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie wird dadurch verringert.

Die Protonen sind in engen Bündeln (Bunches) aus je 10^{11} Teilchen angeordnet, welche auf eine Schwerpunktsenergie von $2 \times 7 \text{ TeV} = 14 \text{ TeV}$ beschleunigt werden. Ein Bunch-Crossing findet dabei alle 25ns statt. Die Designluminosität liegt bei $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [3].

Die in den Kollisionen entstandenen Teilchen werden in vier Detektoren, welche direkt um die 4 Wechselwirkungspunkte des Beschleunigers installiert sind, nachgewiesen: ATLAS ², CMS ³, ALICE ⁴ sowie LHCb.

¹mit Ausnahme der Gravitation

²A Toroidal LHC Apparatus

³Compact Muon Solenoid

⁴A Large Ion Collider Experiment

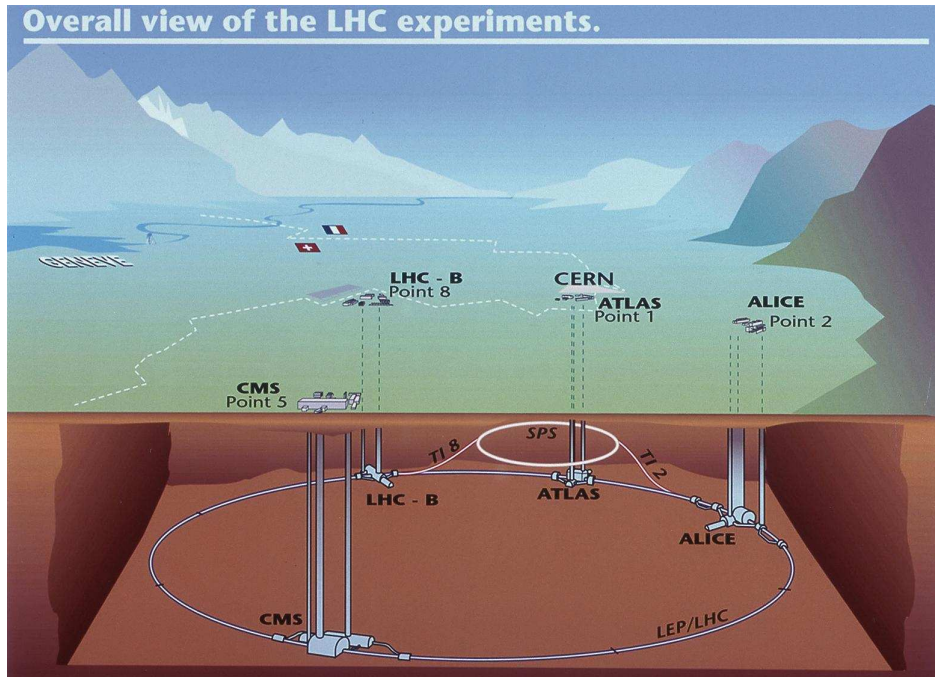


Abbildung 1.1: Der LHC und seine Detektoren [4]

1.2 ATLAS

Abb. 1.2 zeigt den Aufbau des ATLAS Detektors. Die einzelnen Komponenten sind dabei fast zylinderförmig um die Strahlachse im Fassbereich angeordnet bzw. befinden sich in den Endkappen, so dass sich eine den vollen Raumwinkel abdeckende Geometrie ergibt. Sämtliche im Folgenden genannte Zahlen entstammen Ref. [5].

Die Impulsbestimmung geladener Teilchen erfolgt im sogenannten **Inneren Detektor**. Dazu werden die Teilchenbahnen mittels eines Magneten (Central Solenoid), der den Inneren Detektor umgibt und ein Feld von 2 T in Strahlrichtung erzeugt, gekrümmt. Die Spurbestimmung der Teilchen erfolgt in den insgesamt drei verschiedenen Komponenten des Inneren Detektors.

Der Siliziumpixeldetektor setzt sich aus drei Lagen im Fassbereich, sowie jeweils 4 Platten in den beiden Endkappen zusammen. Die Spurpunkte werden mit einer Genauigkeit von $66 \mu\text{m}$ in z-Richtung (Strahlrichtung) und $12 \mu\text{m}$ in $R\Phi$ -Richtung (senkrecht zur Strahlrichtung) vermessen. Im Semi Conductor Tracker (SCT) erfolgt die Bestimmung von 4 Spurpunkten in 8 Lagen aus Siliziumstreifenzählern, welche sich im Fassbereich befinden. Die dabei erreichte Genauigkeit liegt bei $18 \mu\text{m}$ in $R\Phi$ - sowie $580 \mu\text{m}$ in z-Richtung. Den Abschluss des Inneren Detektors bildet der Transition Radiation Tracker (TRT). Dabei handelt es sich um 420000 Driftrohre, die weitere 36 Spurpunkte mit einer Genauigkeit von $170 \mu\text{m}$ liefern.

Die Energiebestimmung der Teilchen erfolgt im **elektromagnetischen** und **hadronischen Kalorimeter**. Dabei handelt es sich in beiden Fällen um Sampling-Kalorimeter.

Als Absorbermaterial des elektromagnetischen Kalorimeters dienen Bleiplatten, welche in einer Akkordeonstruktur angeordnet sind, während als aktives Material flüssiges Argon benutzt wird. Die angestrebte Energieauflösung liegt bei $\Delta E/E = 10\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$.

Das hadronische Kalorimeter umfasst 11 Strahlungslängen. Im Fassbereich des Detektors befinden sich Plastikszintillationszähler in einem Eisenabsorber, während in den Endkappen flüssiges Argon

als aktives Material verwendet wird. Die Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters liegt zwischen $\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ und $\Delta E/E = 100\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$.

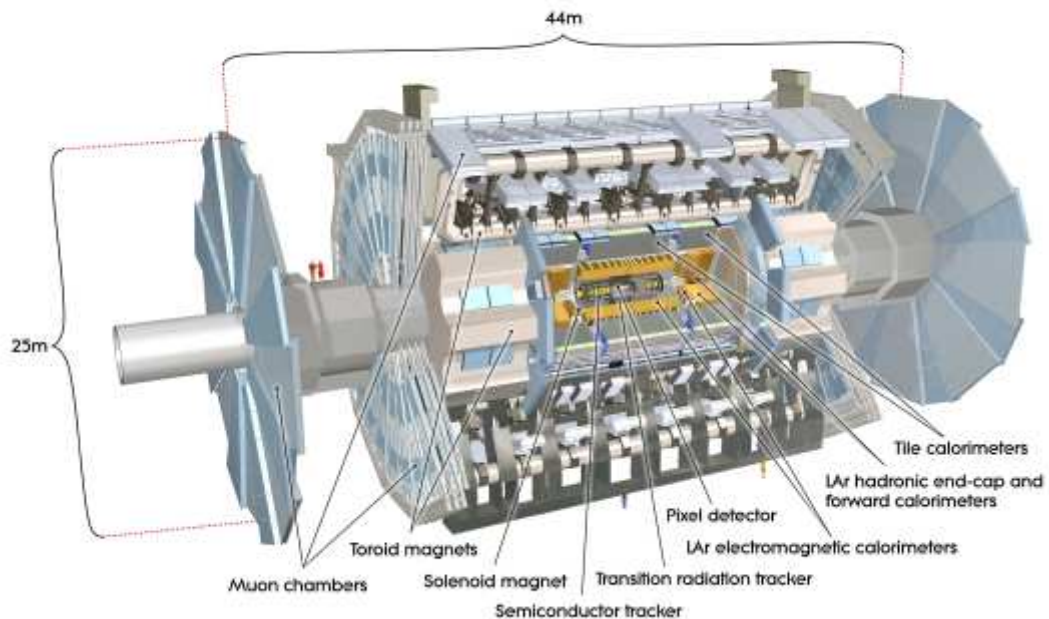


Abbildung 1.2: ATLAS Detektor [5]

Den äußersten Teil des ATLAS-Detektors bildet das **Myonspektrometer**. Dieses dient dem Nachweis von Myonen, welche als einzige geladene Teilchen alle inneren Komponenten des Detektors durchdringen. Präzessionskammern messen die Spuren der Myonen, welchen in einem toroidialen Magnetfeld der Stärke 0.4 T abgelenkt werden⁵. Zusammen mit Triggerkammern sind die Präzessionskammern in drei Lagen im Fassbereich angebracht. Desweiteren befinden sich drei Scheiben dieser Anordnungen in den Endkappenbereichen.

⁵Das Magnetfeld wird in Luft mittels supraleitender Spulen erzeugt.

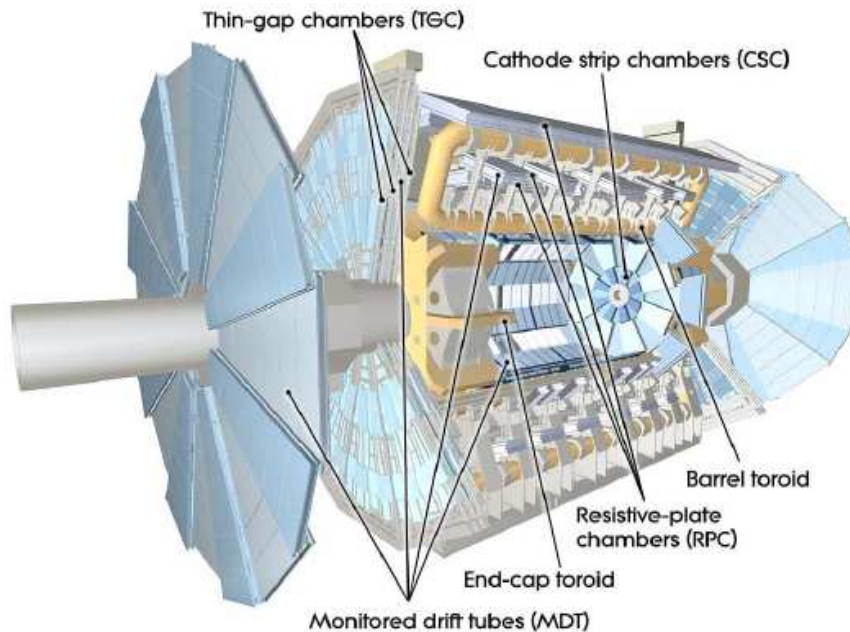


Abbildung 1.3: Myonensystem des ATLAS-Detektors [5]

Als Präzisionskammern werden nahe der Strahlachse sogenannte CSCs ⁶ eingesetzt. In allen anderen Bereichen des Myonspektrometers befinden sich sogenannte Monitored Drift Tube Chambers (MDT). Diese Kammern bestehen aus einer Anordnung von Driftrohren zusammen mit einem System zur optischen Überwachung von Verformungen sowie Temperatursensoren. Bei den Triggerkammern im Fassbereich handelt es sich um RPCs ⁷ sowie TGCs ⁸ in den Endkappen. Um auch bei Myonenergien im Bereich von 1 TeV eine Impulsauflösung von 10% zu erhalten, ist eine Ortsauflösung der Rohre besser 100 μm erforderlich.

1.3 Upgrade der Driftrohre der MDT-Kammern

Die Driftrohre der MDT-Kammern sind teilweise hohen Untergrundraten ausgesetzt. Der Hauptanteil des Strahlungsuntergrundes setzt sich dabei aus niederenergetischen Photonen sowie Neutronen zusammen, welche das Resultat von hadronischen Wechselwirkungsprozessen sind [6]. Die Neutronen erzeugen ihrerseits in Kernreaktionen weitere Photonen. Für die so erzeugten Teilchen besteht keine zeitliche Korrelation mehr zu den Proton-Proton Kollisionen im Beschleuniger.

⁶Cathode Strip Chambers

⁷Resistive-Plate-Chambers

⁸Thin-Gap-Chambers

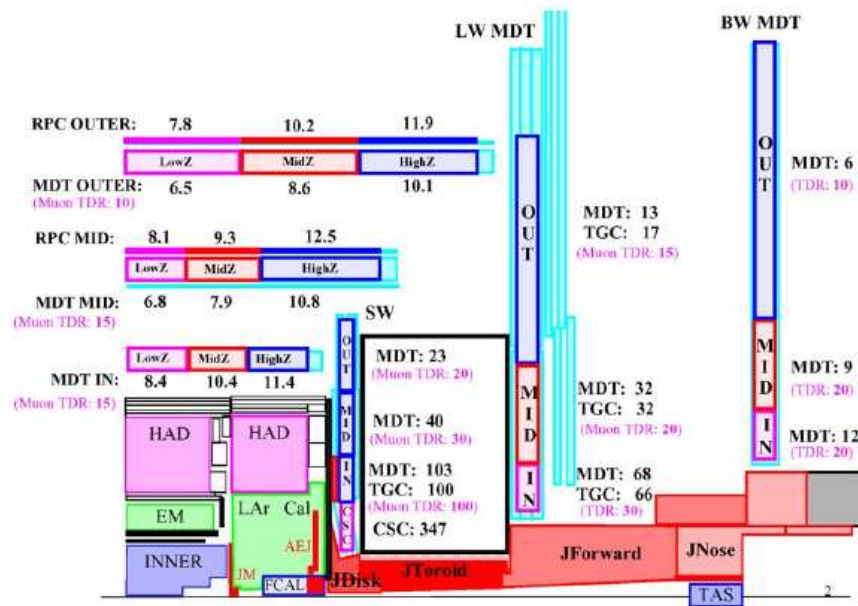


Abbildung 1.4: Durchschnittliche Nachweisraten in $[\text{Hz}/\text{cm}^2]$ bei einer Luminosität von $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [7]

Die maximal erwartete Zählrate im Bereich des Myonsystems liegt für eine Designluminosität von $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ bei $100 \text{ Hz}/\text{cm}^2$. Dieser Wert wurde mit Hilfe von GCALOR- und FLUKA-Simulationen ermittelt [7]. Da die Anzahl der produzierten Sekundärteilchen nur ungenau vorhergesagt werden kann, sind die so ermittelten Flussraten mit Unsicherheiten behaftet. Aus diesem Grund wird verlangt, dass die Driftrohre auch bei einem 5-fachen der erwarteten Flussrate noch funktionieren, was einer Zählrate von 300 kHz pro Rohr (2 m Länge sowie 3 cm Durchmesser) entspricht. Im Rahmen des Upgrades von LHC zu SHLC und der damit verbundenen Verzehnfachung der Luminosität ist entsprechend mit Untergrundzählraten von 3000 kHz pro Rohr zu rechnen.

Um das Verhalten von MDT-Kammern bei SLHC Untergrundbedingungen zu prüfen, wurden an der Gamma Irradiation Facility (GIF) am CERN Messreihen zur Untersuchung alternativer Driftgase und Driftgeometrien durchgeführt. Der Teilchenuntergrund wurde dabei von einer ^{137}Cs -Quelle erzeugt, welche 662 keV γ -Partikel bei einer Aktivität von 566 GBq emittiert und somit Flussraten von ca. $10^6 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{sec}}$ erzeugt. Vermessen wurden die Spuren kosmischer Myonen.

Zur Durchführung oben genannter Messungen wird eine Triggereinheit benötigt, welche γ - und Myonentreffer auch bei hohen Untergrundraten unterscheidet. Die vorliegende Arbeit widmet sich der Konstruktion eines vierlagigen Trigger-Hodoskops aus 24 Einzel-Szintillatoren. Dabei wird im Besonderen auf die Einstellung der Diskriminatorschwellen der einzelnen Szintillatoren eingegangen. Die Optimierung dieser Werte sowie die Vierfachkoinzidenz aller 4 Hodoskoplagen ermöglicht einen zuverlässigen Myonentrigger.

Durch die Unterteilung der Hodoskoplagen in sieben bzw. fünf Szintillatoren können die Spurbereiche der Myonen rekonstruiert werden. Es wird gezeigt, wie mit Hilfe dieser Information eine verbesserte Auflösung der von den Szintillatoren aufgenommenen Pulshöhen (QDC)- bzw. Zeitspektren (TDC) erreicht werden kann. Die Zeit- und Ortsinformation aus den Hodoskopdaten werden für die Korrektur der Driftdaten der Rohre benutzt.

Kapitel 2

Die Einzel-Detektoren des Hodoskops

2.1 Aufbau der Szintillations-Zähler

Das Hodoskop besteht aus insgesamt 24 Szintillationszählern der Maße $50\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ bzw. $30\text{ cm} \times 9.5\text{ cm} \times 4.5\text{ cm}$. Die unübliche Geometrie der Szintillatoren ¹ hat dabei mehrere Gründe. So sollten die Szintillatoren an die Größe der bereits vorhandenen Photomultiplier angepasst werden. Desweiteren wurde eine Optimierung des Outputs des Szintillationslichtes angestrebt ². Durch den deutlichen Pulshöhenunterschied von Myonen- und Untergrundsignalen in Verbindung mit optimierten Diskriminatorschwellen konnte die auf Grund der Dicke erhöhte Sensitivität auf γ -Treffer kompensiert werden. Wie in Abschnitt 9.5.1 gezeigt wird, ist darüber hinaus auch mit Szintillatoren dieser Maße eine Zeitauflösung im Bereich von 0.5 ns möglich.

Bei den verwendeten Szintillatoren handelt es sich um Plastikszintillatoren des Typs BC-400, welche jeweils optisch an einen Photomultiplier gekoppelt sind. Zwischen den quaderförmigen Szintillatoren und der Photoröhre ist ein Plexiglaszylinder (im Fall der $50\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ -Szintillatoren, siehe Abb. 2.1) bzw. ein konischer Plexiglasblock (für die $30\text{ cm} \times 9.5\text{ cm} \times 4.5\text{ cm}$ -Szintillatoren) angebracht. Das Plexiglas, welches mit den Szintillatoren verklebt ist, hat dabei lediglich die Funktion eines Lichtleiters, da auf diese Weise eine bessere Anpassung an die Geometrie der Photoröhre erreicht wird.

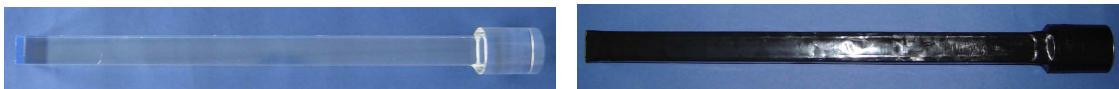


Abbildung 2.1: Bild eines der $50\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ Szintillatoren mit Plexiglaslichtleiter mit und ohne lichtdichtes Klebeband.

Um eine möglichst hohe Lichtausbeute zu gewährleisten, wurden die Szintillatoren mit Aluminiumfolie umwickelt, da so Licht, welches nach außen gelangt, teilweise wieder zurückreflektiert werden kann. Da andererseits kein Licht von außerhalb in die Szintillatoren gelangen soll, wurden diese zusätzlich mit einer lichtdichten Klebefolie umwickelt.

Um die Photomultiplier für mögliche andere Experimente erneut benutzen zu können, wurde darauf verzichtet, diese mit den Plexiglas-Lichtleitern zu verkleben. Die mechanische Ankopplung der Szintillatoren an die Photomultiplier erfolgte statt dessen über ein speziell angefertigtes System aus zwei Aluminiumringen, welche über Gewindestangen zusammengehalten werden (siehe Abb. 2.2). Dabei liegt einer der Aluminiumringe (bzw. Quader im Fall der kürzeren Szintillatoren) auf dem Plexiglas

¹Üblicherweise werden dünne Szintillatoren für derartige Experimente bevorzugt.

²Szintillationslicht breitet sich in Szintillatoren zick-zack-förmig aus, wobei es immer wieder zu Reflexionen an den Szintillatorwänden kommt welche mit Verlusten der Lichtintensität verbunden sind, siehe Abschnitt 4.3.2. In dickeren Szintillatoren verringert sich die Anzahl dieser Reflexionen.



Abbildung 2.2: Aluminium-Halterungssystem zur mechanischen Ankopplung der 50cm × 4cm × 3cm Szintillatoren an die Photoröhre.

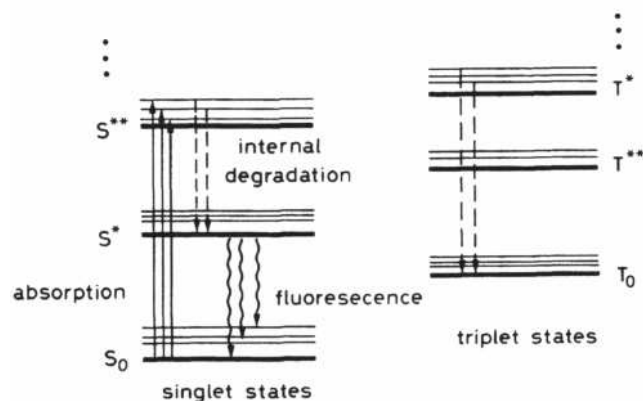


Abbildung 2.3: Energieniveaus der Moleküle eines organischen Szintillators [8]

auf, der andere ist an der Oberfläche der Photoröhre befestigt. Zur optischen Lichtankopplung zwischen Plexiglas und Photomultiplier wurde Silikonfett benutzt, dessen Brechungsindex näherungsweise gleich dem des Plexiglases ist. Hierdurch soll verhindert werden, dass Szintillationslicht auf Grund des Luftspalts zwischen Plexiglas und der Photoröhre via Totalreflexion zurück in den Szintillator gelangt, was zu einer deutlichen Verschlechterung der Lichtausbeute führt.

2.2 Lichtemission in organischen Szintillatoren

Das Grundprinzip von Szintillatoren beruht auf der Aufnahme von Energie über Wechselwirkung mit ionisierender Strahlung (siehe Abschnitt 3.2 bzw. Abschnitt 5.3) und deren Reemission in Form von Licht (Lumineszenz). In organischen Szintillatoren führt die Aufnahme von Energie zur Anregung von π -Orbitalen in Benzen-Ringen. Ein Großteil dieser Zustände zerfällt innerhalb weniger ns, was zu einer schnellen Lichtemission führt (Fluoreszenz). Daneben können auch metastabile Molekülzustände besetzt werden. Die daraus resultierende Emission des Szintillationslichtes geschieht stark verzögert (Phosphoreszenz).

Abb. 2.3 zeigt ein typisches Energieschema organischer Szintillatoren. Dabei handelt es sich um Spin-Singlett sowie Triplett-Zustände, deren einzelne Niveaus auf Grund verschiedener Vibrationszustände in Fein-Struktur-Komponenten aufspalten. Die angeregten Singlettzustände zerfallen zunächst innerhalb von ≤ 10 ps durch interne Degradierung zu Zustand S^* , wobei bei diesem Vorgang i.A. kein Licht emittiert wird. Der Übergang von S^* zu einem der S_0 -Zustände geschieht unter Auftreten von Fluoreszenz, das dabei emittierte Licht liegt im UV-Bereich. Weitere Fluoreszenzstoffe, die Wellenlängenschieber³, sind dem Szintillatormaterial beigemischt und wandeln das UV-Licht in sichtbares Licht um, da dieses eine größere Absorptionslänge in Plastik besitzt. Diese Verschiebung der Wellenlänge beruht auf dem Frank-Condon-Prinzip. Die Wellenlängenverteilung des emittierten Szintillationslicht-

³Wellenlängenschieber sind beispielsweise POPOP oder bis-MSB [9], [10]

tes ist im Fall von NE110⁴ in Abb.2.4 dargestellt. Die Lichtausbeute in Plastiksziintillatoren liegt bei etwa einem Photon pro 100 eV [8].

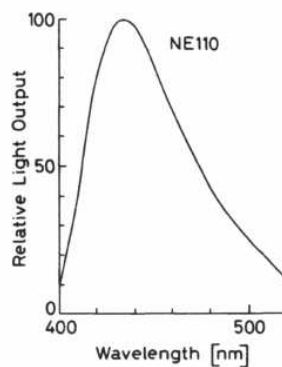


Abbildung 2.4: Wellenlängenverteilung des erzeugten Lichtes für Szintillatoren des Typs NE110 mit maximaler Emission bei ca. 420 nm [12]

2.3 Funktionsprinzip und Zeitauflösung von Photomultipliern

Ein Photomultiplier besteht aus einer Photokathode sowie einem Sekundärelektronenvervielfacher (siehe Abb. 2.5), welche sich in einer evakuierten Glasröhre befinden [11]. Bei den verwendeten Photomultipliern handelt es sich um das Modell XP2262 der Firma Photonis [13].

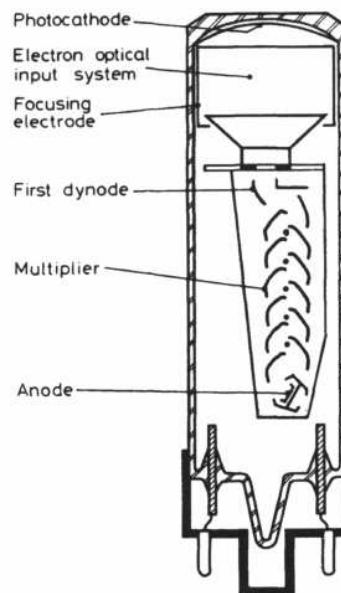


Abbildung 2.5: Typischer Aufbau eines Photomultipliers [14]

Trifft das Szintillationslicht auf die photosensitive Kathode des Photomultipliers, so werden über Photoeffekt (siehe Abschnitt 3.2) freie Elektronen erzeugt. Die Quanteneffizienz des Photoeffekts hängt

⁴dies entspricht BC-400

dabei vom Kathodenmaterial sowie von der Wellenlänge des Lichtes ab (siehe Abb. 2.6). Im Fall der verwendeten Bialkali-Kathode liegt die Effizienz des Photoeffektes für den in Abb. 2.4 dargestellten Wellenlängenbereich um 420 nm bei ca. 25%.

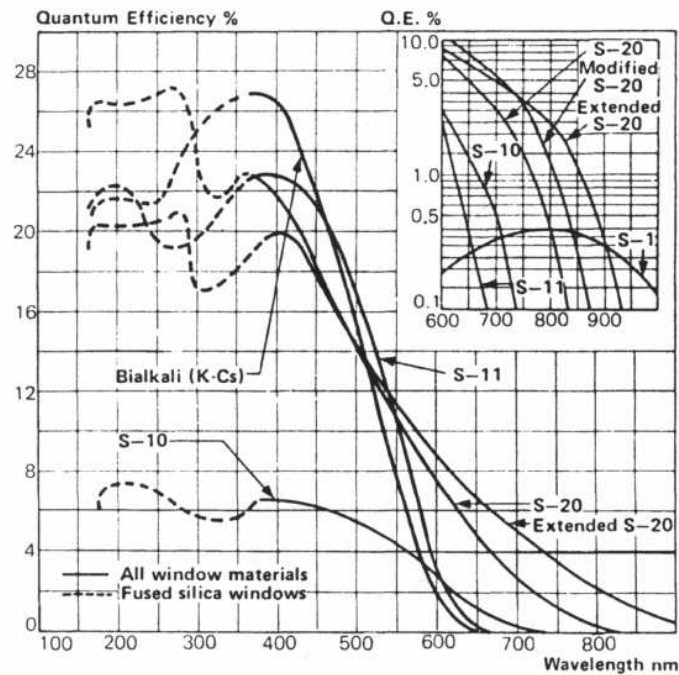


Abbildung 2.6: Quanteneffizienz des Photoeffekts für unterschiedliche Kathodentypen in Abhängigkeit der Wellenlänge des Szintillationslichtes [15]

Der zunächst schwache Strom von Photoelektronen wird im sogenannten Sekundärelektronenvervielfacher verstärkt. Dabei handelt es sich um eine Folge von Dynoden, wobei jede dieser Elektroden gegenüber der vorherigen auf einem höheren Potential liegt. Der so verstärkte Strom erzeugt an einem Widerstand ein messbares Spannungssignal im mV-Bereich, dessen Höhe proportional zur Menge des Szintillationslichtes ist.

Die Zeitaufösung von Photomultipliern ist im Wesentlichen durch die Variation der Elektronenlaufzeit zur ersten Dynode hin begrenzt.

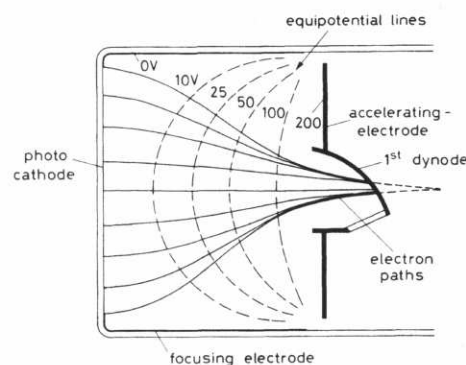


Abbildung 2.7: Unterschiedliche Laufwege der Photoelektronen von der Kathode hin zur ersten Dynode [14]

Laufzeitschwankungen der Elektronen ergeben sich einerseits aus geometrischen Gründen (siehe Abb. 2.7). So besteht nicht an jedem Punkt der Photokathode der gleiche Abstand zur ersten Dynode. Die Laufzeit der Elektronen zur ersten Dynode ist somit vom Emissionsort auf der Photokathode abhängig. Desweiteren sind Energie und Richtung der beim Photoeffekt emittierten Photoelektronen für die Variation der Laufzeit von Bedeutung. Für ein Elektron mit senkrechter v_{\perp} und paralleler v_{\parallel} Geschwindigkeitskomponente bezüglich der Kathode kann die Variation der Laufzeit über [8]

$$\Delta t = -\sqrt{\frac{2m_e v_{\perp}^2 / 2m_e}{e^2 E^2}} \quad (2.1)$$

angenähert werden. Dabei sind m_e und e die Elektronenmasse bzw. -ladung und E [V/m] die Stärke des elektrischen Feldes. Die durch Formel (2.1) beschriebene Zeitauflösung liegt im Bereich von etwa 0.2 ns - 0.5 ns [8].

Kapitel 3

γ - Spektren der Szintillatoren

3.1 Verwendete Quellen und deren γ -Energien

Für Testmessungen der einzelnen Szintillatoren wurden Spektren von ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{207}Bi aufgenommen.

^{22}Na geht dabei zu 89.84% über β^+ -Zerfall bzw. Elektroneneinfang (10.11%) in einen angeregten Zustand von ^{22}Ne über, gefolgt von der Emission von 1270 keV γ -Strahlung. Desweiteren entstehen bei der Annihilation der Positronen 2 γ -Partikel mit einer Energie von je 511 keV. Für ^{60}Co stellt der β^- -Übergang zu ^{60}Ni , gefolgt von der Emission eines 1173 keV γ s sowie eines 1332 keV γ s, den Hauptzerfallskanal (99.92%) dar. ^{137}Cs geht vorwiegend über β^- -Zerfall in einen angeregten Zustand von ^{137}Ba über (94.4%). Dem folgt die Emission von 662 keV γ -Strahlung. ^{207}Bi zerfällt über Elektroneneinfang in ^{207}Pb , beim Übergang in dessen Grundzustand werden überwiegend γ -Partikel der Energien 570keV und 1064keV emittiert. In Tabelle 3.1 sind die einzelnen Quellen mit den entsprechenden γ -Energien der Hauptzerfallskanäle zusammengefasst.

Quelle	γ -Energien
^{22}Na	511keV, 1270keV
^{60}Co	1173keV, 1332keV
^{137}Cs	662keV
^{207}Bi	570keV, 1064keV

Tabelle 3.1: Benutzte Quellen und Energien der in den Hauptzerfallskanälen emittierten γ -Partikel [16]

Die Zerfallskanäle der einzelnen Quellen sind detailliert in Anhang A dargestellt.

3.2 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Die Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie erfolgt über die folgenden drei Mechanismen:

- Photoeffekt
- Compton-Effekt
- Paarproduktion

Sowohl beim Photo- als auch Compton-Effekt wird Photonenenergie auf ein Elektron übertragen. Da das γ -Teilchen beim Photoeffekt seine gesamte Energie verliert, d.h. von dem jeweiligen Elektron absorbiert wird, kann dieser Effekt aus Impulserhaltungsgründen lediglich bei gebundenen Elektronen auftreten, da so der Kern den Rückstoßimpuls des Photons absorbieren kann. Anschließend

erfolgt die Emission eines Photoelektrons mit der Energie $E = E_\gamma - E_{\text{Bindungsenergie}}$. Der Photoeffekt-Wirkungsquerschnitt ist vergleichsweise gering für γ -Energien oberhalb der maximalen Elektronenbindungsenergie des Atoms, d.h. für Elektronen der K-Schale. Nähert sich die Photonenenergie der K-Schalen-Energie, so steigt der Wirkungsquerschnitt schnell an, um dann bei Unterschreiten der K-Schalen-Energie wieder drastisch abzufallen. Das gleiche Verhalten ist ebenfalls in der Umgebung der L-Schalen und M-Schalen-Energien zu erkennen, siehe hierzu Abb. 3.1. Man spricht in diesem Zusammenhang von K-Schalen, L-Schalen bzw. M-Schalen-Absorptionskanten.

Während das γ -Teilchen beim Photoeffekt seine gesamte Energie verliert, handelt es sich beim

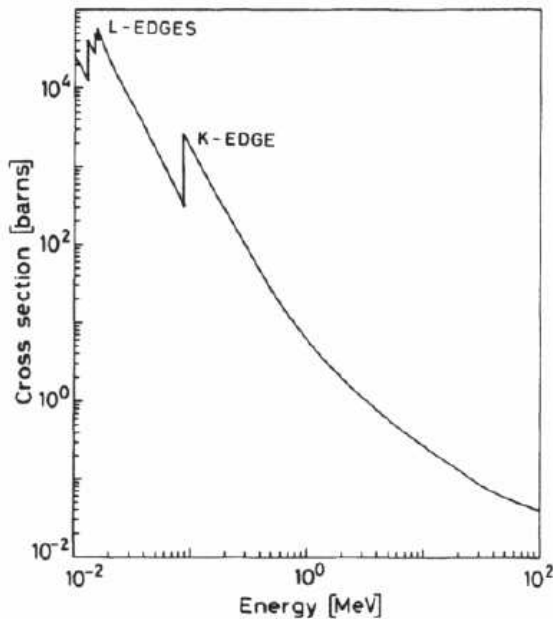


Abbildung 3.1: Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt bei Blei in Abhängigkeit der γ -Energie. Deutlich sind die Absorptionskanten der K- und L-Schale zu erkennen [8].

Compton-Effekt um inelastische Streuung. Dieser Effekt wird noch eingehender in Abschnitt 3.2.1 betrachtet.

Als Paarproduktion wird die Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares bezeichnet. Aus Energieerhaltungsgründen muss die γ -Energie hierbei mindestens gleich der doppelten Ruheenergie des Elektrons sein. Darüber hinaus erfordert die Impulserhaltung die Anwesenheit eines zusätzlichen Teilchens, üblicherweise eines Atomkerns, zur Absorption des überschüssigen γ -Impulses.

Über welchen der drei oben genannten Effekte γ -Strahlung mit Materie wechselwirkt, hängt sowohl von der Energie der einfallenden γ -Partikel sowie von der Kernladungszahl der wechselwirkenden Atome ab. Die Wirkungsquerschnitte von Photo- und Comptoneffekt zeigen hierbei eine Abhängigkeit von $\sigma_{\text{Photoeffekt}} \sim Z^5$ bzw. $\sigma_{\text{Comptoneffekt}} \sim Z$. Abb. 3.2 zeigt hierzu die einzelnen Beiträge von Photo- und Compton-Effekt sowie Paarerzeugung zum gesamten Wechselwirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der γ -Energie für Kohlenstoff und Blei. Der Graph für $Z=6$ in Abb. 3.2 gibt im Wesentlichen das Wechselwirkungsverhalten der γ -Quellen aus Kapitel 6.1.2 mit den Hodoskop-Szintillatoren wieder. Deutlich zu erkennen ist hierbei die Dominanz der Compton-Streuung für den Energiebereich der γ -Partikel, welche von den Testquellen emittiert werden (0.5 MeV – 1.5 MeV).

3.2.1 Compton-Effekt

Als Compton-Effekt wird die inelastische Streuung von γ -Partikeln an (quasi)freien Elektronen bezeichnet, siehe Abb. 3.3. Ein Photon überträgt dabei einen Teil seiner Energie an ein Elektron, welches dadurch wie beim Photoeffekt ionisiert wird. Das Photon selbst wird langwelliger und um den Winkel θ gestreut reemittiert. Im Fall des Szintillators befinden sich die Elektronen im

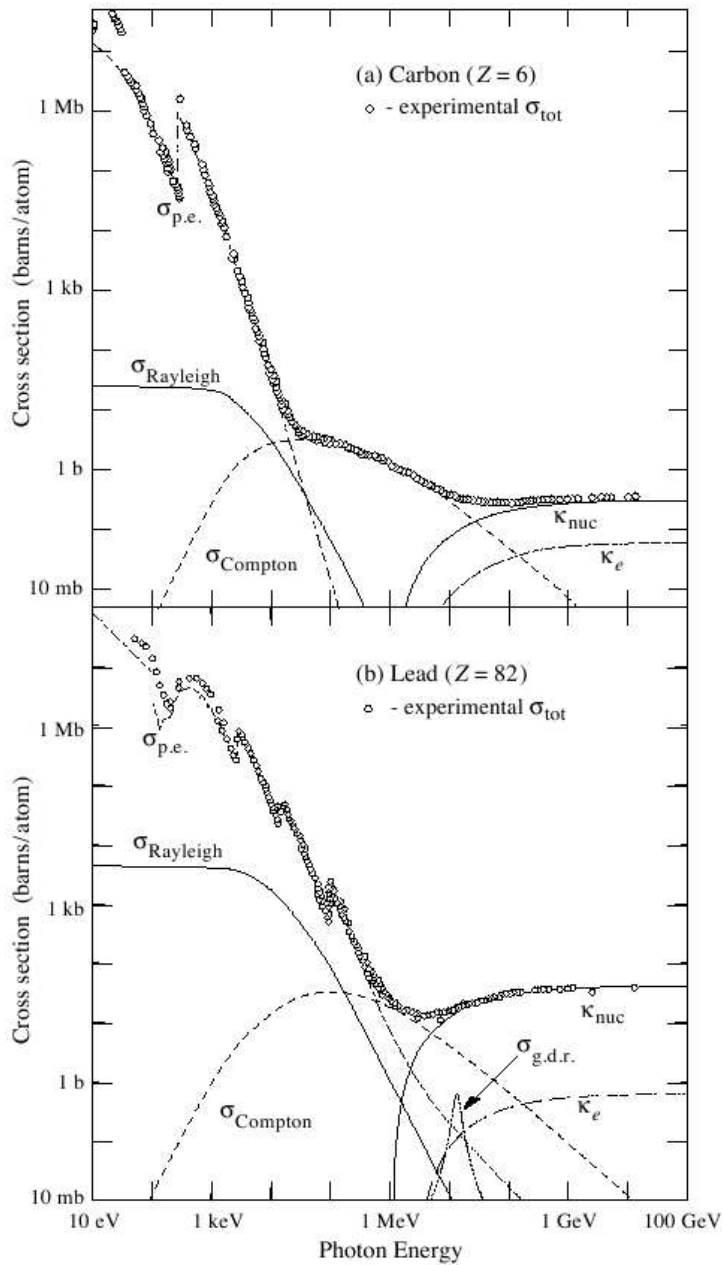


Abbildung 3.2: Gesamt-Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie für Kohlenstoff und Blei in Abhängigkeit der γ -Energie [17]

Molekülverband. Da deren Bindungsenergie jedoch klein gegenüber der γ -Energie ist, können die Elektronen als ungebunden behandelt werden.

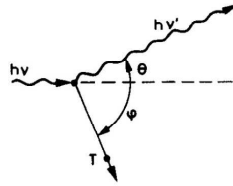


Abbildung 3.3: Prinzip des Compton-Effekts

Nach Anwendung von Energie- sowie Impulserhaltungssatz ergibt sich für die Energie des gestreuten γ -Partikels:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}, \quad (3.1)$$

wobei $\gamma = E_\gamma/m_e c^2$ mit der Elektronen-Ruhemasse $m_e = 511 \text{ eV}/c^2$ ist. Folglich erhält man für die Energieverteilung der Compton-Elektronen

$$E_{Compton} = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \frac{\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}. \quad (3.2)$$

Der Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung ist durch die Klein-Nishina-Formel gegeben [18]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]^2} \left(1 + \cos^2 \theta + \frac{\gamma^2 (1 - \cos \theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \right), \quad (3.3)$$

mit dem klassischen Elektronenradius r_e . Aus Formel (3.2) und Formel (3.3) ergibt sich schließlich die theoretische Energieverteilung der Compton-Elektronen mit $s = E_{Compton}/E_\gamma$:

$$\frac{d\sigma}{dE_{Compton}} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \gamma^2} \left[2 + \frac{s^2}{\gamma^2 (1 - s)^2} + \frac{s}{1 - s} \left(s - \frac{2}{\gamma} \right) \right]. \quad (3.4)$$

Die maximale energetisch erlaubte Rückstoßenergie der Compton-Elektronen berechnet sich hierbei zu

$$E_{Compton,max} = E_\gamma \left(\frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} \right) \quad (3.5)$$

und wird allgemein als Compton-Kante bezeichnet. Abb. 3.4 zeigt diese Energieverteilung für die bei den Testquellen auftretenden γ -Energien. Da die Energien der beiden von ^{60}Co emittierten γ -Partikel so eng beieinander liegen, dass eine getrennte Auflösung der jeweiligen Compton-Kanten nicht zu erwarten ist, wurde für die Berechnung der gemeinsamen Energieverteilung der Mittelwert $(1.17 \text{ MeV} + 1.33 \text{ MeV})/2 = 1.25 \text{ MeV}$ der beiden γ -Energien zugrunde gelegt.

Die Compton-Elektronen wechselwirken in unserem Fall mit den Molekülen des organischen Szintillators und übertragen durch inelastische Stöße ihre Energie an diese. Die Moleküle werden dadurch angeregt und emittieren nach interner Degradierung beim Übergang in einen energetisch niedrigeren Zustand über Fluoreszenz oder Phosphoreszenz Szintillationslicht (siehe Abschnitt 2.2). Ein Pulshöhenspektrum der oben genannten Quellen sollte daher im Wesentlichen die Energieverteilung der Compton-Elektronen wiedergeben, wie sie in Abb. 3.4 dargestellt ist.

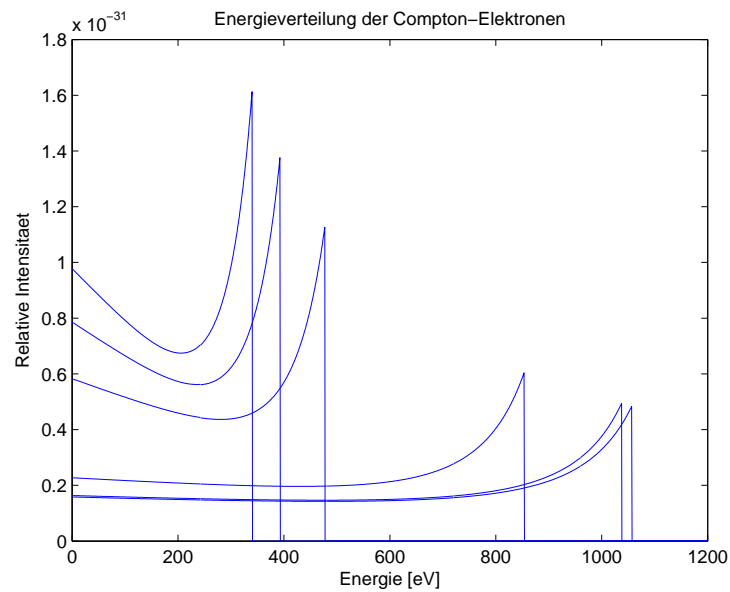


Abbildung 3.4: Comptonkanten für die in den Tests verwendeten γ -Energien: 511 keV ^{22}Na , 570 keV ^{207}Bi , 662 keV ^{137}Cs , 1064 keV ^{207}Bi , 1173 keV + 1332 keV ^{60}Co , 1270 keV ^{22}Na .

3.3 Pulshöhenspektren der γ -Quellen

3.3.1 Elektronische Grundlagen der ADC-Auslese

Die Aufnahme der Pulshöhenspektren der γ -Quellen wurde mittels einer simplen PCI-basierten ADC-Auslese realisiert. Diese Methode wurde beim Einsatz radioaktiver Quellen bevorzugt, da sie Triggerraten von über 10 kHz zulässt, welche bereits bei Messungen mit γ -Quellen im unteren MBq-Bereich erreichbar sind. Die gleichzeitige Aufnahme von Spektren ist wegen der niedrigen Abtastrate von etwa 400 kHz auf maximal drei Szintillatoren beschränkt.

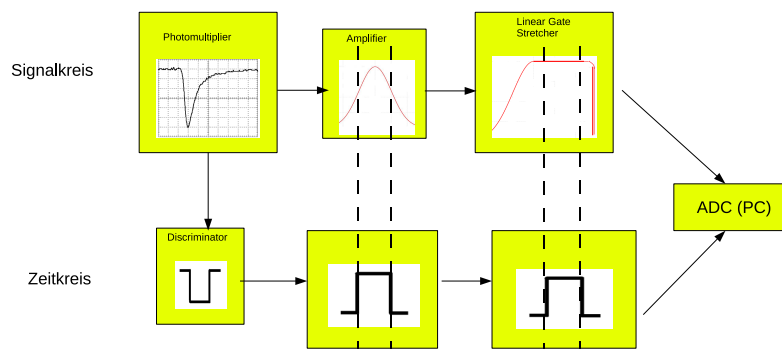


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau der ADC-Auslese zur Aufnahme von γ -Pulshöhenspektren

Abb. 3.5 zeigt den schematischen Aufbau der ADC-Auslese, wie er für die Aufnahmen der γ -Spektren gewählt wurde. Das Ausgangssignal des Photomultipliers wird hierzu zunächst verzweigt und geht sowohl in den sogenannten Signal- wie auch in den Zeitdatenweig.

Ein Diskriminator bildet das erste Modul des Zeitzweiges. Dessen Ausgangssignal (NIM Standard)¹ wird in einem weiteren Modul in das für die ADC-Aufnahme erforderliche TTL-Signal² umgewandelt. Ein Gate Generator erzeugt aus dem TTL-Signal ein Gate-Signal, dessen Verzögerung und Breite einstellbar sind.

Im Signalkreis wird das Photomultiplier-Signal mittels eines Verstärkers in ein invertiertes, verstärktes, gaußförmiges Signal umgewandelt. Da die ADC-Karte des PCs zur Pulshöhenbestimmung eine Zeit von 2.8 μ s benötigt, erzeugt ein Linear Gate Stretcher ein entsprechend verlängertes Signal. Dieses wird Und-verknüpft mit dem Signal aus dem Zeitkreis an die ADC-Karte übergeben. Als Resultat übergibt die ADC-Karte das Signal in der willkürlichen Einheit Volt [V] an den PC.

3.3.2 Vergleich der aufgenommenen Spektren mit der Theorie sowie Bestimmen der Compton-Kanten

Da sowohl das Erzeugen von Szintillationslicht, dessen Weg zur Photokathode und der dortige Photoeffekt statistischen Schwankungen unterzogen ist (siehe Abschnitt 3.9), ist für die aufgenommenen Spektren nicht exakt der Verlauf aus Abb. 3.4 zu erwarten. Die Anzahl der primär erzeugten Photonen pro Energiebetrag sollte erwartungsgemäß einer Poisson-Verteilung folgen, welche für große Photonenzahlen in eine Gauß-Verteilung übergeht. Wie Abb. 3.6 zeigt, lässt sich der Verlauf des aufgenommenen Spektrums von ^{137}Cs gut durch eine Faltung der Compton-Energie-Verteilung aus Abb. 3.4 mit einer Gauß-Funktion reproduzieren.

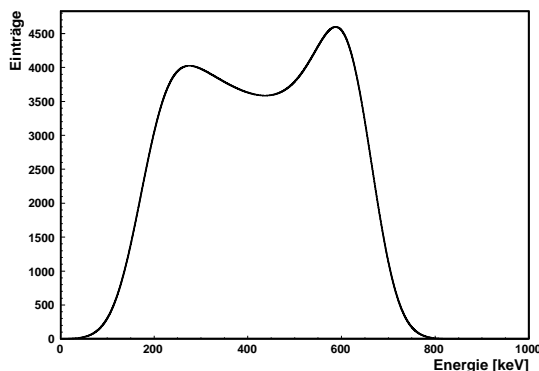


Abbildung 3.6: Faltung der Energieverteilung der Comptonelektronen für ^{137}Cs aus Abb. 3.4 mit einer Gauß-Funktion der Breite 100 keV. Bei der Darstellung der Anstiegsflanke des Spektrums wurde bereits das Abschneiden von Pulsen unterhalb der Diskriminator-schwelle berücksichtigt.

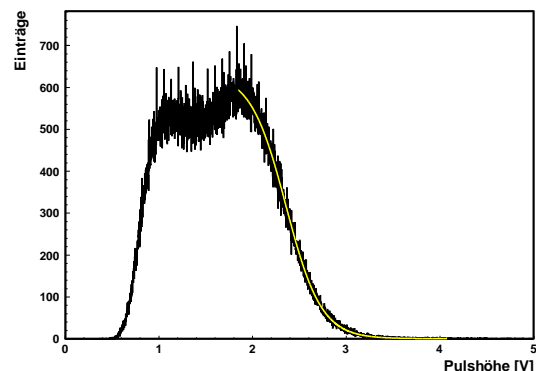


Abbildung 3.7: Pulshöhenspektrum für ^{137}Cs mit angefitzter Fermi-Verteilung an die Compton-Kante

Wie sowohl aus dem aufgenommenen als auch dem theoretisch berechneten Pulshöhenspektrum von ^{137}Cs (Abb. 3.6 und Abb. 3.7) hervorgeht, tritt an die Stelle der scharfen Compton-Kante eine Fermikante der Form

$$f(x) = \frac{A}{1 + \exp\left(\frac{-(x-B)}{C}\right)} + D. \quad (3.6)$$

A, B, C und D sind hierbei Parameter, welche an die Datenpunkte der aufgenommenen Spektren anzupassen sind. Der Parameter B gibt die x-Koordinate des Mittelpunktes der Fermikante wider

¹Nuclear Instrumentation Methods: Pegelwerte von 0 V ($\hat{=}$ 0) und -0.8 V ($\hat{=}$ 1)

²Transistor-Transistor Logic: Pegelwerte von 0 V ($\hat{=}$ 0) und +5 V ($\hat{=}$ 1)

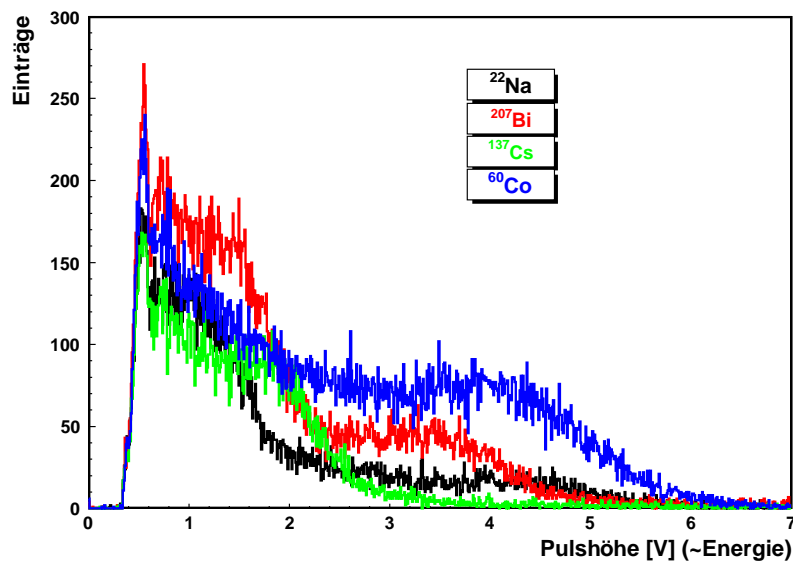


Abbildung 3.8:
Pulshöhenspektren
für Quellen verschiedener γ -Energien: schwarz ^{22}Na , rot ^{207}Bi , grün ^{137}Cs , blau ^{60}Co

und kann als Pulshöhenwert für die maximale Rückstoßenergie der Comptonelektronen angesehen werden. Die Breite der Compton-Kante wird durch Parameter C beschrieben.

3.4 Zusammenhang von γ -Energie und Pulshöhe

Für die Messung von kosmischen Myonen bei hohem γ -Untergrund ist ein klarer Zusammenhang zwischen der im Szintillator deponierten Energiemenge und des Pulshöhenoutputs vorteilhaft, um ein Unterscheidungskriterium zu haben. Der Energieverlust von Myonen im Szintillator wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben (siehe Abschnitt 5.3.1). Für ein Minimum Ionizing Particle (MIP) ergibt sich hierbei ein Wert von $\frac{2.13 \text{ MeV}}{\text{cm}}$. Rechnet man mit einer durchschnittlichen Weglänge von 3 cm, entspricht dies einem Gesamtenergieverlust von 6.4 MeV. Die Maximalenergie, welche beispielsweise die 662 keV- γ -Teilchen von ^{137}Cs an ein Compton-Elektron übertragen können, liegt gemäß Formel (3.5) bei 0.48 MeV und ist somit um etwa einen Faktor 10 niedriger.

In Abb. 3.8 sind die Pulshöhenspektren für ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{207}Bi und ^{60}Co aufgetragen. Die Compton-Kanten, welche zu geringeren γ -Energien gehören, werden dabei entsprechend niedrigeren ADC-Kanälen zugeordnet. Zum Bestimmen des genauen Zusammenhangs zwischen Pulshöhe und γ -Energie wurden Spektren hoher Statistik für alle vier Quellen aufgenommen, wobei der Abstand zwischen Quelle und Photomultiplier konstant gehalten wurde. Am Amplifier (siehe Abb. 3.5) wurde hierzu eine 1000-fache Verstärkung gewählt. Der ADC-Wert der Compton-Kanten wurde gemäß dem in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Verfahren bestimmt und gegen die mit Formel (3.5) berechneten Rückstoßenergien der Compton-Elektronen aufgetragen (siehe Abb. 3.9). Dabei zeigen die Datenpunkte einen linearen Zusammenhang mit einer Steigung von $2.2 \frac{\text{V}}{\text{MeV}}$. Ein Energiesignal von 6 MeV, wie es für Myonentreffer erwartet wird, würde folglich bei Treffern an der gleichen Stelle des Szintillators bei etwa 15V im Pulshöhenspektrum liegen.

3.5 Energieauflösung der Szintillatoren

Auf Grund des linearen Zusammenhangs in Abb. 3.9 muss auch die Intensität des Szintillationslichtes und damit die Zahl der erzeugten Photonen proportional zur Energie sein:

$$E \sim N_{\text{Photonen}} \quad (3.7)$$

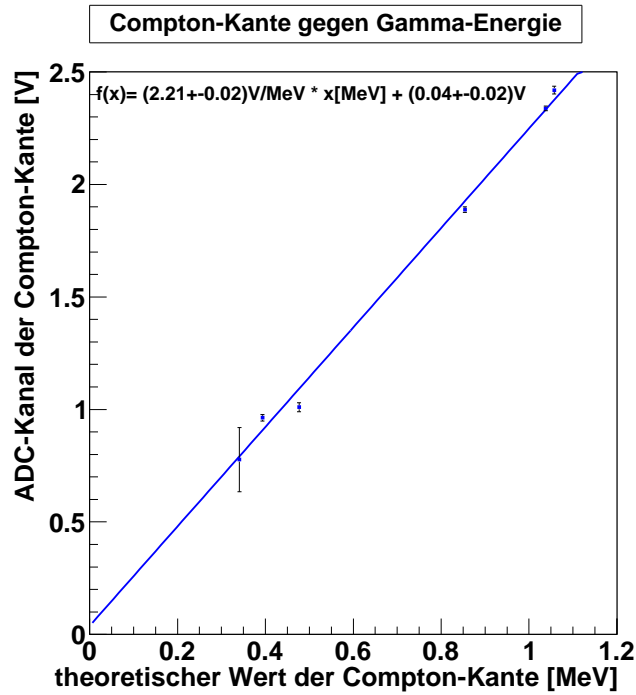


Abbildung 3.9: Zusammenhang zwischen der Lage der Compton-Kante im ADC-Spektrum und theoretisch berechnetem Energiewert der Compton-Kante

Das Erzeugen von Szintillationslicht ist ein statistischer Prozess. Die Anzahl der Szintillationsphotonen pro Energiebetrag wird durch eine Poissonverteilung beschrieben. Somit gilt mit $\text{Var} := \text{Varianz}$ und $\langle N \rangle := \text{Mittelwert von } N$

$$\langle N_{\text{Photonen}} \rangle = \text{Var}(N_{\text{Photonen}}) = (\Delta N_{\text{Photonen}})^2 \sim \langle E \rangle = \text{Var}(E) = (\Delta E)^2 \quad (3.8)$$

oder

$$\Delta E \sim \langle N \rangle \quad (3.9)$$

$$\Delta N = \sqrt{\langle N \rangle} \sim \Delta E.$$

Die relative Energieauflösung des Szintillators lässt sich entsprechend durch

$$\frac{\Delta E}{\langle E \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\langle N_{\text{Photonen}} \rangle}} \quad (3.10)$$

beschreiben. Wie bereits in Abschnitt 3.3.2 gezeigt, führt die endliche Energieauflösung der Szintillatoren zu einem Übergang der theoretisch berechneten scharfen Compton-Kante in eine Fermi-Verteilung. Wegen $\Delta N_{\text{Photonen}} \sim \sqrt{E}$ ist für höhere γ -Energien eine entsprechende Verbreiterung der Compton-Kante zu erwarten, siehe Abb. 3.10.

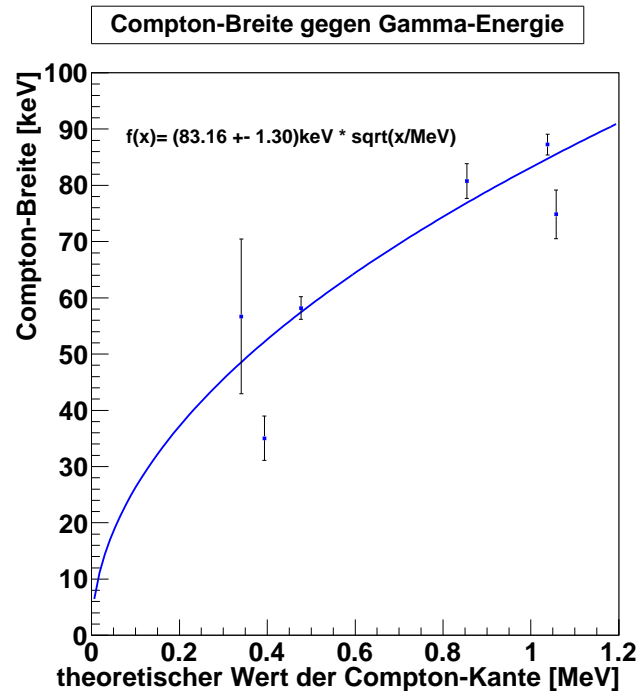


Abbildung 3.10: Zusammenhang zwischen der Breite der Compton-Kante und theoretisch berechnetem Energiewert der Compton-Kante

Eine Breite der Compton-Kante von 83 keV bei einer γ -Energie von 1 MeV, wie aus Abb. 3.10 abzulesen ist, entspricht einer relativen Energieauflösung von 8.3%. Umformen von Formel (3.10) führt zu einer Anzahl von $N = (0.083)^{-2} \approx 150$ nachgewiesenen Photonen pro 1 MeV deponierter Energie. Dies liegt weit unter dem Wert von etwa 8300 Photonen pro 1 MeV, welchen man bei organischen Szintillatoren auf Grund der mittleren Anregungsenergie von etwa 100 eV (siehe Abschnitt 2.2) erwarten würde. Verluste von Szintillationsphotonen ergeben sich bei der Wellenlängenverschiebung des Szintillationslichtes sowie an der Kathode des Photomultipliers. So hat die verwendete Bialkali-Kathode auf Grund der beschränkten Quanteneffizienz eine Effizienz von etwa 25% (siehe Abschnitt 2.3). Desweiteren sind für Photonen, welche nicht innerhalb des Winkelbereichs der Totalreflexion $39^\circ < \theta_{\text{tot}} < 51^\circ$ (siehe Abschnitt 4.3.2) auf die Szintillatorgrenzfläche treffen, Verluste bei der Reflexion an der Aluminiumummantelung des Szintillators zu erwarten (siehe Kapitel 4.3.2). Unter Annahme der folgenden Effizienzen der oben beschriebenen Effekte würde sich für das Verhältnis $\frac{N_{\text{erzeugt}}}{N_{\text{nachgewiesen}}}$ aus erzeugten und nachgewiesenen Photonen ca. ein Faktor 50 ergeben:

- Quanteneffizienz der Kathode: 25%
- Effizienz der Reflexion (Totalreflexion, Verluste an der Aluminiumummantelung): 20%
- Verlust durch Selbstabsorption im Szintillator: 50%
- Effizienz des Wellenlängenschiebers: 80%

Das Verhältnis zwischen den 8300 erzeugten Photonen und den 150 nachgewiesenen Photonen $\frac{8300}{150} \sim 55$ lässt sich somit auf diese Weise erklären.

Kapitel 4

Bestimmen der Absorptionslänge der Szintillatoren

Der lineare Zusammenhang zwischen (γ)-Energie und gemessener Pulshöhe, wie er in Kapitel 3.4 gezeigt wurde, ist eine erste Voraussetzung für die Unterscheidbarkeit von Untergrund- und Myonentreffern. Die Messungen wurden bisher nur für konstante Quellpositionen auf dem Szintillator, d.h. für jeweils gleiche Abstände zum Photomultiplier durchgeführt. Im Zuge der Testmessungen in der GIF-Zone hingegen sind Teilchentreffer über die gesamte Länge des Szintillators zu erwarten. Auf Grund der Absorption von Szintillationslicht ist so ein Signal geringerer Pulshöhe für einen Treffer in großer Entfernung zur Phototube im Vergleich zu dem Durchgang eines Teilchens gleicher Energie nahe der Ausleseelektronik zu erwarten. Um Myonentreffer am hinteren Ende der Szintillatoren von γ -Treffern nahe am Photomultiplier unterscheiden zu können, sollte daher die Absorptionslänge der Szintillatoren nicht zu gering sein.

4.1 Messaufbau zum Bestimmen der Absorptionslänge der Szintillatoren

Zum Bestimmen der Absorptionslänge der Szintillatoren wurde das Spektrum von ^{60}Co für verschiedene Abstände zum Photomultiplier aufgenommen. Wichtig ist, den Raumwinkel für das Strahlungsfeld der Quelle dabei sorgfältig einzuschränken, um so den Entstehungsort des Szintillationslichtes im Szintillator auf einen kleinen Bereich zu beschränken. Hierzu wurde die ^{60}Co -Quelle auf einem Pb-Ring der Höhe 50mm¹ sowie einem inneren und äußeren Durchmesser von 30 mm bzw. 95 mm platziert. Zusätzlich wurden neben den Pb-Ring noch zwei 20 cm \times 10 cm \times 5 cm-Pb-Ziegel entlang des Szintillators gelegt (siehe Abb. 4.1 und Abb. 4.2). Der resultierende Raumwinkelanteil der Strahlung, welcher zum Szintillator gelangt, ergibt sich somit zu

$$\Omega = \frac{S}{d^2} = \frac{(15 \text{ mm})^2 \pi}{(50 \text{ mm})^2} = 0.28.$$

¹Für γ -Energien von 0.5 MeV und 1.5 MeV sind 5 cm Blei dabei ausreichend, um die Intensität der Strahlung auf 0.005% bzw. 1.6% des Anfangswertes abzuschwächen.

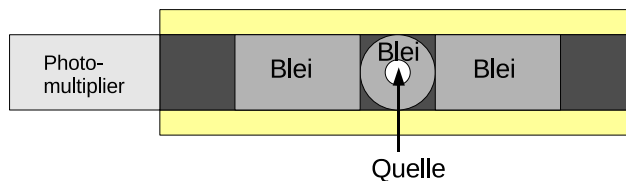


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau zur Einschränkung des Raumwinkels bei den Abstandsmessungen zum Bestimmen der Absorptionslänge. Zu sehen sind der Pb-Ring in der Mitte zusammen mit den Pb-Ziegeln entlang des Szintillators.

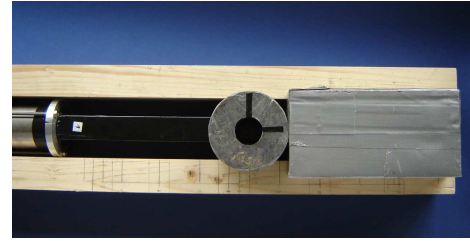


Abbildung 4.2: Pb-Ring und Pb-Ziegel zum Einschränken des Raumwinkels für die Abstandsmessungen. Zu beiden Seiten des Szintillators befinden sich Holzquader zur Unterstützung der Blei-Abschirmung

4.2 Gemessene Absorptionsspektren der Szintillatoren

Abb. 4.3 zeigt die Compton-Spektren für ^{60}Co bei Abständen von 5 cm (hellblau), 10 cm, 15 cm, 20 cm, 30 cm, 40 cm und 47.5cm (schwarz) zwischen Quelle und Photomultiplier. Deutlich zu erkennen ist dabei die steigende Abschwächung von Szintillationslicht bei wachsenden Abständen, was sich in einem Verschieben der Compton-Kante hin zu niedrigeren ADC-Kanälen äußert.

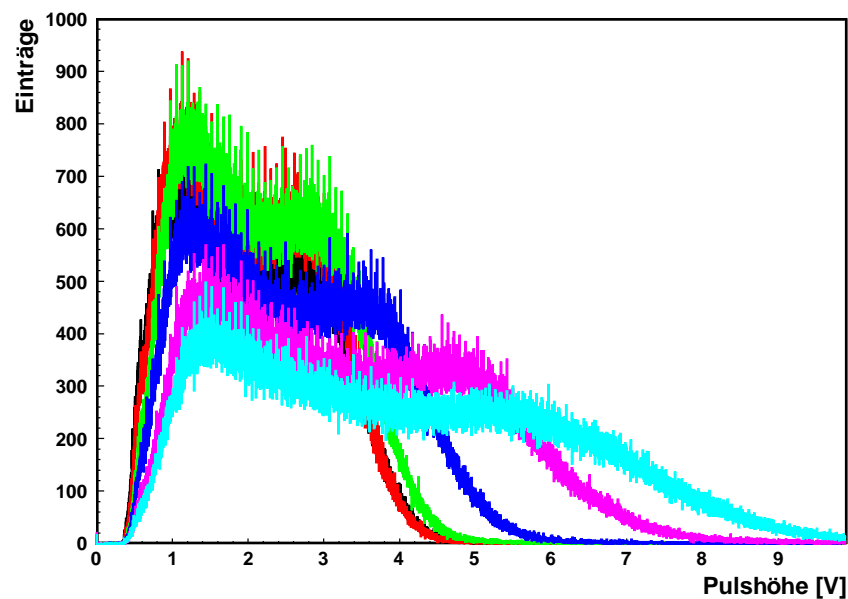


Abbildung 4.3: Comptonkante von ^{60}Co für Abstände von 47.5 cm (schwarz), 40 cm (rot), 30 cm (grün), 20 cm (blau), 15 cm (gelb), 10 cm (rosa) und 5cm (hellblau) zwischen Quelle und Photomultiplier.

Aus Abb. 4.3 kann die Lage der Compton-Kanten durch Anfitzen einer Fermi-Verteilung bestimmt werden und gegen die jeweiligen Quellabstände zum Photomultiplier aufgetragen werden (siehe Abb. 4.4). Im Zuge einer ersten Näherung wurde eine Exponentialfunktion der Form

$$f(x) = \frac{A}{[V]} e^{-\frac{B}{[1/cm]} \frac{x}{[cm]}} \quad (4.1)$$

an die Messwerte angefitzt. Der inverse Wert des Parameters B gibt dabei die effektive Absorpti-

onslänge λ_{eff} des Szintillators an. Wie Abb. 4.4 zeigt, gibt Formel (4.1) dabei den Verlauf der Datenpunkte nicht befriedigend wider.

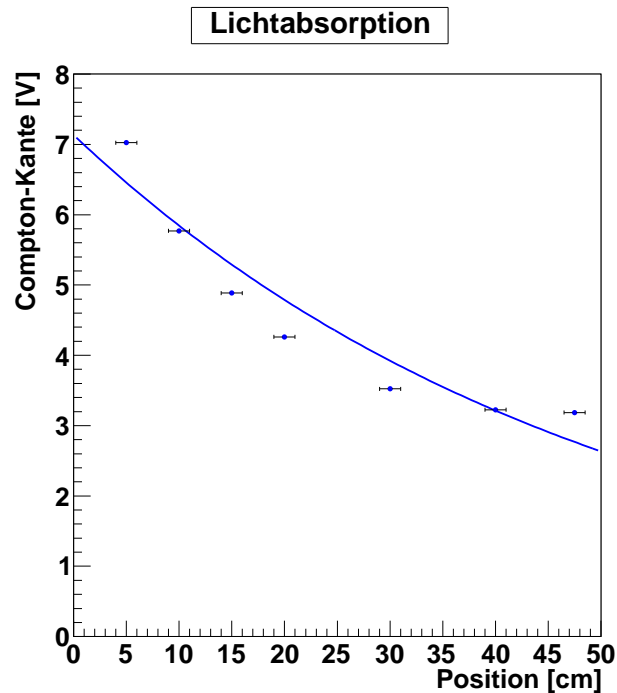


Abbildung 4.4: Lage der Compton-Kanten von ^{60}Co im ADC-Spektrum für verschiedene Abstände der Quelle zum Photomultiplier mit angefitzter Exponentialfunktion

4.3 Modell für die Ausbreitung und Absorption von Szintillationslicht

4.3.1 Vereinfachtes zweidimensionales Modells

Die Ausbreitung des Szintillationslichts hin zum Photomultiplier erfolgt in der Regel nicht geradlinig und ausschließlich in dessen Richtung. Vielmehr breitet sich Szintillationslicht isotrop von dessen Entstehungsort weg aus. Es sollte dementsprechend ein Teil des Lichtes in Richtung (in Abb. 4.5 grün dargestellt), der andere (in Abb. 4.5 rot dargestellt) entgegengesetzt zur Ausleseelektronik wandern. Letzterer Anteil wird bei Auftreffen auf der Rückseite des Szintillators entweder an dieser selbst oder der einhüllenden Aluminiumfolie reflektiert und erreicht nach Durchlaufen der gesamten Szintillatorlänge ebenfalls den Photomultiplier. Um den in Abb. 4.5 in roter Farbe dargestellten Anteil des Szintillationslichtes zu berücksichtigen, muss Formel (4.1) um einen zweiten Term ergänzt werden:

$$f(x) = \frac{A}{[\text{V}]} e^{-\frac{B}{[1/\text{cm}]} \frac{x}{[\text{cm}]}} + C \times \frac{A}{[\text{V}]} e^{-\frac{B}{[1/\text{cm}]} \frac{(2l-x)}{[\text{cm}]}} \quad (4.2)$$

wobei $(2l-x)$ die Distanz des roten Lichtes von der Photoröhre ist und der Faktor C mögliche Reflexionsverluste beschreibt, folglich also Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann.

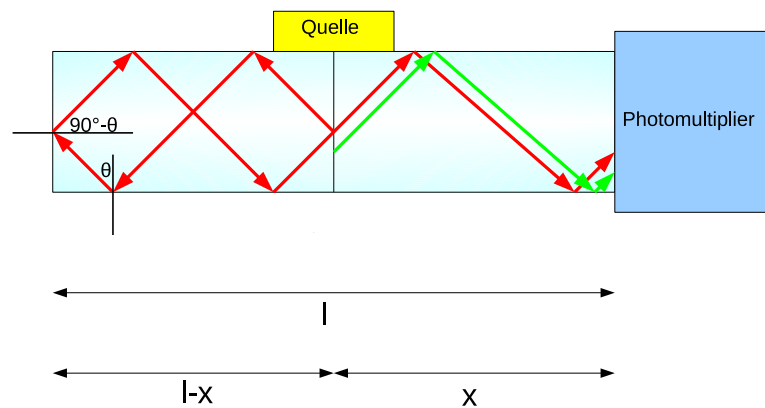


Abbildung 4.5: Zur Theorie der Ausbreitung von Szintillationslicht

Ein zentraler Punkt dieses Modells ist dabei das Reflexionsverhalten des Szintillationslichtes an den Seitenwänden bzw. der einhüllenden Aluminiumfolie.

4.3.2 Reflexion des Szintillationslichtes an den Grenzflächen des Szintillators

Trifft Szintillationslicht auf eine Grenzfläche des Szintillators, so kann dieses entweder direkt an der Grenzfläche totalreflektiert werden oder aber es wird gebrochen, wandert in den Lufspalt zwischen Szintillator und Aluminiumfolie, von der es dann wiederum in den Szintillator zurückreflektiert wird (siehe Abb. 4.6).

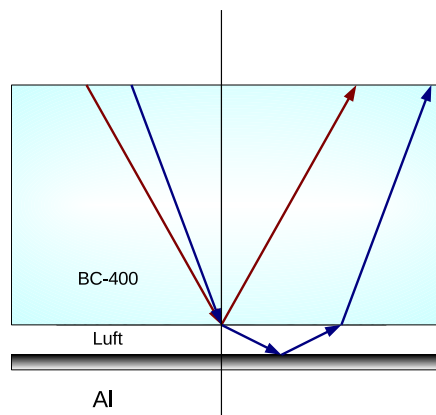


Abbildung 4.6: Totalreflexion des Szintillationslichtes an der Szintillatorgrenzfläche bzw. Reflexion an der Aluminiumfolie

Totalreflexion tritt für die Fälle auf, in denen das Szintillationslicht unter einem Winkel größer dem sogenannten kritischen Winkel auf die Grenzfläche des Szintillators trifft. Dieser Winkel kann folgendermaßen bestimmt werden: Das Snelliussche Brechungsgesetz

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (4.3)$$

stellt einen Zusammenhang zwischen den Brechzahlen n_1 und n_2 zweier Medien sowie dem Einfallswinkel θ_1 und dem Brechungswinkel θ_2 her. Der Brechungswinkel θ_2 kann dabei maximal einen

Wert von 90° annehmen, für größere Winkel findet Totalreflexion statt, so dass sich folglich für den Grenzwinkel

$$\theta_1 = \theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (4.4)$$

ergibt. Im Fall des Szintillators erhält man mit den Brechzahlen $n_1 = 1.58$ für BC-400 [8] und $n_2 = 1$ für Luft einen Grenzwinkel von 39° . Tritt Totalreflexion auf, so ist laut Reflexionsgesetz

$$\theta_{ein} = \theta_{aus} \quad (4.5)$$

der Einfallswinkel des Szintillationslichtes gleich des Ausfallswinkel.

Das Lichtausbreitungsverhalten ist in Abb. 4.5 für Totalreflexion an allen Seitenflächen dargestellt. Um Totalreflexion im 2-dimensionalen Fall sowohl für die Rückseite als auch die beiden Längsseiten zu gewährleisten, muss der Einfallswinkel des Lichtes folgenden Bedingungen genügen: $\theta_{oben,unten,c} > 39^\circ$ für Totalreflexion an Ober- und Unterseite sowie $\theta_{rueck,c} = 90^\circ - \theta_{oben,unten,c} > 39^\circ$ für Totalreflexion an der Rückseite. Insgesamt ergibt sich somit ein Winkelbereich von $39^\circ < \theta < 51^\circ$ für welchen ausschließlich Totalreflexion auftritt.

Für Einfallswinkel kleiner θ_{crit} wird das Licht gemäß Formel (4.3) gebrochen und an der Aluminiumfolie wieder zurück in den Szintillator reflektiert.

4.3.3 Test des Modells durch Messungen bei Variation der Reflexionseigenschaften an der Detektorrückseite

Kernpunkt des in Abschnitt 4.3.1 vorgestellten Modells ist die Berücksichtigung des in Richtung der Detektorrückwand laufenden Anteils des Szintillationslichtes. Eine Verschlechterung der Reflexionsbedingungen an der Detektorrückwand würde diesen Anteil entsprechend abschwächen und sollte sich bei Richtigkeit des Modells im Verlauf der Datenpunkte widerspiegeln.

Um dies zu überprüfen wurde eine zusätzliche Messreihe durchgeführt, bei welcher die Aluminiumfolie an der Szintillatorrückwand entfernt wurde. Reflexion des Szintillationslichtes tritt daher ausschließlich im Fall von Totalreflexion, also für einen Einfallswinkel $< \theta_{crit}$ auf. Für weitere Messungen wurde ein Plexiglasblock mit Hilfe von Silikonfett an der Szintillatorrückwand angebracht, dessen Stirnseite mittels eines Sandstrahls aufgeraut und anschließend geschwärzt wurde. Bis auf einen geringen Totalreflexionsanteil, welcher sich auf Grund des nicht perfekt angepassten Brechungsindex des Silikonfettes ergibt, erwartet man daher hauptsächlich Absorption an der Rückwand.

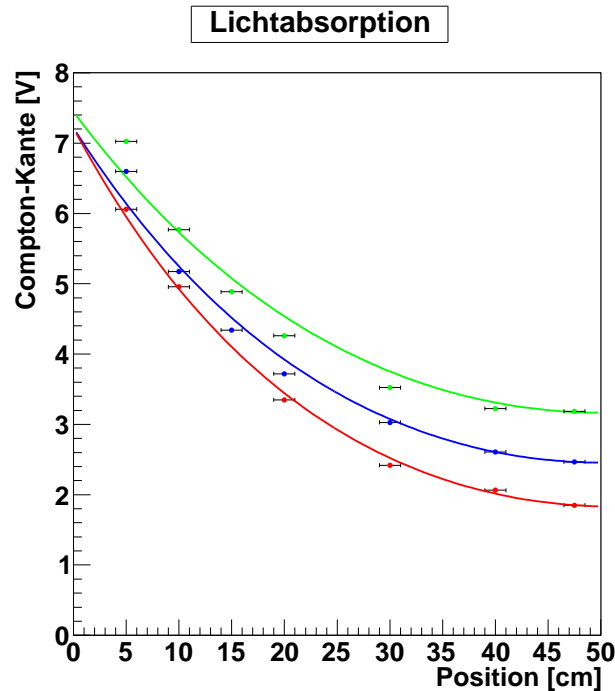


Abbildung 4.7: Lage der Comptonkante in Abhängigkeit der Quellposition für variierende Reflexionsbedingungen an der Detektorrückwand: grün: Totalreflexion und Reflexion an Aluminiumfolie (Normalbedingung), blau: Totalreflexion, rot: absorbierende Rückwand. Desweiteren wurde eine Kurve gemäß Formel (4.2) an die Datenpunkte gefittet. Auf Grund der geringen Werte der Fehler in y-Richtung werden die entsprechenden Fehlerbalken in der Darstellung von den Datenpunkten überdeckt. Der Fehler in x-Richtung gibt den systematischen Fehler der Quellposition auf dem Szintillator und somit des Bestrahlungsbereichs an.

Das Ergebnis der Absorptionmessungen bei Variation der Reflexionseigenschaften der Rückwand ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Dabei ergibt sich bei Verschlechterung der Reflexionsbedingungen ein zu geringeren y-Werten verschobener Verlauf der Datenpunkte. Dies kann als Folge des stärker abgeschwächten zweiten Terms aus Formel (4.2) gesehen werden und steht somit im Einklang mit dem Modell.

4.3.4 Erstellen einer Monte-Carlo-Simulation zum Test einer dreidimensionalen Erweiterung des Modells

Zum Test einer dreidimensionalen Erweiterung des oben dargestellten Modells wurde mit einer Monte Carlo-Simulation [19] verglichen, welche sowohl die Zick-Zack-Bewegung des Szintillationslichtes sowie die Absorptions- und Reflexionsvorgänge an den Detektorwänden beschreibt. Desweiteren können alle drei Reflexionseigenschaften der Detektorrückseite, wie sie für die in Abschnitt 4.3.3 dargestellten Testmessungen realisiert wurden, simuliert werden.

Die Entstehungsposition der Photonen in der Simulation wird aus einer gleichmäßigen Verteilung innerhalb eines Volumenbereichs von 2 cm x 2 cm x 0.9 cm gezogen. Die Größe des Volumens ist dabei an den zur Kollimation dienenden Pb-Ring angepasst, die Lage des Entstehungsvolumens ist mit der Quellposition korreliert. Die Flugrichtung des Photons ist durch die Winkel Φ und θ vollständig bestimmt. Um eine Gleichverteilung der Flugrichtung zu gewährleisten, werden die beiden Winkel gemäß $\Phi = 2\pi r$ und $\theta = \arccos(1 - 2r)$ mit $r \in]0, 1]$ bestimmt. Ferner wird gemäß $I = I_0 e^{-x/\lambda_{\text{abs}}}$ ausgewürfelt, ob das Photon auf seinem Weg absorbiert wird oder nicht. Die maximale Wegstrecke wird über $I_{\text{max}} = -\lambda_{\text{abs}} \ln(r)$ berechnet. λ_{abs} ist dabei die Absorptionslänge, welche die Abschwächung des Szintillationslichtes beschreibt. Diese Absorptionslänge ist nicht mit der effektivi-

ven Absorptionslänge zu verwechseln, welche in Formel (4.1) und Formel (4.2) eingeht. Durchläuft das Photon bereits vor Erreichen einer der Szintillatorwände seine maximale Wegstrecke, so wird dieses absorbiert.

Trifft das Photon auf die Detektorseite, an welcher sich der Photomultiplier befindet, so wird dieses detektiert. Bei Auftreffen des Photons auf eine der vier Längsseiten findet je nach Einfallswinkel Totalreflexion bzw. Reflexion an der Aluminiumfolie statt. Mögliche auftretende Absorptionsverluste für beide dieser Fälle sind in der Simulation durch das Einführen der Reflexionswahrscheinlichkeiten $p_{\text{Totalreflexion}}$ und $p_{\text{ReflexionAluminium}}$ berücksichtigt. Nach stattgefundenener Reflexion wird die Flugrichtung des Photons wiederum neu berechnet. Die Absorptions- bzw. Reflexionseigenschaften der Rückseite sind variabel gehalten. So gleichen diese den Reflexionseigenschaften an den vier Seitenwänden für den Fall eines Detektors, der komplett mit Aluminiumfolie umwickelt ist. Im Fall des absorbierenden Plexiglasblockes hingegen findet in der Simulation keinerlei Reflexion an der Rückwand statt. Um simulierte Datenwerte zu erhalten, wurde für verschiedene Quellpositionen die Anzahl der Photonen bestimmt, welche den Photomultiplier erreichen. Die Werte für die Absorptionslänge λ_{abs} sowie die beiden Reflexionswahrscheinlichkeiten $p_{\text{Totalreflexion}}$ und $p_{\text{ReflexionAluminium}}$ wurden dabei so eingestellt, dass die gemessenen Werte mit Hilfe der Simulation möglichst gut reproduziert werden konnten. Abbildungen 4.8, 4.9 und 4.10 zeigen dabei eine gute Übereinstimmung von gemessenen und simulierten Werten.

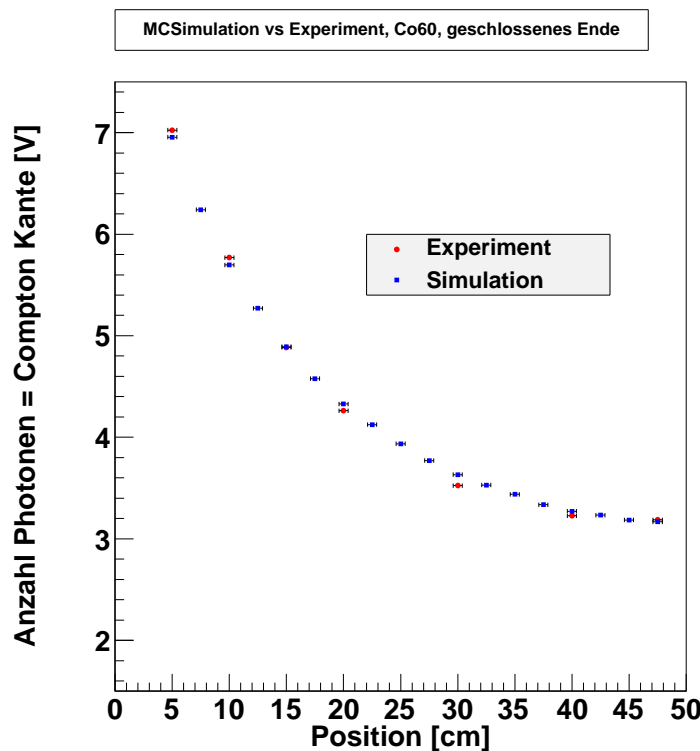


Abbildung 4.8: Simulierte und gemessene Datenpunkte für Totalreflexion und Reflexion an der Aluminiumfolie an der Detektorrückseite.

4.4 Ergebnisse der Absorptionsstudien

Die bestmögliche Anpassung der simulierten Datenpunkte an die experimentell bestimmten Werte ergab sich für Reflexionswahrscheinlichkeiten von $p_{\text{Totalreflexion}} = 99\%$ und $p_{\text{ReflexionAluminium}} = 94\%$. Nach 10 Reflexionen am Aluminium verringert sich also die Lichtintensität um etwa die Hälfte.

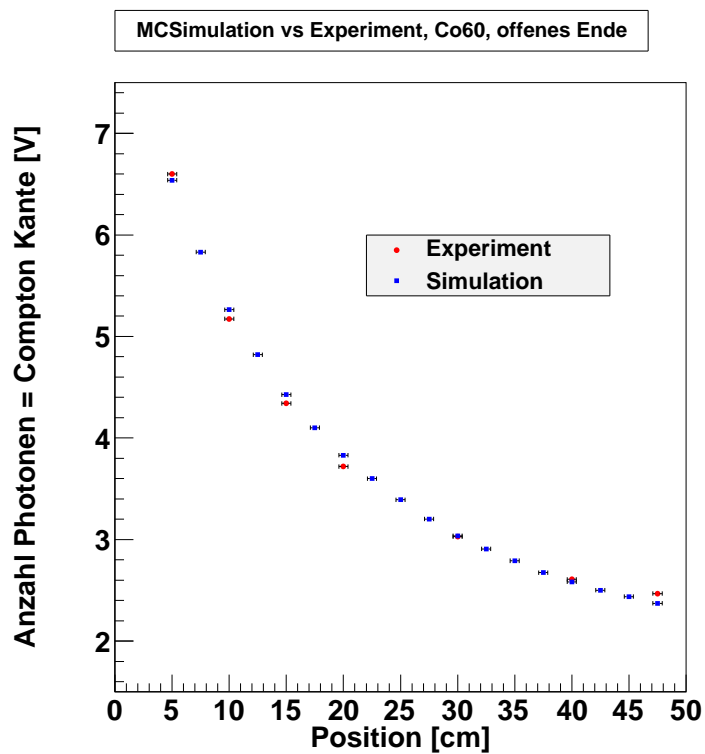


Abbildung 4.9: Simulierte und gemessene Datenpunkte für ausschließlich Totalreflexion an der Detektorrückseite

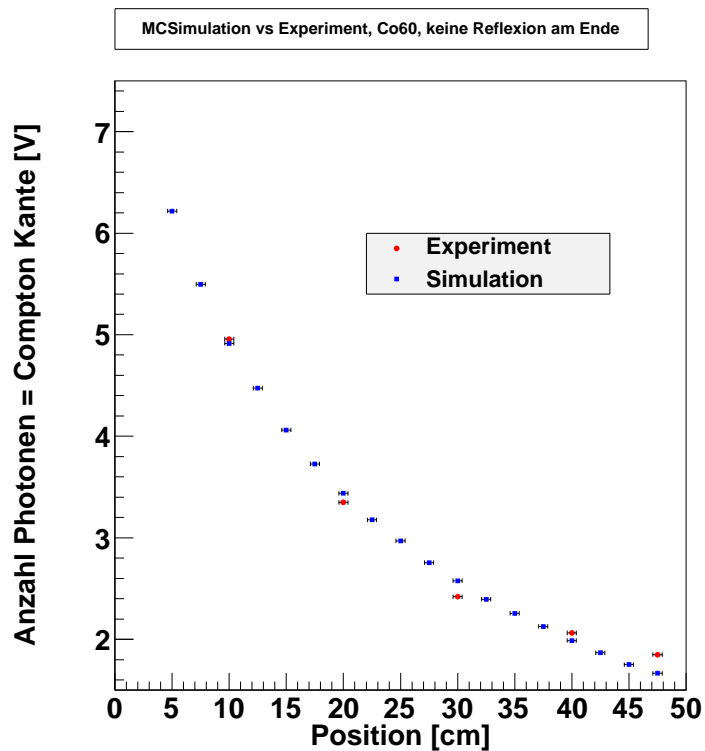


Abbildung 4.10: Simulierte und gemessene Datenpunkte für Absorption an der Detektorrückseite

Desweiteren wurde für die Absorptionslänge ein Wert von $\lambda_{\text{abs}} = 63.5$ cm bestimmt. Während die hier genannte Absorptionslänge die Abschwächung des Lichtes auf seiner tatsächlich zurückgelegten Wegstrecke wiedergibt, beinhaltet die effektive Absorptionslänge (siehe Formel (4.1) und Formel (4.2)) bereits Effekte wie die Zick-Zack-Bewegung des Lichtes innerhalb des Szintillators sowie Reflexionsverluste an den Szintillatorwänden. Ihr Wert ist daher geringer als der von λ_{abs} . In Tabelle 4.1 sind die Werte der effektiven Absorptionslänge angegeben, wie sie durch Anfitzen von Formel (4.2) an die Datenpunkte bestimmt wurde. Gemittelt ergibt sich daraus ein Wert von etwa $\lambda_{\text{eff}} = 30$ cm.

Verwendete Datenpunkte	Absorptionslänge
Detektorrückseite mit Alufolie	33.35cm \pm 0.22cm
Detektorrückseite ohne Alufolie	28.74cm \pm 0.23cm
Detektorrückseite mit Absorber	24.93cm \pm 0.45cm

Tabelle 4.1: Effektive Absorptionslänge der Szintillatoren. Die Werte wurden durch Anfitzen der Funktion (4.2) an die jeweiligen Datenpunkte bestimmt

Der vom Hersteller angegebene Wert der Absorptionslänge der Szintillatoren liegt bei ca. 200 cm [20]. Dem gegenüberzustellen ist der aus der Simulation ermittelte Wert von $\lambda_{\text{abs}} = 63.5$ cm, welcher deutlich geringer ist. Diese Diskrepanz könnte am Alter des Szintillator-Materials von etwa 30 Jahren oder an Veränderung durch die mechanische Bearbeitung des Materials für die hier verwendeten Zähler liegen. Wegen der schlechten Absorptionseigenschaften der Szintillatoren ist daher noch zu überprüfen, ob sich dennoch ein deutlicher Pulshöhenunterschied für γ - und Myonenereignisse bei Treffern über die gesamte Länge des Szintillators zeigt (siehe hierzu Abschnitt 5.3.2).

Kapitel 5

Das Hodoskop

5.1 Aufbau und Prinzip des Hodoskops

Abb. 5.1 zeigt die schematische Struktur des Hodoskops. Dieses ist aus insgesamt vier Lagen aufgebaut. Dabei sind zwei der Lagen in 7 schmale, lange $3\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 50\text{ cm}$ -Szintillatoren, die anderen beiden in 5 kürzere $9.5\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ Szintillatoren unterteilt (siehe Abb. 5.1 und Abb. 5.2). Jeweils eine Lage aus kurzen und langen Szintillatoren bilden eine Doppellage. Im späteren Messaufbau an der Gamma Irradiation Facility (GIF) sind die MDT-Kammern zwischen die obere und untere Doppellage eingeschoben (siehe hierzu auch Abb. 6.6 sowie Abb. 6.7).

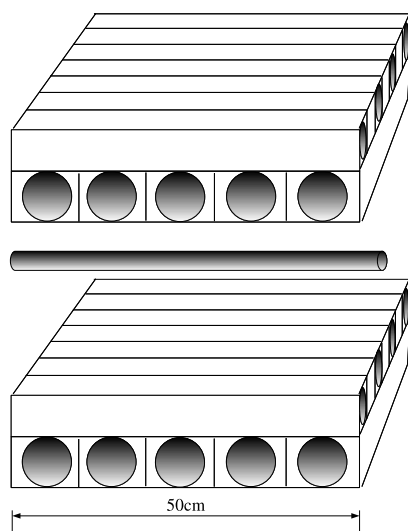


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau und Funktionsprinzip



Abbildung 5.2: $3\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 50\text{ cm}$ und $9.5\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ Szintillator, wie sie für das Hodoskop verwendet wurden

Der Trigger auf kosmische Myonen erfolgt über eine sogenannte Koinzidenzmessung, d.h. es wird ein Treffer registriert, sobald ein Myon alle vier Hodoskoplagen durchlaufen hat. Speziell eingestellte Diskriminatorschwellen der insgesamt 24 Szintillatoren sollen die Sensitivität auf Untergrundtreffer verringern (siehe hierzu Abschnitt 5.4). Desweiteren soll mit Hilfe der Pulshöheninformationen aus den QDC-Spektren der Szintillatoren mögliche Events aussortiert werden, welche durch Untergrundtreffer ausgelöst wurden.

Die beiden Hodoskoplagen bestehend aus den sieben schmalen Szintillatoren ermöglichen die Rekonstruktion der Spurbereiche der Myonen. Unter dem Begriff Spurbereich verstehen wir die Grobestimmung der Myonenspur wie folgt: Die Driftrohre der MDT-Kammern sind im späteren Testauf-

bau parallel zu den Szintillatoren dieser Lagen ausgerichtet. Mit einer Breite von 4 cm decken die Szintillatoren etwas mehr als ein 30 mm Driftrohr ab.

Senkrecht zu den schmalen Szintillatoren liegen die jeweils 5 Szintillatoren der beiden anderen Lagen. Die TDC Spektren dieser Szintillatoren erlauben Rückschlüsse über den Zeitpunkt der Myonentreffer. Die Wahl von kürzeren Szintillatoren für diese beide Schichten führt zur Verringerung der Lichtlaufzeit des Szintillationslichtes. Ziel hierbei ist eine Zeitauflösung im Bereich einer ns.

Zudem ermöglicht die Unterteilung der Szintillatoren durch die jeweils querliegende ein verbessertes Timing sowie eine verbesserte Pulshöhenauflösung bei den längeren Detektoren (siehe Abschnitt 9.5 und 5.3.3).

5.2 Trigger- und Ausseelektronik des Hodoskops

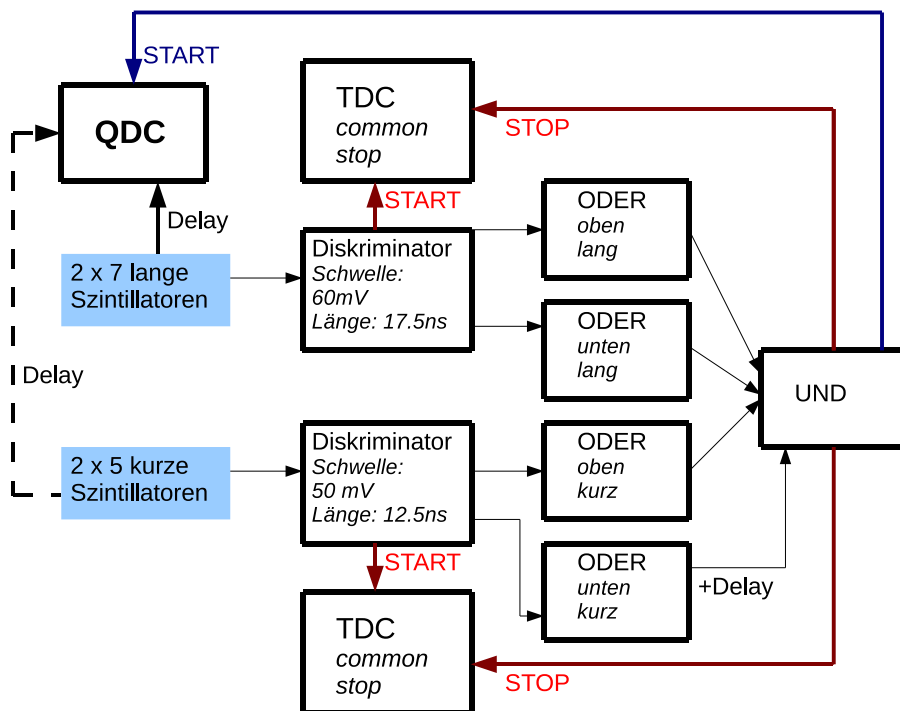


Abbildung 5.3: Auslese- und Triggerelektronik des Hodoskops. Die angegebenen Werte für die Diskriminatorschwelle bzw. -länge beziehen sich dabei auf die Messungen an der Gamma Irradiation Facility.

Zur Erzeugung des Triggersignals werden die Ausgangssignale der 24 Photomultiplier an die Eingänge von Leading Edge Diskriminatoren übergeben. Dabei wurden für die 30 cm- und 50 cm-Szintillatoren unterschiedliche Diskriminatorschwellen gewählt. Die kurzen Szintillatoren wurden für die Optimierung der Zeitauflösung mit möglichst niedriger Schwelle betrieben, Details siehe Abschnitt 5.4.3. Die Diskriminator-Ausgänge der 5 bzw. 7 sieben Szintillatoren einer Lage sind mit jeweils einem von insgesamt vier ODER-Modulen verbunden. Ein UND-Modul, an dessen vier Eingänge die Ausgangssignale der ODER-Module übergeben werden, erzeugt bei Eintreten einer Koinzidenz in allen vier Lagen ein Triggersignal.

Um Zeitinformationen bezüglich der Myonentreffer zu erhalten werden Spektren mit Zeit-zu-Digital-Konvertern (TDC) aufgenommen. Der TDC wird hierbei im Common Stop Modus betrieben. Dabei liefern die verschiedenen Diskriminator-Ausgangssignale der Szintillatoren die Start-Signale für die Zeitmessung an den einzelnen TDC-Kanälen. Bestimmt wird die Zeitspanne bis zum Eintreffen des

Trigger-Signals, welches als gemeinsames Stop-Signal für die TDC-Messung fungiert. Das Rückrechnen auf den Zeitpunkt des Myonentreffers soll in erster Linie mittels der TDC-Spektren der fünf 30 cm Szintillatoren der untersten Hodoskop-Lage geschehen. Dazu muss sichergestellt werden, dass das Trigger-Signal für jedes Event durch einen Szintillator dieser Lage ausgelöst wird. Dies ist genau dann der Fall, wenn das ODER-Modul der untersten Lage als letztes das Eingangssignal für das UND-Modul liefert. Um diesen Sachverhalt auch für maximale Lichtlaufzeiten in den Szintillatoren der untersten Lage zu gewährleisten, dient ein weiteres Kabel zwischen entsprechendem ODER-Modul und UND-Eingang zur zusätzlichen Signalverzögerung von ca. 10 ns. Die Aufnahme der Pulshöhenspektren der Szintillatoren erfolgt mit Hilfe eines Ladung-zu-Digital-Konverters (QDC). Dazu werden die Photomultipliersignale der Szintillatoren an die QDC-Eingänge übergeben. Ein Gate-Generator, welcher durch das Trigger-Signal des UND-Moduls angesteuert wird, gibt das Zeitfenster für die Pulshöhenaufnahme des QDCs vor. Da auf Grund der Schaltzeit der Elektronik das Erzeugen des Triggersignals einige Zeit beansprucht, müssen die QDC-Eingangssignale so verzögert werden, dass diese, wie von der QDC-Elektronik verlangt, 5ns nach dem Gate-Signale am QDC eintreffen. Die Signalverzögerung erfolgt dabei über Kabel angepasster Länge (25 m) zwischen Photomultipliern und QDC-Eingängen.

5.3 Pulshöhenspektrum kosmischer Myonen

5.3.1 Theoretische Grundlagen

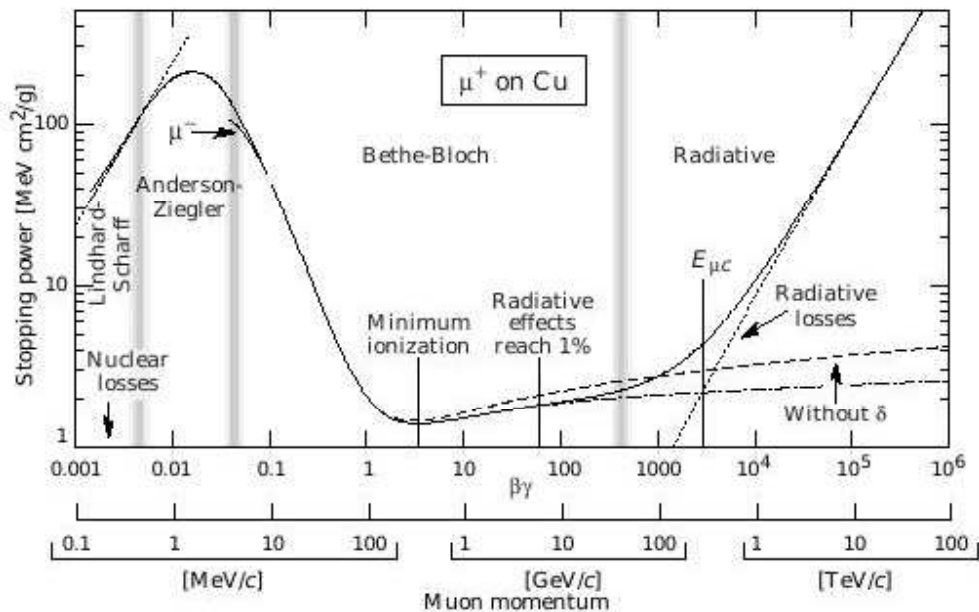


Abbildung 5.4: Mittlerer Energieverlust von kosmischen Myonen in Kupfer [17]

Abbildung 5.4 zeigt den mittleren Energieverlust von Myonen in Kupfer. Der Großteil der kosmischen Myonen liegt in einem Energiebereich, für welchen die Wechselwirkung mit Materie im Wesentlichen über Ionisation und Anregung von Atomen stattfindet. Der mittlere Energieverlust der Myonen in Materie wird somit durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [17]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (5.1)$$

Dabei sind A [g mol⁻¹] die atomare Masse des Absorbers, $K/A = 0.307075 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$, z die Ladungszahl des Myons, Z die Ladungszahl des Absorbers, $m_e = 511 \text{ MeV}/c^2$ die Ruhemasse des Elektrons, T_{max} die maximale kinetische Energie, welche an ein Elektron übertragen werden kann, I [eV] die mittlere Anregungsenergie und $\delta(\beta\gamma)$ ein Korrekturfaktor auf Grund von Dichteeffekten. Da das Maximum der Energieverteilung kosmischer Myonen bei einem Impuls von ca. $1 \text{ GeV}/c$ liegt [17], können diese im Wesentlichen als Minimum Ionizing Particle behandelt werden. Energieverluste durch Strahlung (Bremsstrahlung, Paar-Produktion) werden ab Myonenimpulsen oberhalb $100 \text{ GeV}/c$ signifikant. Die Energiemenge, welche über Stöße von den Myonen an den Szintillator übertragen wird, ist statistischen Schwankungen unterworfen. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlustes von Myonen in dünnen Szintillatoren wird in guter Näherung durch eine Landau-Verteilung beschrieben (siehe Abb. 5.5). Im Gegensatz zur Bethe-Bloch-Formel ist diese auch von der Dicke des Absorbers abhängig. Der wahrscheinlichste Wert des Energieverlustes ist dabei durch [17]

$$\Delta = \xi \left[\frac{2mc^2\beta^2\gamma^2}{I} - \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\gamma\beta) \right] \quad (5.2)$$

mit $\xi = (K/2)(Z/A)(x/\beta^2)$ und der Detektordicke x gegeben.

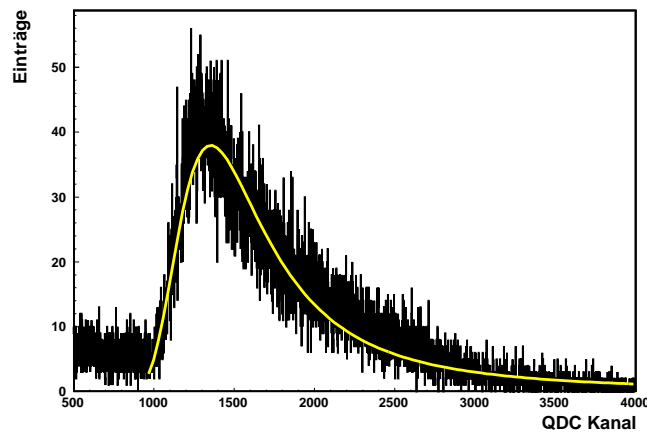


Abbildung 5.5: Pulshöhenspektrum kosmischer Myonen. Angefittet an die Messpunkte ist eine Landau-Verteilung.

5.3.2 Unterscheidung von Myonen- und Untergrundtreffern auf Grund der Pulshöhe

Auf Grund der relativ schlechten Lichtabsorptionseigenschaften der Szintillatoren bleibt zu überprüfen, ob eine klare Unterscheidung zwischen γ - und Myonentreffern mittels Pulshöhenunterscheidung vorgenommen werden kann. Dazu wurden für die beiden Doppellagen einzeln QDC-Spektren der Szintillatoren aufgenommen. Eine ¹³⁷Cs-Quelle mit einer Aktivität von 2.8 MBq wurde dazu zwischen zwei der langen Szintillatoren platziert. Der Myonentrigger erfolgt über die Einfachkoinzidenz der beiden Hodoskoplagen. Für eine Quellposition in der Mitte der langen Szintillatoren hebt sich die ¹³⁷Cs-Compton-Kante gerade noch vom Pedestal Peak ab (siehe Abb. 5.6). Der Landau-Peak für Myonentreffer über die gesamte Länge des Szintillators liegt bei deutlich höheren QDC-Kanälen und ist somit klar von den Cs-Treffern unterscheidbar.

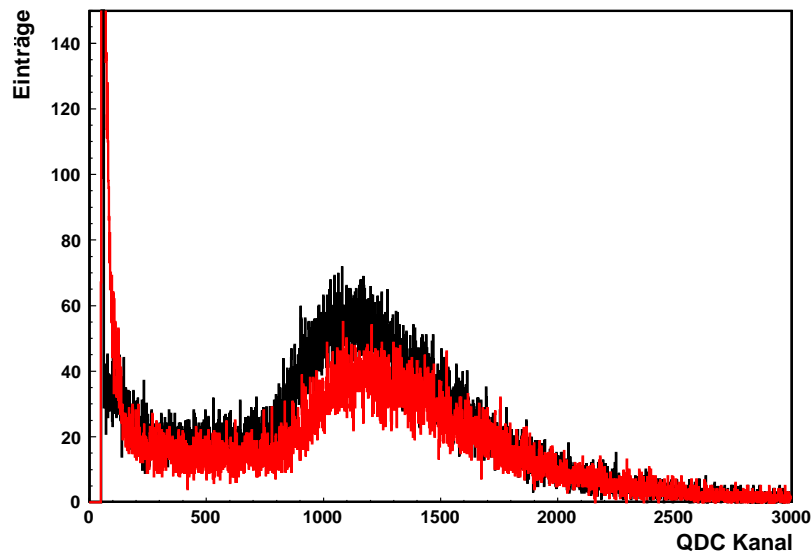


Abbildung 5.6: QDC-Spektrum mit (rot) und ohne (schwarz) γ -Untergrund eines der langen Szintillatoren. Für eine Quellposition in der Mitte des Szintillators zeigt sich ein starker Überlapp der Cs-Compton-Kante mit dem Pedestal-Peak. Der Landau Peak - erzeugt durch Myonentreffer über die gesamte Länge des Szintillators - hebt sich klar davon ab.

5.3.3 Pulshöhenauflösung der QDC-Spektren

Wie in Abschnitt 4 erläutert, wird Szintillationslicht auf seinem Weg zum Photomultiplier abgeschwächt. Myonentreffer an verschiedenen Stellen des Szintillators erzeugen so bei gleichem Energieübertrag unterschiedliche Pulshöhen. Dieser Sachverhalt führt für die 50 cm langen Szintillatoren zu einer Verbreiterung der Myonenspeaks im QDC-Spektrum.

Mit Hilfe der Daten der kurzen Szintillatoren, welche senkrecht zu den langen Szintillatoren liegen, ist es möglich, den Trefferbereich der Myonen auf etwa 10 cm einzuschränken. Wie 5.7 zeigt, kann die Breite der QDC-Peaks auf diese Weise reduziert werden.

5.4 Einstellen der Diskriminator-Schwellen

Auf Grund der unterschiedlichen Anforderungen an die Hodoskoplagen bestehend aus 30 cm- bzw. 50 cm-Szintillatoren wurden für diese Lagen unterschiedliche Diskriminatorschwellen gewählt. So werden die Schwellen der langen Diskriminatoren entsprechend hoch eingestellt, um lediglich auf Myonen zu triggern. Um für die TDC-Spektren der kurzen Szintillatoren eine hohe Zeitauflösung zu gewährleisten, sind die Schwell-Werte hier so niedrig wie möglich zu wählen.

Bevor jedoch der genaue Wert der Diskriminator-Schwellen eingestellt werden kann, müssen zunächst die Pulshöhen der Photomultiplier-Ausgangssignale aneinander angeglichen werden.

5.4.1 Angleichen der Pulshöhen

Die Pulshöhen der einzelnen Photomultiplier-Ausgangssignale sind bei gleicher Spannung an den Photomultipliern teilweise sehr unterschiedlich, siehe hierzu Abb. 5.8.

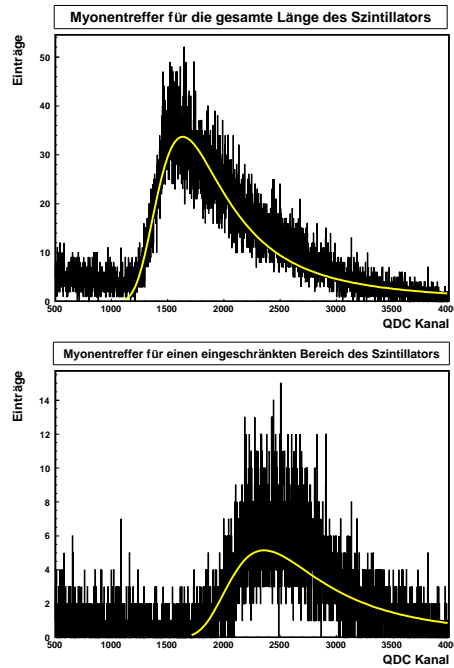


Abbildung 5.7: QDC-Spektren eines 50cm langen Szintillators für Myonentreffer über die gesamte Szintillatortlänge (oben) sowie für einen eingeschränkten Bereich von etwa 10 cm

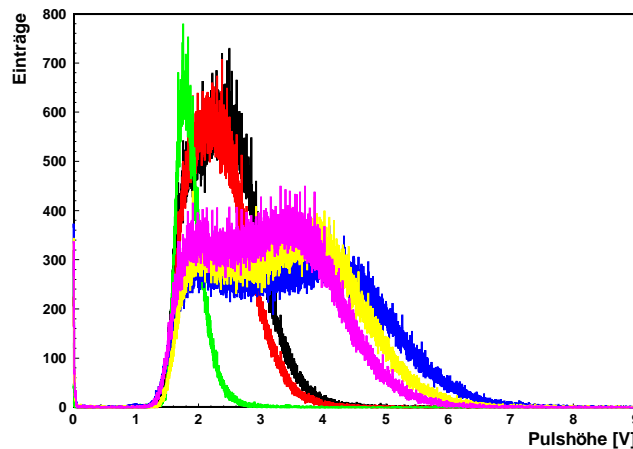


Abbildung 5.8: Pulshöhenspektrum von ^{137}Cs der sieben langen Szintillatoren der unteren Hodoskop-Doppellage bei einer Spannung von 1850 V. Die Spektren wurden für jeden der Szintillatoren einzeln bei einem Quellabstand von 5 cm mittels ADC-Auslese (siehe Abschnitt 3.5) aufgenommen.

Dies lässt sich zum einen durch die beträchtlichen herstellungsbedingten Schwankungen in der Verstärkung des Signals durch die Photomultiplier erklären. Aber auch eine unterschiedliche Güte der Lichtankopplung zwischen Photomultiplier und dem Plexiglaslichtleiter an den Szintillatoren kommt hier zum Tragen. Desweiteren müssen die teilweise unterschiedlichen Lichtabsorptionseigenschaften der Szintillatoren in Betracht gezogen werden. Diese Unterschiede zeigen sich im Vergleich der ADC-Spektren bei 5 cm bzw. 20 cm Abstand zwischen Quelle und Photomultiplier, siehe Abb. 5.9. Durch Einstellen der Spannungen an den einzelnen Photomultipliern können die Pulshöhen aneinander angeglichen werden. Hierbei ist es jedoch ungünstig, die Compton-Kanten der ^{137}Cs - bzw. ^{60}Co -Quelle heranzuziehen, da so lediglich eine begrenzte Entstehungsregion des Szintillationslicht-

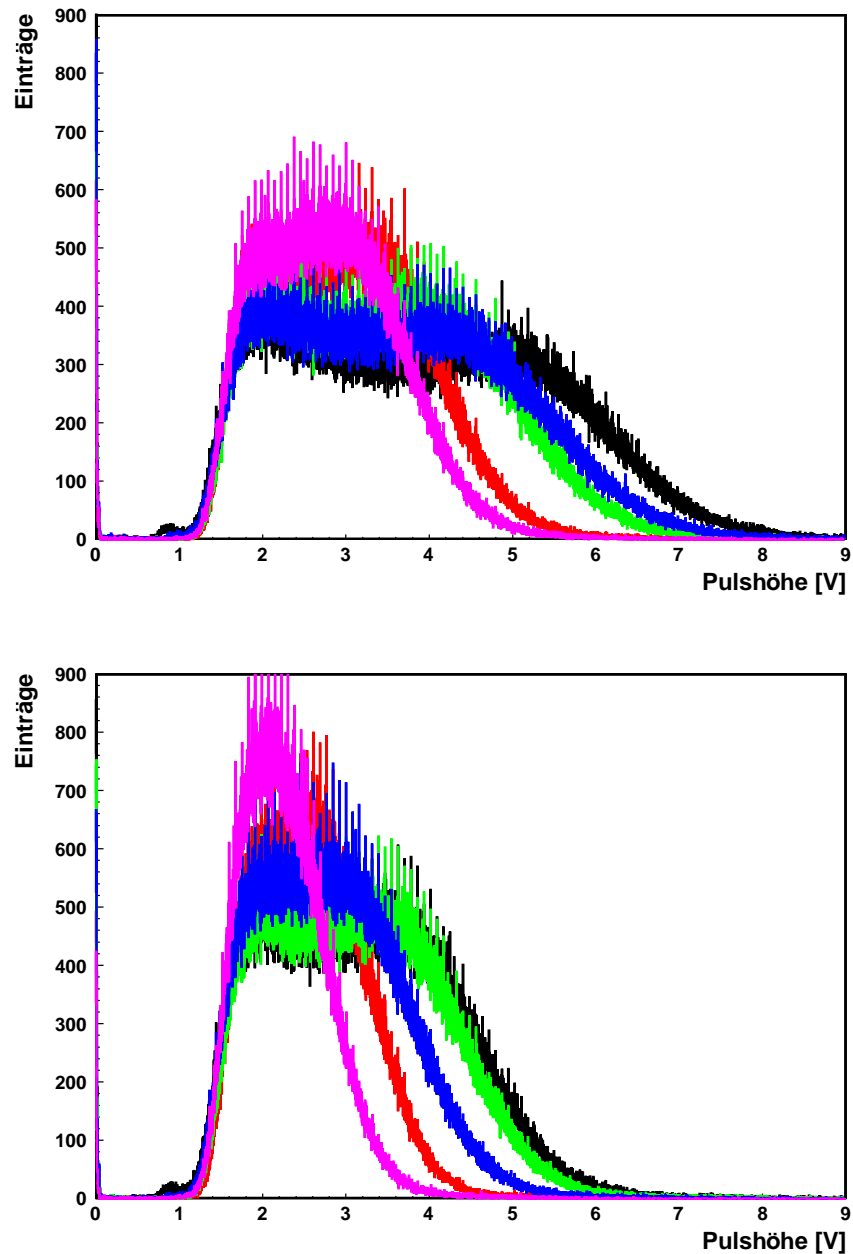


Abbildung 5.9: Pulshöhenspektrum von ^{60}Co der fünf kurzen Szintillatoren der unteren Hodoskop-Doppellage bei einem Abstand von 5 cm (oberes Spektrum) sowie 20 cm (unteres Spektrum) zwischen Quelle und Photomultiplier. Die Spannungen entsprachen dabei den Einstellungen bei der GIF-Messung im Mai 2009. Auf Grund der unterschiedlichen Lichtabsorption der Szintillatoren ändert sich der relative Abstand der Compton-Kanten untereinander bei beiden Aufnahmen. Dies betrifft besonders die grüne und die blaue Verteilung.

tes berücksichtigt wird und mögliche unterschiedliche Lichtabsorptionseigenschaften der Szintillatoren nicht ausgeglichen werden können. Besser geeignet sind die Myonenpeaks der QDC-Spektren des Hodoskops, welche für Treffer über die gesamte Szintillator-Länge aufgenommen wurden. Die Myonenspektren bei angepassten Photomultiplier-Spannungen sind für die Szintillatoren der unteren Hodoskop-Doppellage in Abb. 5.10 und Abb. 5.11 gezeigt. Die Photomultiplier-Spannungen, welche für die beiden Messungen an der Gamma Irradiation Facility gewählt wurden, sind in Anhang B tabelliert.

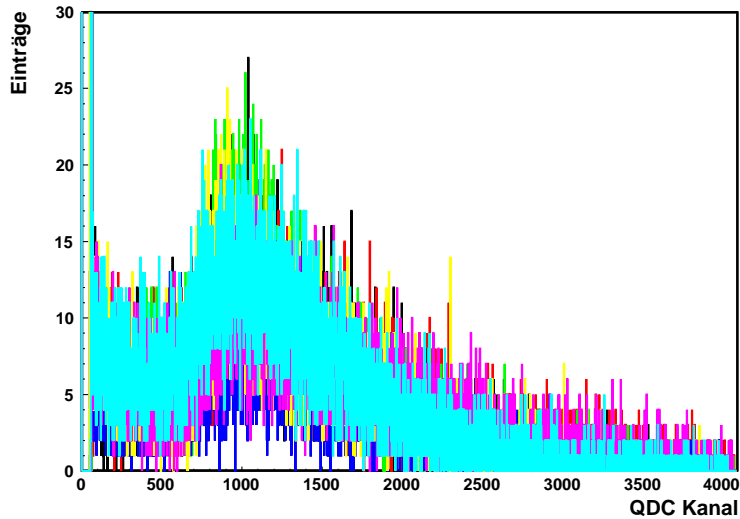


Abbildung 5.10: QDC-Spektren der sieben langen Szintillatoren der unteren Hodoskop-Doppellage. Durch Angleichen der Photomultiplier-Spannungen konnten die Pulshöhen aneinander angeglichen werden. Die Myonenpeaks liegen daher an vergleichbarer Stelle.

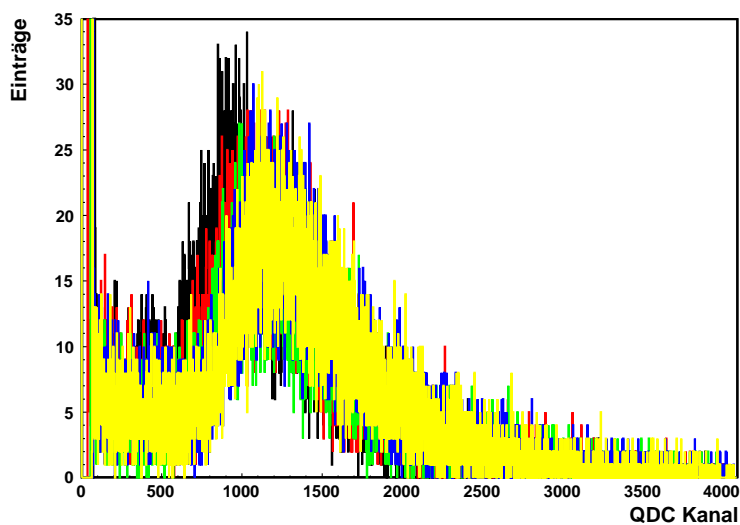


Abbildung 5.11: QDC-Spektren der fünf kurzen Szintillatoren der unteren Hodoskop-Doppellage mit angepassten Photomultiplier-Spannungen

5.4.2 Diskriminatorschwellen der langen Szintillatoren

Die Diskriminator-Schwellen der langen Szintillatoren sollen so eingestellt werden, dass das Hodoskop auch bei starkem ^{137}Cs -Untergrund lediglich auf kosmische Myonen triggert. Der richtige Wert für diese Schwellen ist dementsprechend erreicht, wenn die Triggerrate des Hodoskops auch bei maximalem γ -Fluss gleich der Myonentriggerrate ohne Quelle ist.

Zu Testzwecken wurde die Triggerschwelle der langen Szintillatoren bereits im Vorfeld der GIF-Messreihe für jeweils eine der Doppellagen in Koinzidenz bestimmt. Benutzt wurde hierbei eine ^{137}Cs -Quelle mit einer Aktivität von etwa 2.8 MBq. Diese wurde zum Test der Konstanz der Triggerrate nacheinander auf den langen Szintillatoren nahe des Photomultipliers platziert (siehe Abb. 5.12). Mit der gewählten Diskriminatorschwelle sind keine Untergrundtreffer durch γ -Partikel feststellbar. Dieser Wert konnte für die Messungen in der GIF-Zone nicht übernommen werden, da hier längere Verbindungskabel zwischen Photomultiplier und Diskriminator verwendet wurden. Um der stärkeren Signalabschwächung durch das Kabel Rechnung zu tragen, musste der Diskriminator-Schwellwert entsprechend nach unten korrigiert werden.

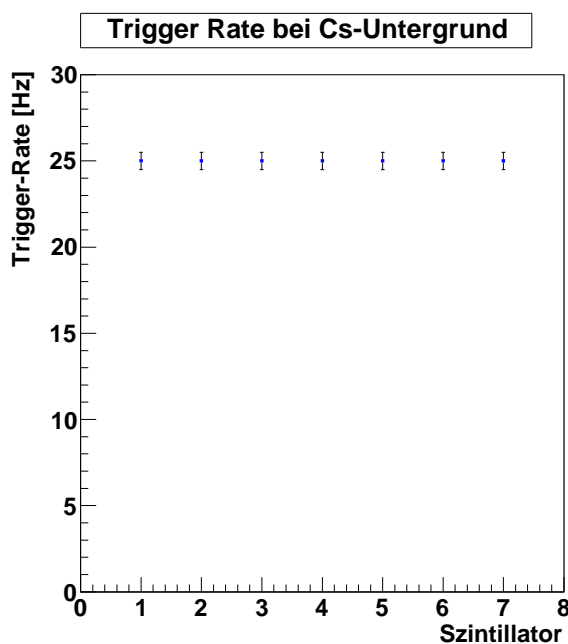


Abbildung 5.12: Triggerrate der unteren Hodoskop-Doppellage für eine Diskriminatorschwelle von $V_{\text{lang}} = 255 \text{ mV}$ in Abhängigkeit des langen Szintillators, auf welchen eine 2.8 MBq ^{137}Cs -Quelle platziert wurde. Die Triggerrate wurde dabei über die vom Ausleseprogramm nach jeweils 500 Events ausgegebenen Werte gemittelt. Da für diese Messreihe lediglich Kabel von 5 m Länge zwischen Photomultiplier und Diskriminator benutzt wurden (40 m bei der GIF-Messung), ist der Schwellwert des Diskriminators hier gegenüber dem in Abb. 5.3 angegebenem entsprechend erhöht.

5.4.3 Diskriminatorschwellen der kurzen Szintillatoren

Die Schwankungen in der Schaltzeit der Diskriminatoren spielen bei der Zeitauflösung der entsprechenden TDC-Spektren eine nicht unerhebliche Rolle. So erreichen hohe Signale auf Grund ihrer steileren Anstiegsflanke den Diskriminator-Schwellwert schneller und erzeugen somit nach geringerer Zeit ein Ausgangssignal als dies bei niedrigen Signalen der Fall ist. Dieser als Time-Slewing [21] bezeichnete Effekt kann durch eine entsprechend niedrig gewählte Diskriminator-Schwelle eingeschränkt werden.

Die Diskriminatorschwellen können dabei jedoch nicht beliebig niedrig gewählt werden. Abb. 5.13 verdeutlicht das Problem. Dargestellt ist die Hit-Verteilung der vier TDC-Kanäle, welche für eine Testmessung bei maximalem Untergrund mit den Ausgängen eines der vier ODER-Module verbunden waren. Wird in einer der Lagen das ODER-Signal durch einen Untergrundtreffer ausgelöst, so startet die Zeitmessung am jeweiligen TDC-Kanal ohne durch das Common-Stop-Signal des Myonentriggers gestoppt zu werden. Der Wert des TDC-Kanals muss in diesem Fall zurückgesetzt werden. Findet während dieser Zeitspanne ein Myonentreffer statt, so kann dieser nicht registriert werden. Ein Erhöhen der Diskriminatorschwelle sorgt für eine geringere Sensitivität auf Untergrundtreffer und

somit für eine geringere Gesamt-Reset-Zeit der einzelnen TDC-Kanäle. Somit sinkt auch die Zahl an nicht registrierten Myonentreffern der beiden Hodoskoplagen bestehend aus kurzen Szintillatoren, siehe Abb. 5.14. Hierbei wurden jeweils 50000 Events aufgenommen.

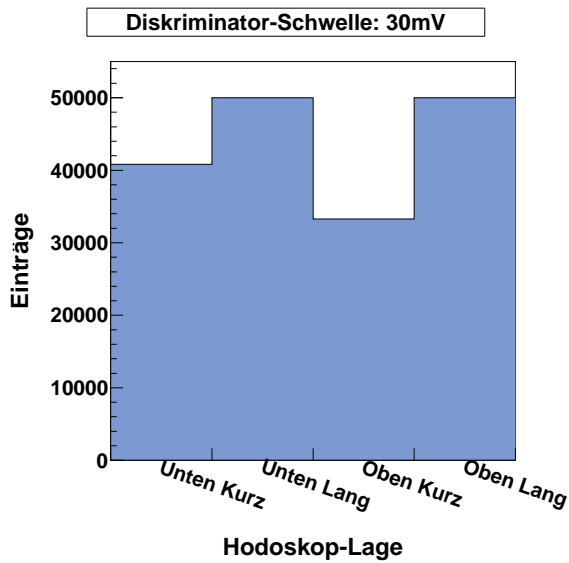


Abbildung 5.13: Anzahl der vom TDC registrierten Ausgangssignale der OR-Module der verschiedenen Lagen. Auf Grund der niedrigen Diskriminatorschwelle von 30mV können vom TDC bei einem γ -Fluss von ca. $10^6 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{sec}}$ für die kurzen Szintillatoren nicht mehr alle 50000 Eingangssignale erfasst werden.

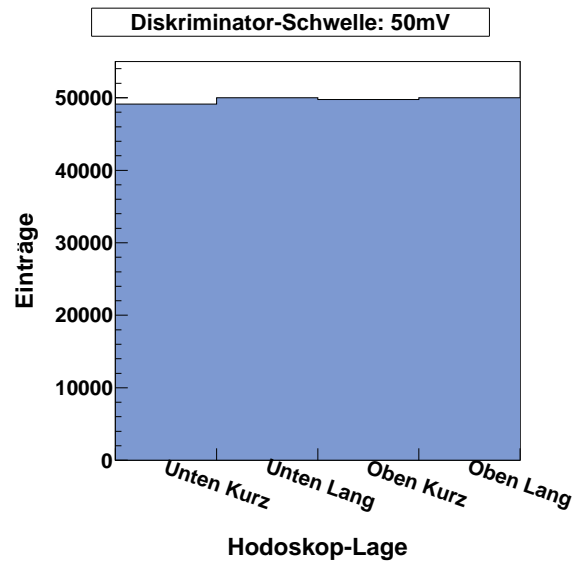


Abbildung 5.14: Anzahl der vom TDC registrierten Ausgangssignale der OR-Module der verschiedenen Lagen. Durch ein Erhöhen der Diskriminatorschwelle auf 50mV können bei einem γ -Fluss von ca. $10^6 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{sec}}$ auch für die kurzen Szintillatoren beinahe alle 50000 Eingangssignale erfasst werden.

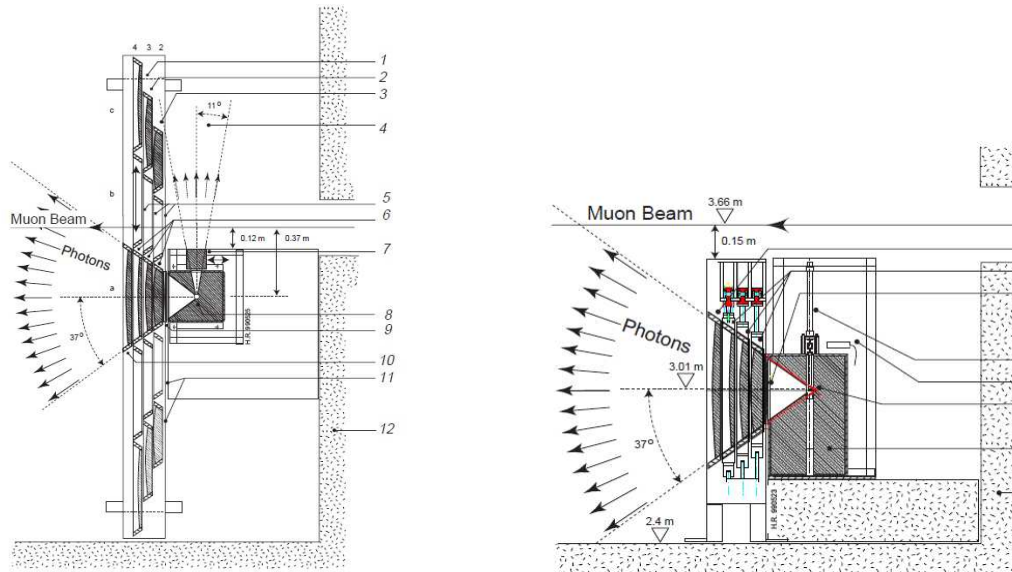


Abbildung 6.2: Horizontaler und vertikaler Querschnitt durch die Quelle und deren Gehäuse [22]

Mai 1997 waren dies 740 GBq [22].

Die punktförmige Quelle selbst befindet sich in einem rechteckförmigen Behälter (400 mm × 900 mm). Innerhalb dieses Behälters kann die Quelle über Computer gesteuert in die erhöhte Strahlposition bzw. in die abgesenkte abgeschirmte Lage gefahren werden. In Strahlposition sorgt ein Kollimator für einen Photonenöffnungswinkel von 74° in vertikaler und horizontaler Richtung.

Um einen variablen Photonenfluss zu realisieren sind vor dem Gehäuse der Quelle Bleifilter angebracht, von denen sich jeder in einem beweglichen 20 mm breiten Stahlrahmen befindet. Insgesamt können so 17 unterschiedliche Kombinationen aus Filtern vor die Quelle gefahren werden, was 17 verschiedenen Abschwächungsfaktoren des γ -Flusses entspricht. Der Kehrwert des Abschwächungsfaktors gibt dabei den Bruchteil des Maximalflusses von γ -Partikeln an, welcher die Bleifilter passiert. Hierbei werden bei der Angabe des resultierenden Flusses lediglich direkte Photonen berücksichtigt, d.h. an Betonwänden, Bleifiltern etc. gestreute niederenergetischere Photonen gehen nicht in die Berechnung des γ -Flusses mit ein. In den Tabellen 6.1 und 6.2 sind die Flussraten der direkten γ -Partikel sowie die Gesamtflussraten aller γ s bei variierendem Abstand für die Abschwächungsfaktoren zusammengefasst, mit welchen in unseren Experimenten gearbeitet wurde.

Photonenfluss [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] bei	Abschwächung 1	Abschwächung 2	Abschwächung 5
50cm	$0.79 \times 10^7 \pm 0.2\%$	$0.39 \times 10^7 \pm 0.3\%$	$0.16 \times 10^7 \pm 0.5\%$
155cm	$0.80 \times 10^6 \pm 0.6\%$	$0.40 \times 10^6 \pm 1.0\%$	$0.16 \times 10^6 \pm 1.6\%$
300cm	$0.22 \times 10^6 \pm 0.6\%$	$0.11 \times 10^6 \pm 1.0\%$	$0.44 \times 10^5 \pm 1.6\%$
400cm	$0.12 \times 10^6 \pm 0.4\%$	$0.60 \times 10^5 \pm 0.7\%$	$0.24 \times 10^5 \pm 1.2\%$

Tabelle 6.1: Photonenfluss direkter Photonen ($E_\gamma = 662\text{keV}$) für verschiedene Abstände zur Quelle. Die Werte wurden für eine Flussrate von 740 GBq simuliert [22].

Photonenfluss [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] bei	Abschwächung 1	Abschwächung 2	Abschwächung 5
50cm	$0.12 \times 10^8 \pm 0.2\%$	$0.68 \times 10^7 \pm 0.3\%$	$0.31 \times 10^7 \pm 0.4\%$
155cm	$0.14 \times 10^7 \pm 0.5\%$	$0.80 \times 10^6 \pm 0.8\%$	$0.36 \times 10^6 \pm 1.2\%$
300cm	$0.45 \times 10^6 \pm 0.5\%$	$0.25 \times 10^6 \pm 0.8\%$	$0.11 \times 10^6 \pm 1.2\%$
400cm	$0.28 \times 10^6 \pm 0.5\%$	$0.16 \times 10^6 \pm 0.6\%$	$0.70 \times 10^5 \pm 0.9\%$

Tabelle 6.2: Photonenfluss aller Photonen für verschiedene Abstände zur Quelle. Die Werte wurden für eine Flussrate von 740 GBq simuliert [22].

Dabei verhalten sich die Flussraten gemäß dem quadratischen Abstandsgesetz, wie Abb. 6.3 und Abb. 6.4 verdeutlichen.

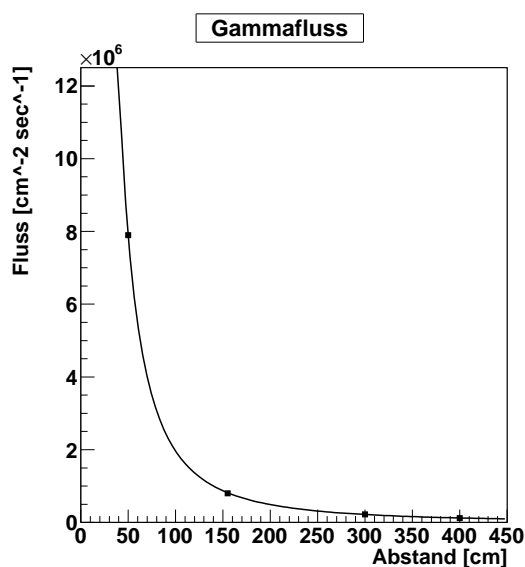


Abbildung 6.3: Fluss der direkten Photonen in Abhängigkeit des Abstands bei Abschwächungsfaktor 1 mit angefitzter $\frac{1}{x^2}$ -Funktion

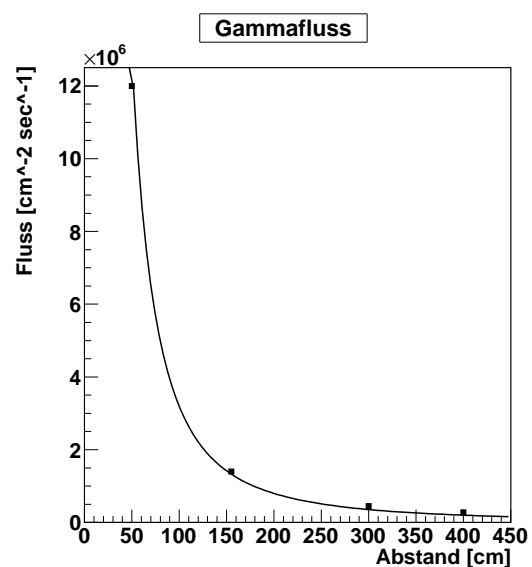


Abbildung 6.4: Fluss aller Photonen in Abhängigkeit des Abstands bei Abschwächungsfaktor 1 mit angefitzter $\frac{1}{x^2}$ -Funktion

Desweiteren ist ein linsenförmiger Bleifilter in unmittelbarer Nähe zur Quelle angebracht. Dieser dient zur Korrektur des ursprünglich auf konzentrischen Kugelflächen um die Quelle konstanten Flusses und ermöglicht somit die Realisierung eines konstanten Photonенflusses auf Ebenen parallel zu den Bleifiltern. Im Gegensatz zu den Abschwächungs-Bleifiltern befindet sich der Korrekturfilter stets, d.h. auch bei Abschwächungskoeffizient 1, im Strahlungsfeld der Quelle.

Zur Überprüfung der Uniformität des Strahlungsfeldes wurden sowohl Messungen der Flussrate durchgeführt als auch Datenpunkte simuliert [22]. Die Messwerte wurden hierbei mit Hilfe einer Ionisationskammer gewonnen. Dabei wurden die Flussraten auf einer horizontalen sowie vertikalen Achse, welche innerhalb von Ebenen parallel zum Filtersystem liegen, bestimmt. Entsprechende Datenpunkte wurden zum Vergleich simuliert. Die Resultate für Bestrahlungsstärke 1 im Abstand von 155 cm von der Quelle sind in Abb. 6.5 dargestellt. Jeder Datenpunkt gibt hierbei den ermittelten Dosiswert in Luft an, normalisiert auf den Datenpunkt am Ursprung. Der scharfe Ursprungspiegel spiegelt hierbei den Einfluss der Blechschraube in der Mitte der Bleifilter wider, der Abfall der Werte an den Rändern geht auf den Einfluss der Kollimatoren zurück. Wie aus Abb. 6.5 hervorgeht, kann das Strahlungsfeld in der GIF-Zone näherungsweise als gleichmäßig auf Ebenen parallel zum Filtersystem betrachtet werden.

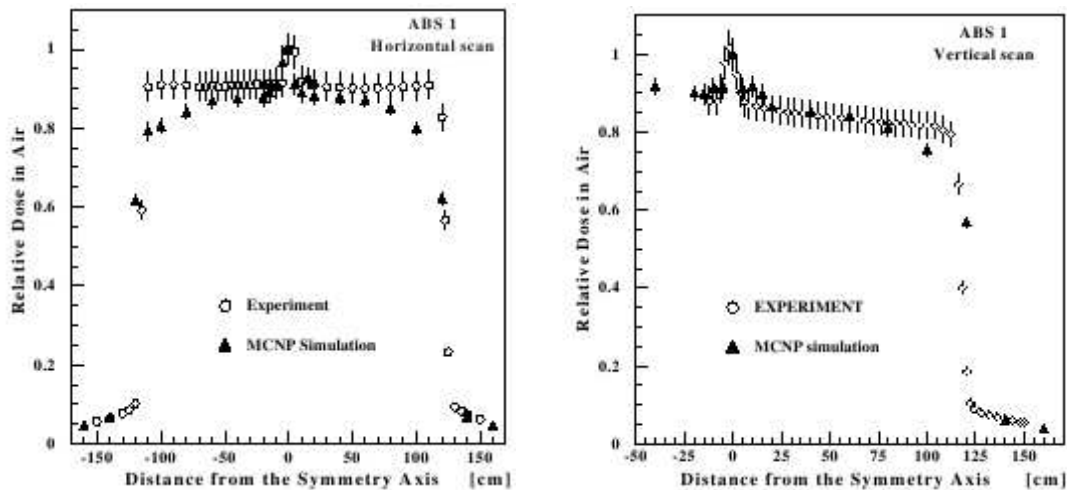


Abbildung 6.5: Horizontaler und vertikaler Scan des Strahlungsfeldes für Abschwächungsfaktor 1 im Abstand von 155 cm zur Quelle: Die Messwerte (Kreise) und simulierten Werte (Dreiecke) sind jeweils auf den Dosiswert am Ursprung normalisiert [22]

6.2 Testaufbau der GIF-Messungen

Abb. 6.6 und Abb. 6.7 zeigen den schematischen Aufbau der beiden GIF-Messungen, welche 2009 durchgeführt wurden. Die MDT-Kammern sind dabei zwischen der oberen und unteren Hodoskop-Doppellage eingeschoben. Für die Messungen wurden insgesamt fünf Multilagen eingesetzt¹. Dabei handelt es sich um zwei Referenzkammern aus 30 mm Driftrohren und eine Testkammer bestehend aus 15mm Driftrohren in der Mitte des Aufbaus. Im weiteren Verlauf der Messreihe im November wurden zusätzlich RPC-Kammern in den Aufbau integriert.

Die beiden Referenzkammern sind jeweils aus zwei Multilagen aus je drei Lagen mit 8 Rohren aufgebaut. Die im Mai eingesetzte Testkammer besteht lediglich aus sechs 15 mm Driftrohren, welche in einer Lage im Abstand von 30 mm zueinander angebracht sind. Für die GIF-Messungen im November wurde eine Testkammer benutzt, welche bereits im Zuge der H8-Teststrahlungsmessung im August 2009 vermessen wurde. Diese ist aus 8 Lagen mit jeweils 12 Driftrohren aufgebaut.

¹Eine Multilage einer ATLAS Driftkammer besteht aus 3-4 zusammengeklebten Lagen aus Driftrohren und 2 Multilagen bilden i.A. eine Kammer. Hier besteht die Multilage aus 15 mm Rohren aus lediglich einer Lage.

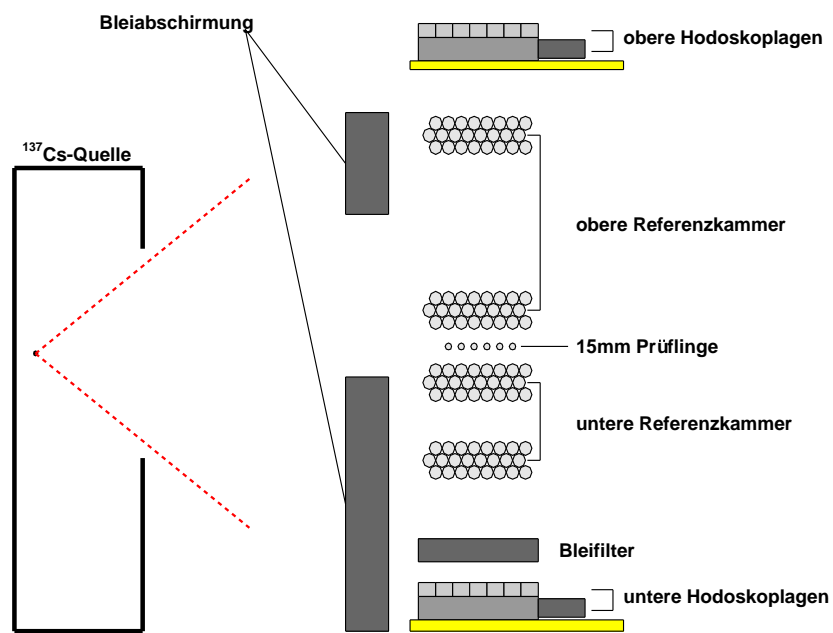


Abbildung 6.6: Aufbau der GIF-Messung im Mai 2009 (etwa maßstäblich)

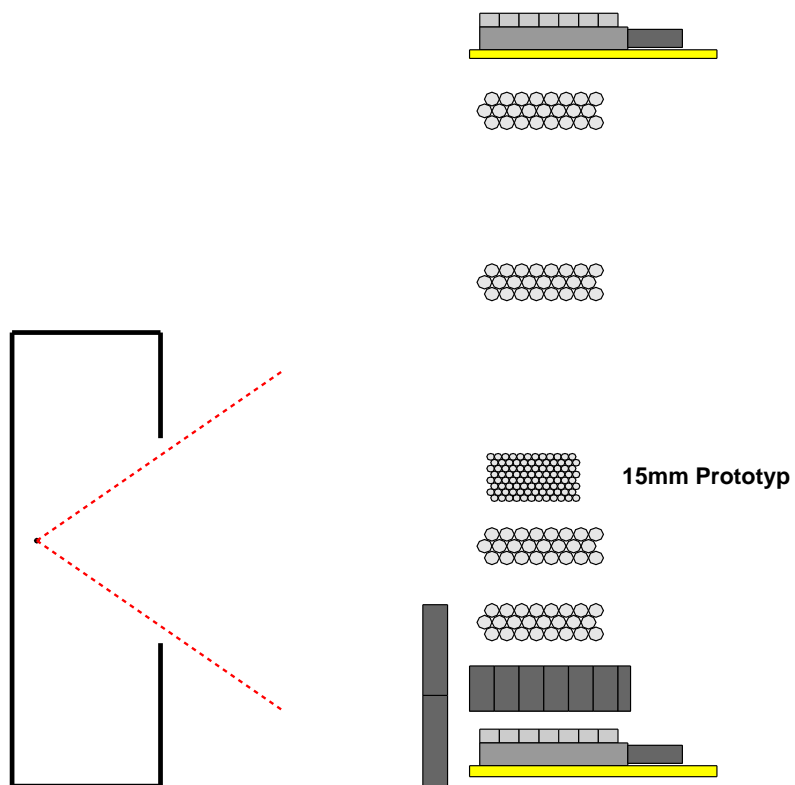


Abbildung 6.7: Aufbau der GIF-Messung im November 2009 (etwa maßstäblich)

Der Abstand zwischen dem Testaufbau und der Quelle betrug für beide Messungen etwa 900 mm. Um die Untergrundraten für die Photomultiplier der Szintillatoren, welche auf γ -Strahlung sensitiv sind, sowie die Referenzkammer abzuschwächen, wurde zwischen Quelle und Versuchsaufbau eine Bleiabschirmung der Dicke 10 cm angebracht. Mit einem Energieverlust von $dE/dx = 1.2 \text{ MeV/gcm}^2$ eines MIP-Myons [23] sowie der Blei-Flächendichte von 11.34 g/cm^2 liegt der mittlere Energieverlust der Myonen in 10 cm Blei bei 136 MeV. Eine weitere Schicht aus 5 cm Bleiziegeln befindet sich oberhalb der unteren Hodoskop-Doppellage, um dadurch niederenergetische Myonen auszuwählen. Mit oben genannten Werten ergibt sich ein mittlerer Energieverlust der Myonen von ca. 70 MeV in 5 cm Blei. Durch das Hodoskop werden entsprechend lediglich Myonen oberhalb dieses Wertes nachgewiesen.

Der Abstand der beiden Hodoskop-Doppellagen betrug für die Mai-Messung 1230 mm, im November waren dies 1580 mm.

6.3 Triggerraten und künstliche Koinzidenzen

Auf Grund des großen Abstandes der oberen und unteren Hodoskop-Doppellage ergibt sich für die Myonen ein Raumwinkel, welcher gegenüber dem einer Doppellage um ca. den Faktor 25 verringert ist. Die gemessene Myonentriggerrate bei einem Abstand der beiden Doppellagen von 1230 mm liegt daher lediglich bei ca. 1 Hz, für 1580 mm Abstand sinkt dieser Wert auf etwa 0.7 Hz. Diese Triggerraten bleiben darüber hinaus auch bei Messungen mit Cs-Quelle bei voller Bestrahlung konstant.

Um eine Abschätzung für die Wahrscheinlichkeit von künstlichen Koinzidenzen zu bekommen, wurden zusätzlich die Triggerraten der einzelnen Lagen bei voller Bestrahlung bestimmt, siehe hierzu Tabelle 6.3. Die unterschiedlichen Triggerraten von langen und kurzen Szintillatoren sind dabei Folge der unterschiedlichen Diskriminatorschwellen. Als künstliche Koinzidenz wird dabei ein Ereignis bezeichnet, bei welchem durch gleichzeitige γ -Treffer in allen vier Hodoskop-Lagen fälschlicherweise ein Triggersignal ausgelöst wird.

	Mai 2009	November 2009
Oben Lang	50Hz	130Hz
Oben Kurz	3000Hz	20000Hz
Unten Lang	40Hz	70Hz
Unten Kurz	20000Hz	20000Hz

Tabelle 6.3: Zählraten der einzelnen Lagen bei voller Bestrahlung

Eine Abschätzung für die Anzahl von künstlichen Koinzidenzen pro Sekunde erhält man durch:

$$W_{\text{artificial_coin}} = W_{\text{oben_lang}} \times W_{\text{oben_kurz}} \times W_{\text{unten_lang}} \times W_{\text{unten_kurz}} \times t_{\text{coin}}^3 \quad (6.1)$$

Hierbei sind $W_{\text{oben_lang}}$, $W_{\text{oben_kurz}}$, $W_{\text{unten_lang}}$ und $W_{\text{unten_kurz}}$ die Triggerraten der einzelnen Lagen, t_{coin} bezeichnet die sogenannte Koinzidenzzeit. Diese ist der maximale Zeitüberlapp der vier Eingangssignale für das UND-Modul. Für die gewählten Einstellungen beträgt dieser ca. 30ns. Damit ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für künstliche Koinzidenzen zu $2 \times 10^{-12}/\text{sec}$ für die Mai-Messung sowie $5 \times 10^{-11}/\text{sec}$ für die November-Messung.

Sowohl die konstante Triggerrate mit und ohne Untergrund sowie die geringe Wahrscheinlichkeit von künstlichen Koinzidenzen weisen auf einen verlässlichen Myonentrigger durch das Hodoskop hin. Für eine geringe Sensitivität des Hodoskops auf Untergrundtreffer spricht darüber hinaus die hohen Anzahl an Events, für welche lediglich ein Treffer pro Hodoskoplage registriert wird. Diese liegt für Messungen bei maximalem γ -Fluss bei 83%, bei Messungen ohne Untergrund sind dies 85%.

Kapitel 7

Untergrundraten und Effizienz der Driftrohre

7.1 Funktionsweise und Datenauslese der Driftrohre

Bei den Driftrohren handelt es sich um gasgefüllte Aluminiumrohre mit einer Wanddicke von 0.4 mm [24]. In der Mitte der Rohre ist ein Wolfram-Re-Draht mit 750 μm Durchmesser gespannt, an dem eine positive Hochspannung von 3080 V anliegt. Die Rohrwand ist geerdet. Das Standardfüllgas der Driftrohre ist eine Mischung aus 93% Argon und 7% CO_2 ¹. Der absolute Gasdruck in den Rohren beträgt 3 bar.

Durchläuft ein ionisierendes Teilchen das Detektorgas, so erzeugt es auf seinem Weg durch dieses Elektron-Ionen Paare. Während die Ionen zur Rohrwand driften, werden die freien Elektronen Richtung Draht beschleunigt. Auf Grund der hohen Feldstärke in Drahtnähe erzeugen die Elektronen dort durch Ionisation der Gasatome eine Lawine an Sekundärelektronen. Diese Elektronen werden auf dem Draht gesammelt und erzeugen dort ein messbares Signal. Die Zeit zwischen Teilchendurchgang und dem Registrieren des Signals am Draht ergibt dabei die Driftzeit, über die der Abstand der Teilchenspur zum Draht bestimmt werden kann. Das Spektrum der Driftzeiten einer für die GIF-Messung benutzten Multilage aus 30 mm Rohren ist in Abb. 7.1 gezeigt.

Das Signal wird auf den so genannten Mezzanine-Karten weiterverarbeitet. In einem Schaltkreis aus Vorverstärker, Pulsformer und Diskriminator [25]² wird ein Ausgangssignal erzeugt, dessen Anstiegsflanke der Signalzeit entspricht und dessen Länge und somit der Zeitpunkt der fallenden Flanke mit der Pulshöhe des Teilchensignals korreliert ist. Das Diskriminator-Signal wird dem TDC [26]³ übergeben, welcher die Zeit beider Flanken des Diskriminator-Signals relativ zum Myonen-Trigger, welcher über das TTCvi/ex Modul an die Mezzanine-Karten übergeben wird, in Einheiten zu 25/32 ns bestimmt.

Die Zuordnung des Signals zu einer bestimmten Kollisionsreaktion erfolgt über das sogenannte Matching Window, dessen Länge programmierbar ist. Alle Signalfanken, welche in ein solches Zeitfenster um den TTCvi-Trigger fallen, werden dabei einem Event zugeordnet. Die Datenrate, welche die Elektronik verarbeitet, ist durch die Totzeit begrenzt. Diese setzt sich zusammen aus der eigentlichen Totzeit der Elektronik sowie einem einstellbaren Wert.

¹Im Verlauf der 1. Messreihe an der GIF-Zone wurde eine der Multilagengasfüllungen für weitere Studien mit einer Alternativ-Gasmischung befüllt

²kurz ASD für Amplifier Shaper Discriminator

³AMT für ATLAS Muon TDC

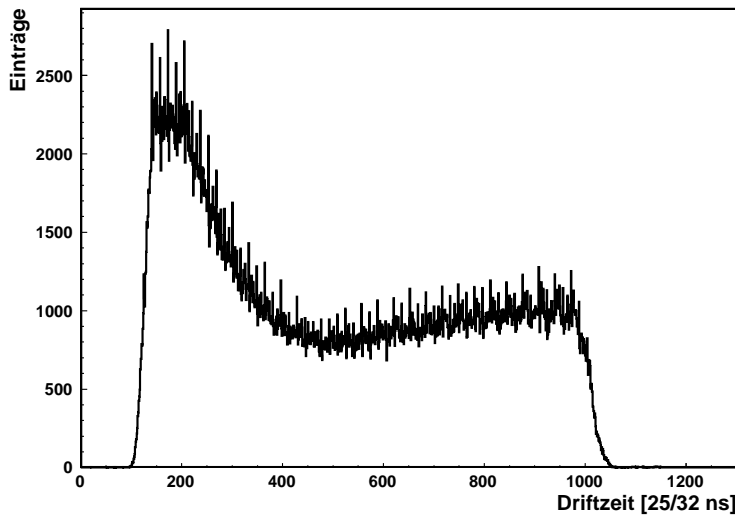


Abbildung 7.1: Driftzeitspektrum für 24 Rohre einer Multilage ohne radioaktiven Untergrund

7.2 Detektierte Untergrundraten der Driftrohre

Abb. 7.2 zeigt die Verteilung der Untergrundtreffer der einzelnen Driftrohre. Die elektronische Kanalnummern der Rohre einer Multilage können dabei Abb. 7.3 entnommen werden. Während die Zahl an Untergrundtreffern für die teilweise abgeschirmte Multilage erwartungsgemäß von Abschwächungsfaktor 5 bis Abschwächungsfaktor 1 zunimmt, ist dieser Anstieg für die vollständig bestrahlte Multilage nur zwischen Abschwächungsfaktor 5 und Abschwächungsfaktor 2 erkennbar. Für die Messung bei maximalem Gammafluss hingegen bricht die Anzahl an registrierten Untergrundtreffern für diese Multilage ein.

Der Einbruch der Zählrate der voll bestrahlten Lage bei Abschwächungsfaktor 1 war zum Zeitpunkt dieser Diplomarbeit nicht verstanden. Möglicherweise kam es durch die Bestrahlung der Mezzanine-Karten zu Änderungen der eingestellten Parameter⁴.

Zur weiteren Analyse wurden die Untergrundzählraten der Driftrohre mittels der Anzahl an registrierten γ -Treffern bestimmt. Hierzu werden für jedes Event nur Rohre betrachtet, die sich außerhalb der Myonenroad befinden, um so Myonentreffer nicht fälschlicherweise als Untergrundtreffer mitzuzählen. Mit der Anzahl der γ -Treffer N_γ in den Rohren sowie der Anzahl der aufgenommenen Ereignisse N_{Events} ergibt sich für die Untergrundraten in den Rohren [21]:

$$w_{\text{Untergrund}} = \frac{N_\gamma}{N_{\text{Events}} t_{\text{match}} - N_\gamma t_{\text{tot}}}. \quad (7.1)$$

Dabei ist t_{match} die Länge des Matching Windows (siehe Abschnitt 7.1). Somit gibt $N_{\text{Events}} t_{\text{match}}$ die Gesamtzeit an, während der γ -Treffer registriert werden können. Diese Zeit muss noch um einen Faktor $N_\gamma t_{\text{tot}}$ korrigiert werden, der die gesamte Zeit angibt, für die die Datenaufnahme auf Grund der Totzeit t_{tot} nach jedem Treffer gesperrt ist. Diese Zeit t_{tot} wurde experimentell aus der minimalen Zeit zweier aufeinanderfolgender multiplen Treffer innerhalb eines Triggerevents bestimmt und lag bei 180 ns. Die eingestellten Werte für die Messungen betragen $t_{\text{match}} = 45 \times 25 \text{ ns} = 1.125 \text{ }\mu\text{s}$ und der Vollständigkeit halber $t_{\text{mask}} = 30 \times 25 \text{ ns} = 750 \text{ ns}$ und $t_{\text{search}} = 70 \times 25 \text{ ns} = 1.75 \text{ }\mu\text{s}$.

Zum Vergleich können die in Tabelle 6.2 aufgeführten Flussraten herangezogen werden. Um aus diesen einen theoretischen Wert für die Zählrate pro Rohr zu erhalten, müssen diese Werte mit der

⁴So können beispielsweise einzelne Bits auf Grund von Single Event Upsets geändert werden.

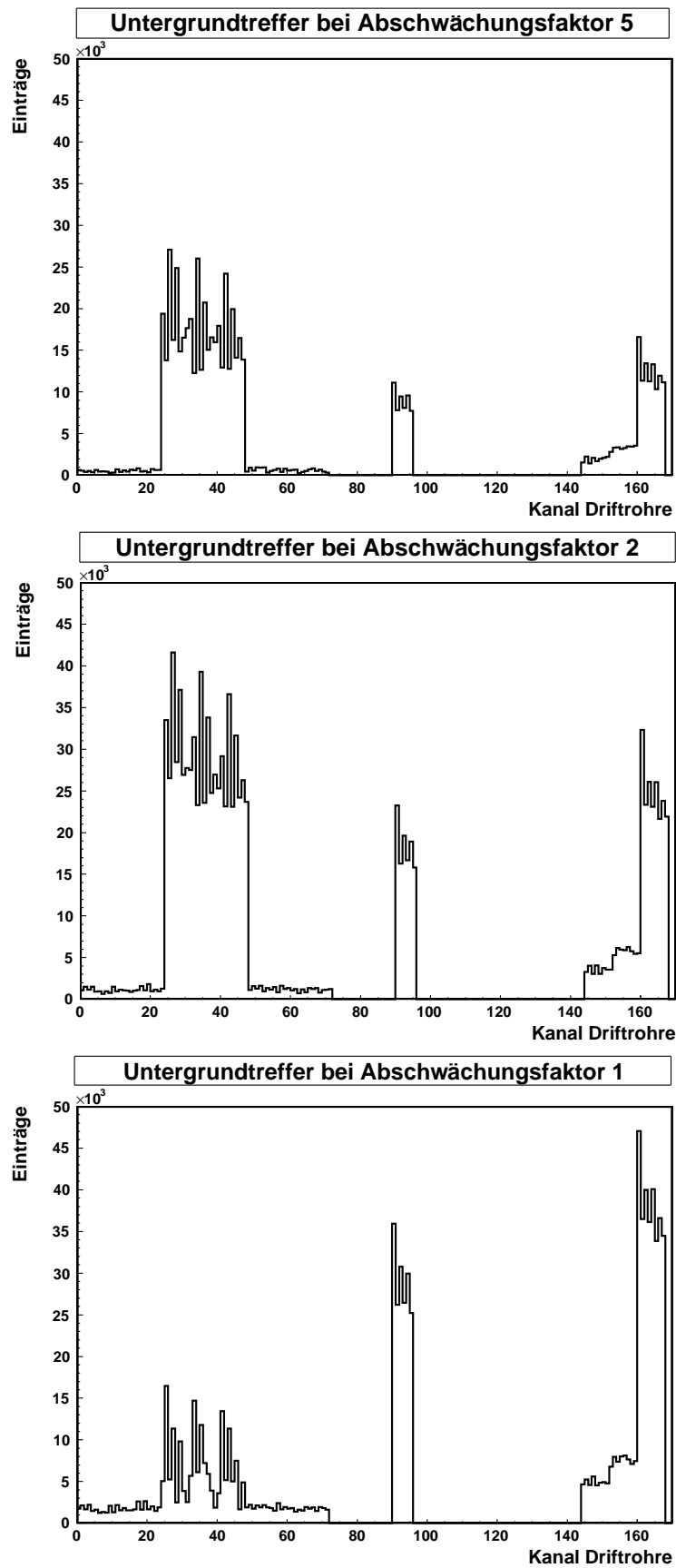


Abbildung 7.2: Verteilung der Untergrundtreffer der einzelnen Rohre bei unterschiedlichen γ - Raten. Deutlich zu erkennen ist der Einbruch der Zählrate bei voller Bestrahlung für die nicht abgeschirmte Lage (Kanal 24-47). Die Kanalbelegung der einzelnen Rohre ist in Abb. 7.3 verdeutlicht.

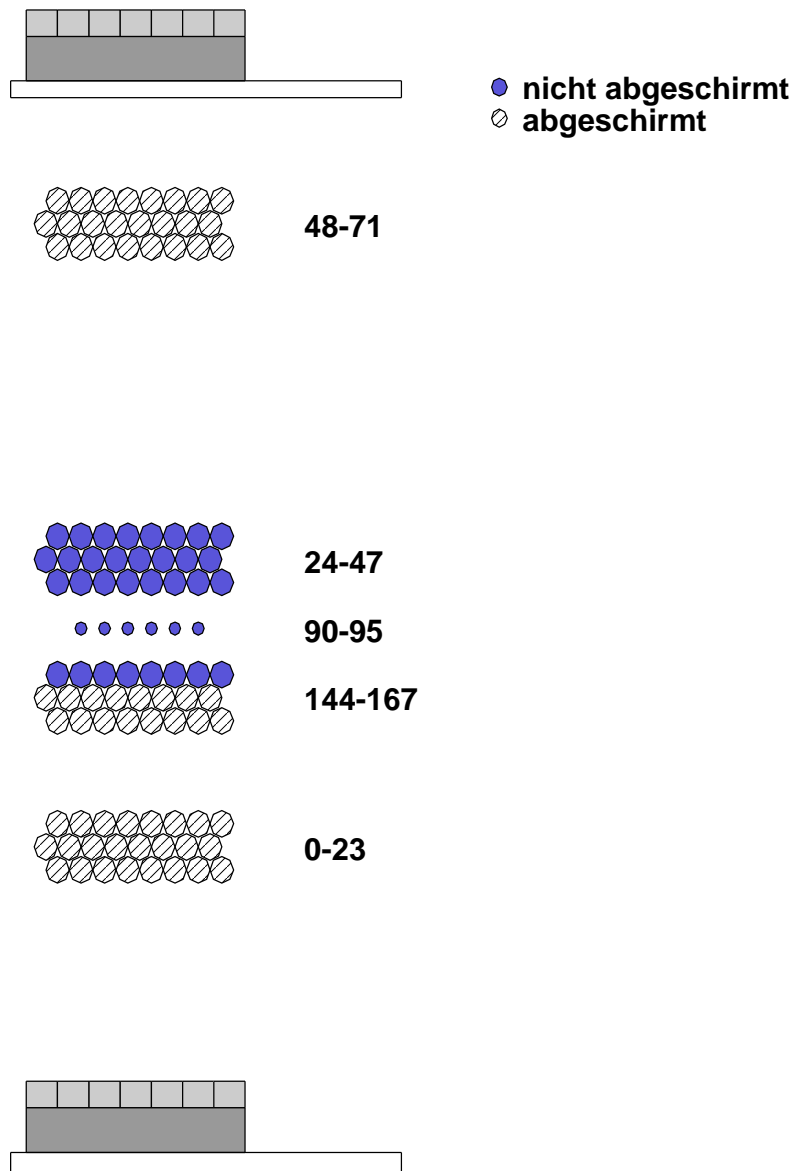


Abbildung 7.3: Abgeschirmte und bestrahlte Multilagengestaltung sowie Nummerierung der einzelnen Kanäle der Driftrohre

effektiv bestrahlten Rohrquerschnittsfläche⁵ von 150 cm² sowie der γ -Detektionswahrscheinlichkeit von ca. 0.01 multipliziert werden [27]. Desweiteren ist eine Korrektur der Flussraten hinsichtlich der gesunkenen Aktivität der Quelle auf 566 GBq nötig. Die Umrechnung auf einen Abstand zur Quelle von 900 mm erfolgt mittels des quadratischen Abstandsgesetzes. Die theoretischen sowie die aus den Daten der Driftrohre ermittelten Zählraten sind in Tabelle 7.1 aufgeführt.

	Abschw. 1	Abschw. 2	Abschw. 5
Erwartete Zählrate	2700kHz	1350kHz	540kHz
$w_{\text{Untergrund}}$ nicht abgeschirmte ML	ca. 200kHz	500kHz	300kHz
$w_{\text{Untergrund}}$ teilw. abgeschirmte ML	720kHz	455kHz	230kHz

Tabelle 7.1: Erwartete und gemessene Untergrundraten in den 30 mm Driftrohren der nicht abgeschirmten bzw. teilweise abgeschirmten Referenzkammer

7.3 Nachweiseffizienz von Myonen bei radioaktivem Untergrund

Der Nachweisbarkeit von Myonentreffern bei γ -Untergrund ist durch sogenannte maskierte γ -Treffer (siehe Abb. 7.4) eine Grenze gesetzt. Dabei handelt es sich um Untergrundtreffer, deren Signal in einer Zeitspanne kleiner der Totzeit vor Beginn des Matching Fensters (siehe Abschnitt 7.1) auftreten. Fällt das Signal eines Myonentreffers in die Totzeit eines maskierten Treffers, so wird das Myon nicht registriert.

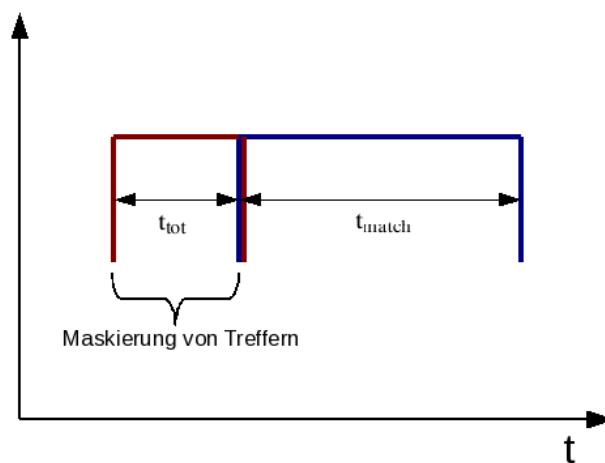


Abbildung 7.4: Maskierung von Untergrundtreffern

Eine grobe Abschätzung der Wahrscheinlichkeit des Eintreffens eines solchen Events ist durch folgende Überlegung gegeben:

Das Auftreten eines Driftrohr-Myonensignals innerhalb des Matching Fensters ist nicht gemäß $1/t_{\text{match}}$ gleichverteilt, da kleinere Driftzeiten häufiger vorkommen als große (siehe Abb. 7.1). Gemäß dem Verlauf der Driftzeitspektren kann die Wahrscheinlichkeit eines Myonenimpuls im vorderen Abschnitt des Matching Windows daher durch $2/t_{\text{match}}$ angenähert werden. Um nicht detektiert zu

⁵Laut Abschnitt 6.1.2 ist der Fluss der γ -Quelle konstant auf Ebenen parallel zum Filtersystem, welches sich vor der Quelle befindet. Ein Driftrohr mit Durchmesser 3 cm sowie einer Länge von 50 cm deckt auf dieser Ebene eine Fläche von $3 \text{ cm} \times 50 \text{ cm} = 150 \text{ cm}^2$ ab.

werden, muss das Myonensignal in die Totzeit nach dem Untergrundtreffer oder genauer gesagt in den zeitlichen Überlapp zwischen Matching Window und Totzeit fallen. Diese Zeitspanne kann je nach Startpunkt des γ -Treffers Werte innerhalb des Intervalls $]0; t_{\text{tot}}[$ annehmen und kann durch $t_{\text{tot}}/2$ abgeschätzt werden. Die Wahrscheinlichkeit für das Eintreffen eines Myonentreffers innerhalb der Totzeit eines maskierten γ -Treffers ist somit

$$P_{\gamma+\mu} = P_{\gamma} \times P_{\mu} = w_{\text{Untergrund}} t_{\text{tot}} \times 2 \frac{t_{\text{tot}}/2}{t_{\text{match}}} = \frac{t_{\text{tot}}^2}{t_{\text{match}}} \times w_{\text{Untergrund}}. \quad (7.2)$$

Die Abnahme der Nachweeffizienz von Myonen wird entsprechend durch

$$1 - P_{\gamma+\mu} = 1 - \frac{t_{\text{tot}}^2}{t_{\text{match}}} \times w_{\text{Untergrund}} \quad (7.3)$$

beschrieben. Ist die Nachweeffizienz lediglich durch maskierte Untergrundtreffer begrenzt, sollte sich daher gemäß Formel (7.3) ein linearer Zusammenhang zwischen Effizienz und Untergrundzählrate ergeben. Um dies weiterhin zu überprüfen, wurde die Anzahl von Myonentreffern in den Rohren bestimmt, die sich innerhalb eines ausgewählten Spurbereichs befinden. Dabei wurden lediglich die Rohre berücksichtigt, die sich mittig in diesem Spurbereich befinden und auf die somit der Hauptanteil aller Myonentreffer innerhalb des Spurbereichs fällt.

Die Bestimmung der Myonentreffer erfolgte dabei über die First Hits⁶ in den ausgewählten Rohren. Bei Messreihen ohne radioaktiven Untergrund kann dabei die Anzahl an First Hits gleich der Zahl von Myonentreffern gesetzt werden. Bei Messungen mit Quelle muss dieser Wert noch um Untergrundtreffer korrigiert werden. Diese kommen auf Grund der Breite des vordefinierten Myonenspurbereichs zustande, welche mehr als ein einzelnes Rohr umfasst. Somit werden nicht alle Rohre eines Spurbereichs von einem Myon getroffen. Wird ein Rohr nicht von einem Myon durchlaufen und findet stattdessen ein Untergrundtreffer statt, so wird dieser als First Hit gezählt. Eine Abschätzung der Zahl der Untergrundtreffer je Rohr kann folgendermaßen erhalten werden. Anhand eines Datensatzes ohne Quelle kann die Wahrscheinlichkeit dafür, dass kein Myonentreffer vorliegt, durch $P_{\text{kein_Myon}} = (N_{\text{gesamt}} - N_{\text{First.Hits}}/N_{\text{gesamt}})$ für jedes Rohr einzeln abgeschätzt werden. Dabei ist N_{gesamt} die Zahl aller Events und $N_{\text{First.Hits}}$ die Zahl der First Hits des jeweiligen Rohres. Die Wahrscheinlichkeit für einen Untergrundtreffer ist somit $P_{\text{Untergrund}} = P_{\text{kein_Myon}} \times w_{\text{Untergrund}} \times t_{\text{match}}$ mit der Untergrundrate $w_{\text{Untergrund}}$ des Rohres sowie der Länge des Matching Windows t_{match} (siehe Abschnitt 7.1). Multiplikation dieser Wahrscheinlichkeit mit der Anzahl an betrachteten Ereignissen liefert schließlich eine Abschätzung der Anzahl an Untergrundtreffern.

Die bestimmten Effizienzen (siehe Tabelle 7.2) für die Rohre der teilweise bzw. nicht abgeschirmten Multilage wurden gegen die Zählraten der Rohre aufgetragen (siehe Abb. 7.5). Dabei wurde für die vollständig bestrahlte Multilage der Effizienzwert für maximalen Gammafluss nicht berücksichtigt. Dessen geringer Wert hängt mit dem Einbruch der Zählrate in dieser Lage zusammen. Dieser Effekt ist, wie in Abschnitt 7.2 dargelegt, noch nicht verstanden.

	Keine Quelle	Abschw. 5	Abschw. 2	Abschw. 1
Rohre d. vollbestrahlten ML	100%	96%	89%	36%
Rohre d. teilweise bestrahlten ML	100%	95%	92%	80%

Tabelle 7.2: Effizienzen der Nachweisbarkeit von Myonen bei Bestrahlung relativ zur registrierten Myonenzahl ohne Untergrund

⁶Wird ein Driftrohr mehrfach getroffen, so wird bei der Bestimmung der First Hits lediglich der erste Treffer innerhalb des Matching Windows berücksichtigt. Dabei handelt es sich in der Regel um das Teilchen, welches den Trigger ausgelöst hat (sofern das Driftrohr von diesem getroffen wurde). Somit werden für Rohre mit Myonentreffern lediglich diese gezählt, während nachfolgende Untergrundtreffer nicht berücksichtigt werden.

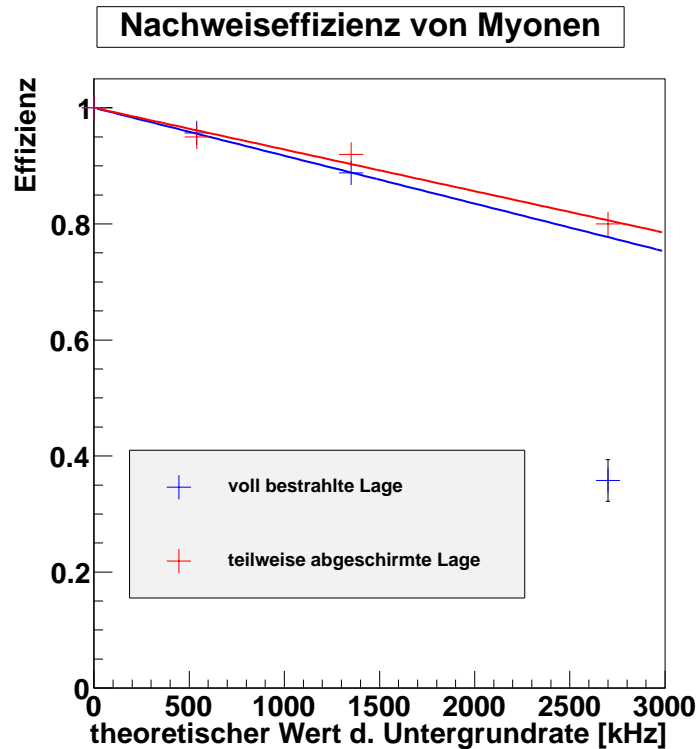


Abbildung 7.5: Effizienzen der Myonennachweisbarkeit als Funktion der jeweiligen für die Einzelrohre erwarteten Untergrundraten. Der Datenpunkt bei 2700 kHz der vollbestrahlten Lage (blau) wurde für den Fit der Geraden nicht berücksichtigt.

An die Datenpunkte beider Messreihen aus Abb. 7.5 lässt sich nach Formel (7.3) eine Gerade anfitzen, wobei sich dabei Steigungen von $7.2 \times 10^{-8}/\text{Hz}$ (Rohre der teilweise bestrahlten Multilage) bzw. $8.3 \times 10^{-8}/\text{Hz}$ (Rohre der voll bestrahlten Multilage) ergeben. Zusammen mit Formel (7.3) kann aus diesen Werten die Totzeit berechnet werden. Die so ermittelten Werte liegen bei 280 ns bzw. 300 ns, welche um etwa 50% von 180 ns abweichen. Die Diskrepanz liegt dabei möglicherweise an den stark vereinfachten Annahmen, welche in Formel (7.3) eingehen. Desweiteren ist das Bestimmen der Anzahl an Myonentreffern in den Rohren mit Fehlern behaftet, da für die Anzahl an Untergrundtreffern lediglich eine grobe Abschätzung vorgenommen wurde.

Dennoch weisen der Verlauf der Datenpunkte auf einer Geraden sowie der qualitativ richtige Wert der Totzeit darauf hin, dass das Absinken der Nachweiseffizienz der Myonen bei Bestrahlung als Folge von maskierten Untergrundtreffern gesehen werden kann.

Kapitel 8

Rekonstruktion der Myonenspür mit Hilfe der Hodoskop-Daten

8.1 Allgemein

Wie bereits in Abschnitt 5.1 erläutert, soll mit Hilfe der beiden Hodoskop-Lagen aus langen Szintillatoren (siehe hierzu Abb. 5.1) eine Bestimmung der Spurbereiche der detektierten kosmischen Myonen vorgenommen werden. Bei der offline-Korrektur der MDT-Daten können so Driftföhre, welche sich außerhalb des Spurbereichs befinden, ausselektiert werden. Dies ermöglicht unter anderem die Reduktion von Untergründereignissen in den Driftzeitspektren der Driftrohre.

8.2 Eindeutigkeit des festgelegten Spurbereichs durch das Hodoskop

Um die Spurbereiche der detektierten Myonen in eindeutiger Weise rekonstruieren zu können, ist es vorteilhaft, wenn auch bei hohem Untergrund lediglich einer der 50 cm langen Szintillatoren pro Hodoskop-Lage anspricht. Abb. 8.1 sowie Abb. 8.2 geben die relative Häufigkeit der Ereignisse an, für welche eine bestimmte Trefferanzahl pro Lage der langen Szintillatoren aufgetreten ist.

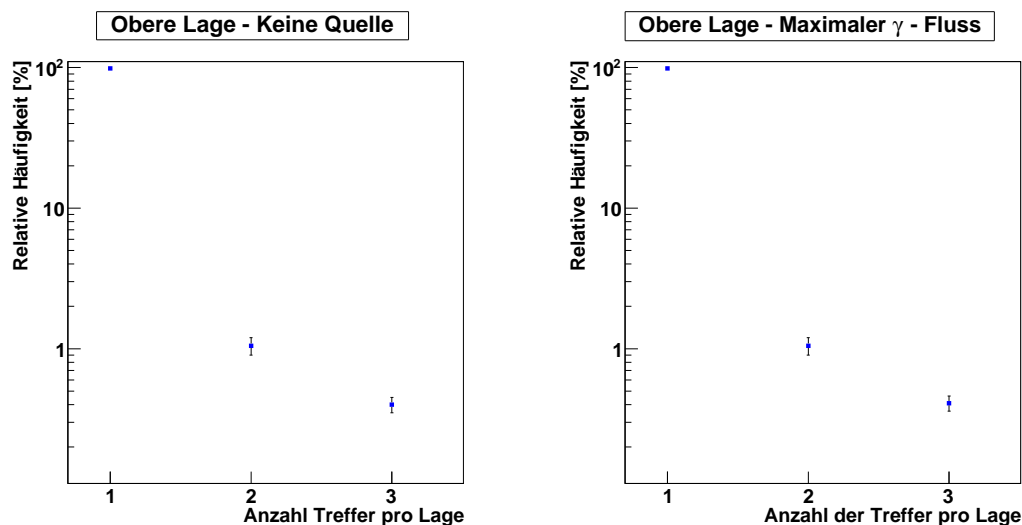


Abbildung 8.1: Relative Häufigkeit der Ereignisse mit Einfach- und Doppeltreffern sowie Ereignissen mit ≥ 3 - Treffern (im Graph unter 3 zusammengefasst) in der oberen Lage aus langen Szintillatoren ohne Quelle sowie bei maximalem γ -Fluss. Der Fehlerbalken des Datenpunktes für genau einen Treffer pro Lage ist auf Grund der logarithmischen y-Achse nicht darstellbar.

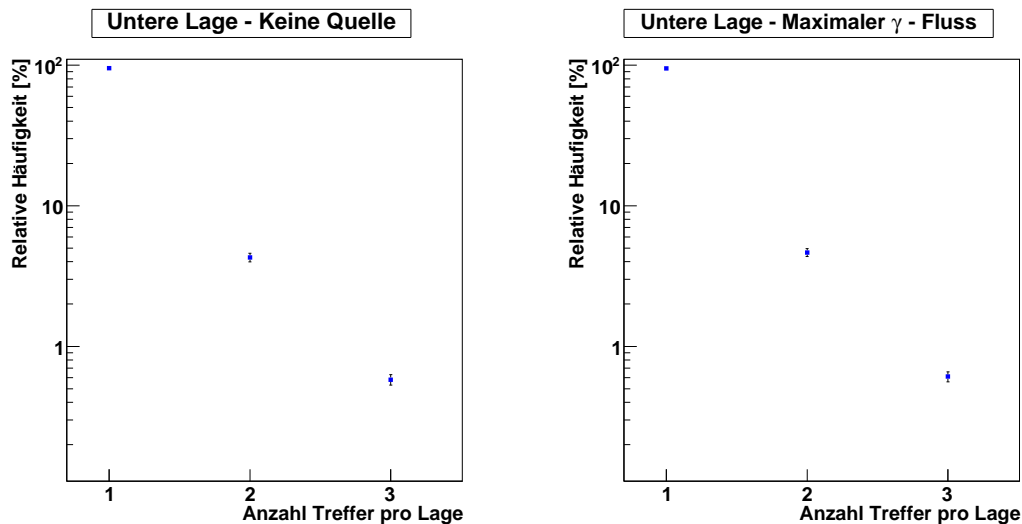


Abbildung 8.2: Relative Häufigkeit der Ereignisse mit Einfach- und Doppeltreffern sowie Ereignissen mit ≥ 3 -Treffern (im Graph unter 3 zusammengefasst) in der unteren Lage aus langen Szintillatoren ohne Quelle sowie bei maximalem γ -Fluss. Der Fehlerbalken des Datenpunktes für genau einen Treffer pro Lage ist auf Grund der logarithmischen y-Achse nicht darstellbar.

Wie Abb. 8.1 sowie Abb. 8.2 zeigen, spricht auch bei voller Bestrahlung für die Mehrzahl der Events lediglich einer der langen Szintillatoren pro Lage an. So wird in der oberen Lage sowohl mit als auch ohne Untergrund für ca. 98,5% der Events lediglich ein Treffer registriert, in der unteren Lage sind dies ca. 94,5%. Doppeltreffer treten für die obere Lage in etwa 1% der Fälle auf, in der unteren in ca. 5%. Die Wahrscheinlichkeit für größere Trefferzahlen liegt für jede der Lagen unter 1%. Bei den registrierten Treffern handelt es sich daher auch bei voller Bestrahlung hauptsächlich um Myonen, was eine zuverlässige Rekonstruktion des Spurbereichs anhand der Hodoskop-Daten ermöglicht (siehe hierzu auch Abschnitt 6.3).

8.3 Vergleich der durch Driftrohr- und Hodoskop-Daten bestimmten Spurbereichen für Messungen ohne radioaktiven Untergrund

Um zu testen, ob die über die Hodoskop-Daten ermittelten Spurbereiche mit denen der Referenzkammern übereinstimmen, wurden zunächst verschiedene Datensätze von Messungen ohne radioaktiven Untergrund herangezogen. Abb. 8.3 sowie Abb. D.1 und Abb. D.2 zeigen insgesamt 15 verschiedene Events solcher Messreihen für jeweils unterschiedliche Spurbereiche der Myonen. Die Spurbereiche wurden so gewählt, dass sie in etwa alle Driftrohre der Referenzkammern abdecken. Angesprochene Driftrohre und Szintillatoren sind in roter bzw. gelber Farbe dargestellt. Beim Durchlaufen der Referenzkammern trifft ein Myon im Durchschnitt 3 Driftrohre pro Multilage. Da, bis auf wenige Ausnahmen, 3 Rohre pro Multilage innerhalb des Myonenspurbereichs ansprechen, kann von einer maximalen Nachweeffizienz dieser Driftrohre ausgegangen werden. Die 15 mm Driftrohre registrieren für einige der Ereignisse keine Treffer. Grund hierfür ist deren Abstand von 30mm zueinander, so dass einige Myonenspuren zwischen den Driftrohren verlaufen ohne diese zu treffen. Abb. 8.3 zeigt ein Event für einen Untergrundtreffer innerhalb der 15 mm Multilage außerhalb des definierten Myonenspurbereichs. Mit den Informationen aus den langen Szintillatoren und dem damit bestimmten Spurbereich können solche Treffer für die Analyse der Driftrohrdaten ausselektiert werden. Desweiteren ist in Abb. 8.3 ein Beispiel für einen δ -Elektronentreffer in der unteren Multilage zu sehen (rechtes Bild). Dabei handelt es sich um Elektronen, welche durch Myonenstöße mit den Gasatomen ionisiert werden, in das Nachbarrohr gelangen und dort ein Signal auslösen. Die durch die langen Szintillatoren vorhergesagten Spurbereiche werden durch die Myonenspuren,

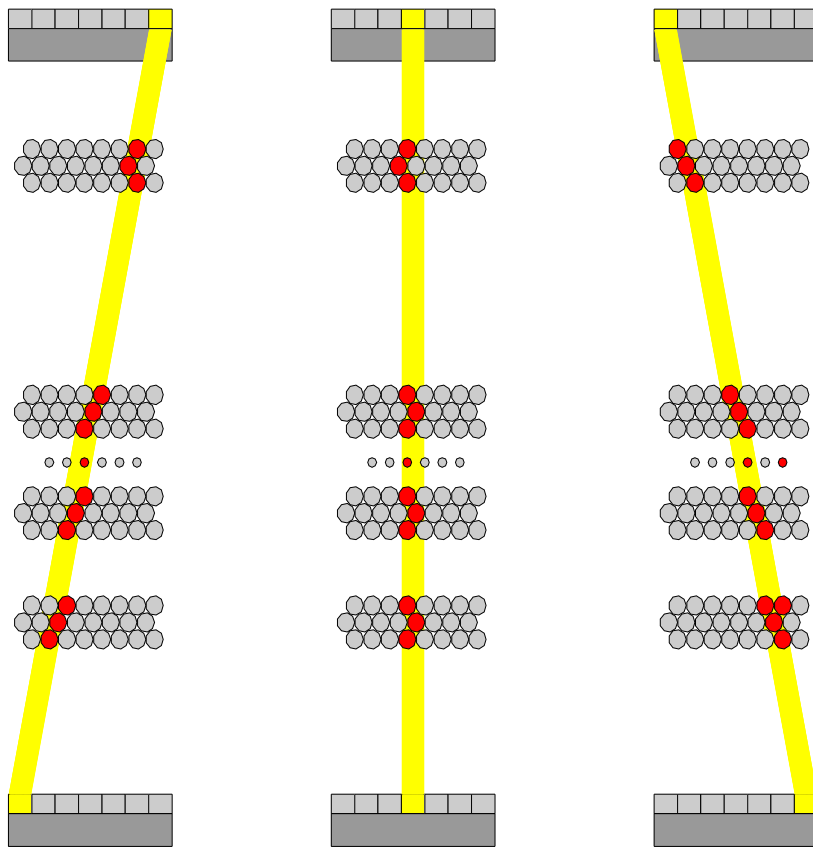


Abbildung 8.3: Angesprochene Szintillatoren (gelb) und Rohre (rot) für Messungen ohne Quelle, etwa maßstäblich

welche aus den Referenzkammerdaten rekonstruiert wurden, bestätigt

8.4 Vergleich der durch Driftrohr- und Hodoskop-Daten bestimmten Spurbereiche für Messungen mit radioaktivem Untergrund

Erkennbare Myonenspuren zeigen sich bei Messungen mit Quelle lediglich in den beiden komplett abgeschirmten Multilagen (oberste, unterste Multilage, siehe Abb. 7.3). In der voll bestrahlten Lage lässt sich eine erhebliche Zahl an Untergrundtreffern erkennen. So werden im Mittel 7.7 Rohre dieser Lage für Messungen mit Quelle bei Abschwächungsfaktor 5 getroffen, für Abschwächungsfaktor 2 wächst diese Zahl auf 12.7¹ (siehe auch Tabelle 8.1). Für die Rohre der teilweise abgeschirmten Lage liegt die mittlere Trefferzahl für die Abschwächungsfaktoren 1, 2 und 5 bei jeweils 8.3, 6.8 bzw. 5.3. Auf Grund der gesteigerten Anzahl an Untergrundtreffern in diesen Lagen ist es daher sinnvoll, für die Spurrekonstruktion der Messreihen mit Quelle die Daten der beiden Hodoskoplagen aus langen Szintillatoren hinzuzuziehen.

	Abschw. 1	Abschw. 2	Abschw. 5
voll bestrahlte Multilage	6.9	12.7	7.7
teilweise abgeschirmte Multilage	8.3	6.8	5.3

Tabelle 8.1: Mittlere Anzahl an getroffenen Rohren (Myonen + Untergrund) pro Multilage

8.5 Zusammenfassung

Da für den Großteil der aufgezeichneten Ereignisse lediglich einer der langen Szintillatoren pro Lage anspricht, ist für die meisten Events eine eindeutige Rekonstruktion der Spurbereiche mittels der Hodoskop-Daten auch bei starker Bestrahlung möglich. Die Spurbereiche konnten dabei für Messreihen ohne Quelle in Übereinstimmung von Hodoskop- und Referenzkammer-Daten rekonstruiert werden. Für Messreihen mit γ -Untergrund geben lediglich die vollkommen abgeschirmten Multilagen der Referenzkammern die Myonenspur für Abschwächung 2 und 5 eindeutig wieder. Für die teilweise bzw. nicht abgeschirmte Multilage sind die Spurbereiche auf Grund der hohen Anzahl an Untergrundtreffern nicht mehr klar zu erkennen. Vor allem bei Messungen mit maximalem Untergrund sind die Daten der langen Szintillatoren des Hodoskops notwendig, um den Spurbereich kosmischer Myonen eindeutig rekonstruieren zu können.

¹Die mittlere Anzahl durch Myonentreffer liegt laut Abschnitt 8.3 bei 3 Treffern pro Multilage.

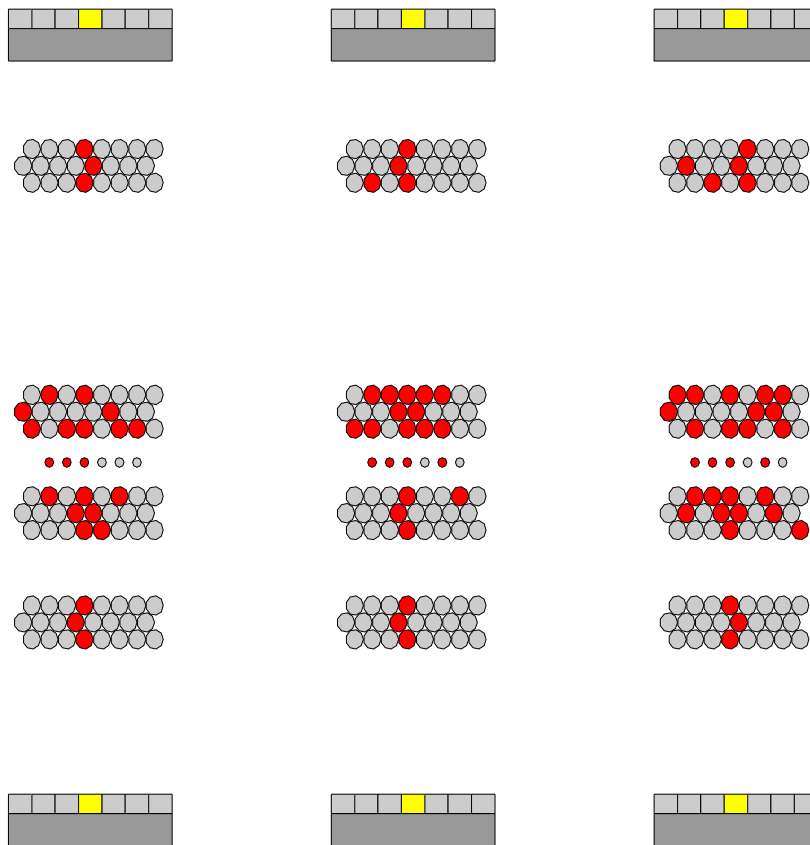


Abbildung 8.4: Angesprochene Szintillatoren (gelb) und Rohre (rot) für Messungen mit Quelle für die Abschwächungsfaktoren 5, 2 und 1 (von links nach rechts)

Kapitel 9

Auswertung der TDC-Daten aus den GIF-Messungen

9.1 Allgemein

Für die Zeitinformation aus den TDC-Daten sind in erster Linie die Spektren der untersten Hodoskop-Lage von Belang. Da diese Lage die letzte ist, welche von den kosmischen Myonen durchlaufen wird und darüber hinaus deren ODER-Signal verzögert an das UND-Modul übergeben wird, ist es stets einer der Szintillatoren dieser Lage, der das Triggersignal und somit das Common-Stop-Signal der TDC-Messung auslöst. Dabei wird für den TDC-Kanal des triggernden Szintillators stets die gleiche Zeitspanne registriert ¹. Die Peaks aller fünf Szintillatoren dieser Lage sollten entsprechend bei gleichen TDC-Kanälen liegen und darüber hinaus nicht merklich verbreitert sein.

Für die Szintillatoren der anderen drei Lagen ist diese Zeitspanne kein konstanter Wert, da in deren Fall Start- und Stop-Signal der TDC-Messung von zwei unterschiedlichen Szintillatoren ausgelöst werden. So gehen beispielsweise Laufzeitunterschiede des Szintillationslichtes zwischen den Szintillatoren in die Zeitmessung mit ein, was sich in einer Verbreiterung der jeweiligen Spektren äußert.

9.2 Breite und Lage der TDC-Peaks bei gleichzeitigem Pulsgenerator-Eingangssignal

Um Aufschluss über die natürliche Breite der TDC-Peaks und mögliche Offsets zwischen den einzelnen Eingangs-Kanälen zu erhalten, wurde eine TDC-Messung mit Pulsgeneratorsignalen durchgeführt. Ein Fan-In-Fan-Out, welcher mit dem Pulsgenerator verbunden ist, erzeugt dabei mehrere gleichzeitige Signale, welche als Start-Signale an den TDC übergeben werden. Ein weiteres Signal des Fan-In-Fan-Outs wird durch eine Delay-Box verzögert und an einen Gate-Generator übergeben. Dessen Ausgangs-Signal liefert das Common-Stop-Signal des TDCs (siehe Abb. 9.1).

¹Gemäß Abschnitt 5.2 ist dies die Schaltzeit der Elektronik zwischen dem Ausgangssignal des Diskriminators und dem Auslösen des Triggersignals.

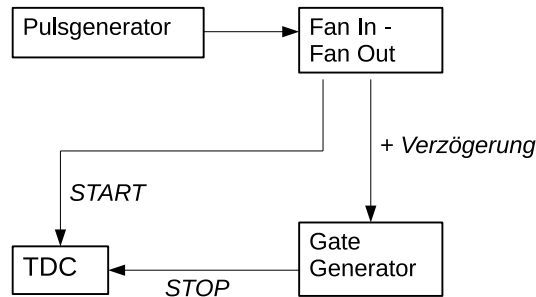


Abbildung 9.1: Aufnahme von TDC-Spektren mit Pulsgeneratorsignalen

Abb. 9.2 zeigt die TDC-Spektren der ersten acht Eingangskanäle des TDCs. Der Peak der TDC-Spektren ist dabei im Mittel 1-2 Kanäle breit. Desweiteren sind die Peaks der einzelnen Eingangskanäle trotz gleichzeitiger Eingangs-Signale gegeneinander versetzt. Für die verschiedenen Eingangskanäle findet folglich im TDC eine interne Signalverzögerung statt. In Anhang C sind diese Offsets für zwei verschiedene 16-Kanal TDCs der Firma CAEN dargestellt. Obwohl es sich bei beiden TDCs um das gleiche Modell handelt, nehmen die Offsets zwischen den einzelnen Eingangskanälen dennoch unterschiedliche Werte an.

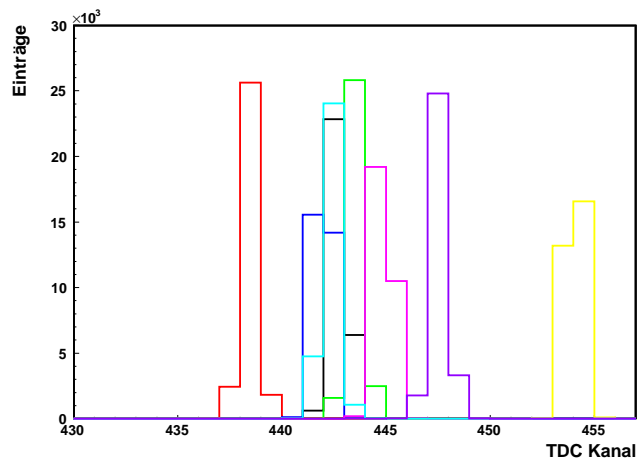


Abbildung 9.2: TDC-Spektren der ersten acht Eingangskanäle des TDCs. Als Start-Signale der Messung dienen gleichzeitige Pulsgeneratorsignale

Für die gemessenen TDC-Spektren der unteren Hodoskoplage ist auf Grund dieser Ergebnisse mit Spektren zu rechnen, welche trotz gleicher Werte der Zeitspanne zwischen Start- und Stop-Signal gegeneinander versetzt sind. Da es sich bei der internen Signalverzögerung jedoch um einen zeitlich konstanten Effekt handelt, wurden die Offsets aus den TDC-Spektren der Szintillatoren dieser Lage herauskorrigiert.

9.3 Lage und Breite der aufgenommenen TDC-Spektren der triggerrnden Szintillatoren

Abb. 9.3 zeigt die TDC-Spektren der unteren Hodoskop-Lage von Messungen, welche am 15.05.2009 bzw. am 12.06.2009 ohne radioaktiven Untergrund durchgeführt wurden. Ein TDC-Kanal (auf der x-Achse aufgetragen) entspricht dabei einer Zeitspanne von 0.3ns.

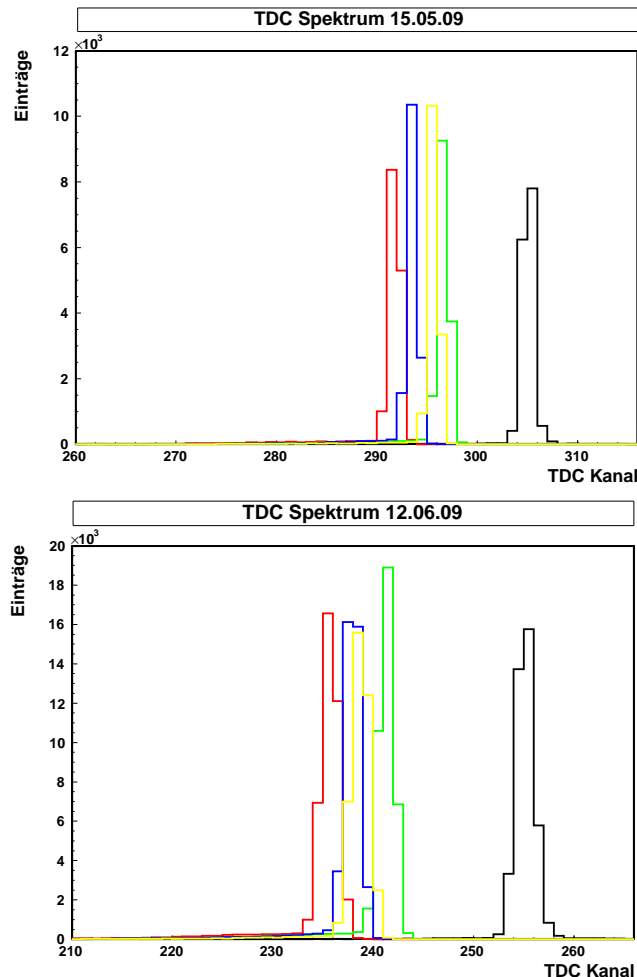


Abbildung 9.3: TDC-Spektren der fünf Szintillatoren der untersten Hodoskop-Lage vom 15.05.2009 bzw. 12.06.09. Beide Messungen wurden ohne radioaktiven Untergrund durchgeführt. Als Common-Stop Signal diente bei der Messung vom 15.05. der Hodoskop-Trigger, für die Messung am 12.06. fungierte das TTCvi-Trigger-Signal als Common Stop.

Der Vergleich beider Spektren aus Abb. 9.3 zeigt, dass die Lage der Peaks für gleiche Szintillatoren unterschiedlich ist. Grund hierfür ist, dass wegen des defekten Hodoscope Injection Boards die beiden verwendeten TDCs ab dem 20.05.09 als Alternativlösung vom TTCvi-Modul-Trigger gestoppt wurden. Das eigentliche Trigger-Signal des Hodoskops wurde von einem der TDC-Kanäle aufgezeichnet. Der zeitliche Verlauf der Lage der Peaks ist in Abb. 9.4 für Messungen mit sowie ohne Quelle dargestellt. Die Lage der Peaks wurde dabei anhand des Kanals mit der größten Anzahl an Einträgen bestimmt. Deutlich zeigt sich die Änderung der Lage der Peaks für die Messungen mit Hodoskop-Trigger einerseits und TTCvi-Trigger andererseits als Common-Stop-Signal. Die starke Variation der Peaklagen für die ersten vier Messreihen mit Quelle ohne Abschirmung (Abschwächung 1) ist Folge zu niedrig eingestellter Diskriminator-Schwellen und der daraus resultierenden TDC-Fehler auf Grund zu vieler registrierter Treffer. Bei angepassten Schwellwerten

und konstant bleibenden Zeitspannen zwischen Start-Signalen und Common-Stop-Signal zeigt der zeitliche Verlauf der Peaklagen eine Variation von maximal einem TDC Kanal.

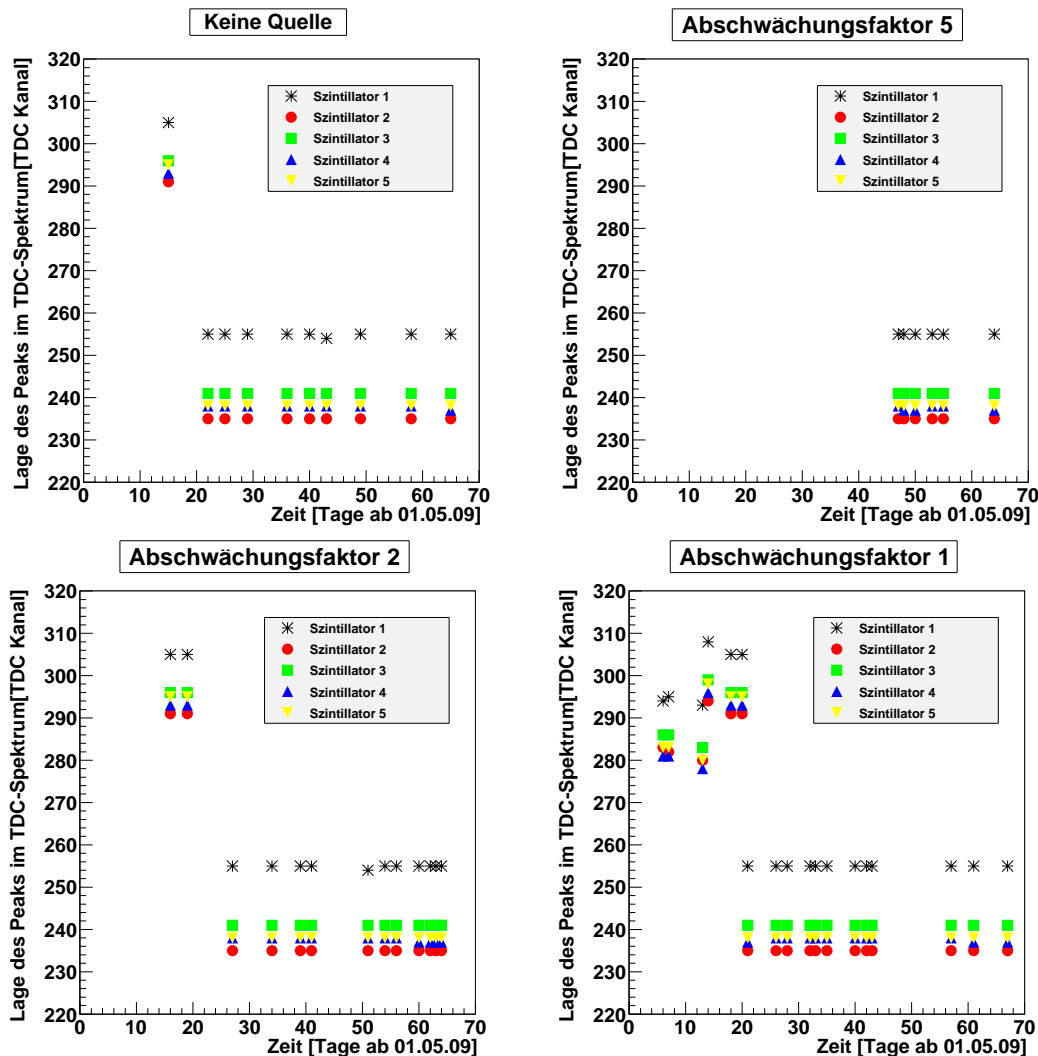


Abbildung 9.4: Zeitlicher Verlauf der Lage der TDC-Peaks für die Szintillatoren der untersten Hodoskoplage (ohne Offset-Korrektur). Die Messungen wurden ohne Untergrund sowie mit Quelle bei Abschwächungskoeffizienten 5, 2 sowie 1 durchgeführt. Zu erkennen ist die Änderung der Lage der Peaks ab $t=20$ auf Grund des geänderten Common Stop Signals (Hodoskop Trigger \rightarrow TTCvi-Signal). Die ersten vier Messreihen bei Abschwächungskoeffizient 1 fanden bei zu niedrigen Diskriminator-Schwellen statt. Desweiteren waren die Photomultiplier der Szintillatoren zu diesem Zeitpunkt teilweise noch nicht gegen die Strahlung abgeschirmt. Dies ist eine mögliche Erklärung für die starke Variation der Lagen der Peaks für die ersten vier Messreihen. Die Messungen ab $t=20$ zeigen einen konstanten Verlauf der Peaklage für alle 5 Szintillatoren der untersten Hodoskoplage.

Um Aufschluss über mögliche Schwankungen der Breite der TDC-Spektren zu erhalten, wurden die Halbwertsbreiten der einzelnen TDC-Spektren bestimmt. Diese sind in Abb. 9.5 für einen der kurzen Szintillatoren der unteren Lage bei verschiedenen Untergrundraten dargestellt. Hierbei zeigt sich eine etwas geringere Breite für die Spektren mit Hodoskop-Trigger als Common-Stop-Signal. So ergeben sich für die Messreihen vor dem 20.05. Halbwertsbreiten von ca. 1.3, danach 1.9 Kanälen. Beide Werte sind gegenüber der Halbwertsbreite der Pulsgenerator-Spektren von etwa 1.1 Kanälen jedoch nicht signifikant erhöht.

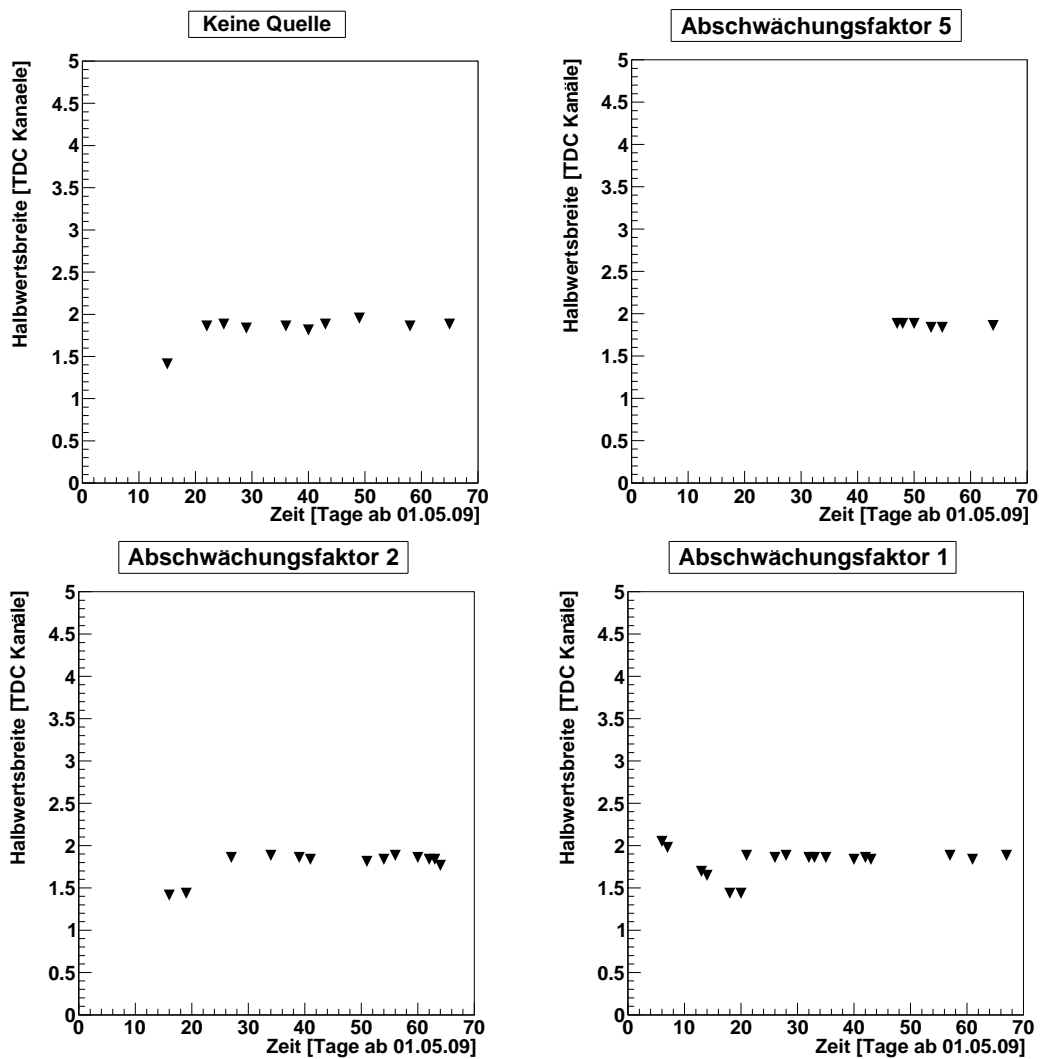


Abbildung 9.5: Zeitlicher Verlauf der Halbwertsbreite der TDC-Peaks für einen der kurzen Szintillatoren der untersten Hodoskoplage. Die Messungen wurden ohne Untergrund sowie mit Quelle bei Abschwächungskoeffizienten 5, 2 sowie 1 durchgeführt.

Neben den stark ausgeprägten Peaks zeigen die TDC-Spektren in Abb. 9.3 noch kleine Ausläufer bei niedrigeren TDC-Kanälen. Diese sind die Folge von Ereignissen, bei welchen mehr als ein Szintillator der unteren Hodoskop-Lage anspricht. Dabei wird für den (die) nicht triggernden Szintillator(en) eine geringere Zeitspanne registriert, was einem niedrigeren TDC-Kanal entspricht. Für TDC-Spektren, in welche lediglich First Hits eingehen, verschwinden diese Ausläufer entsprechend, siehe Abb. 9.6.

Die Mehrfachtreffer in den kurzen Szintillatoren können sowohl durch Untergrundtreffer als auch durch schräg einfallende Myonen, welche 2 Szintillatoren streifen, hervorgerufen werden. Um diesen Sachverhalt näher zu untersuchen, wurde für die Spektren der untersten Lage der Prozentsatz an TDC-Einträgen bestimmt, welcher sich im linken Ausläufer des Spektrums befindet. Wie aus Tabelle 9.1 ersichtlich ist, bleibt dieser Wert auch für Messungen mit Quelle weitestgehend konstant, so dass Untergrundtreffer hier keinen signifikanten Beitrag leisten. Die Ursache der Ausläufer in den TDC-Spektren ist daher in Mehrfachtreffern durch schräg einfallende Myonen zu sehen.

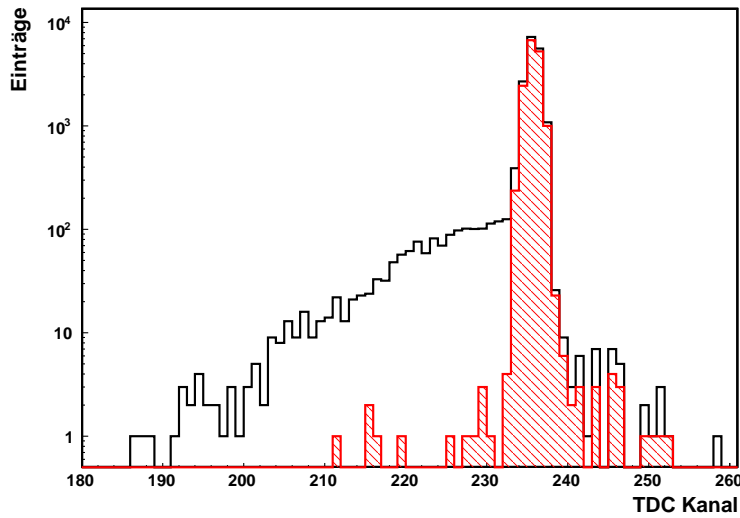


Abbildung 9.6: TDC-Spektrum eines kurzen Szintillators der triggernden Lage für alle registrierten Treffer (schwarz) und First Hits (rot). Das rote Spektrum zeigt dabei keinen Ausläufer bei niedrigen TDC-Kanälen. Die Messung wurde bei voller Bestrahlung durch die ¹³⁷Cs-Quelle durchgeführt. Zur Darstellung des Effekts wurde für die y-Achse eine logarithmische Skalierung gewählt.

	ohne Quelle	Abschw. 5	Abschw. 2	Abschw. 1
Szintillator 1	1%	2%	2%	2%
Szintillator 2	8%	9%	8%	9%
Szintillator 3	8%	8%	8%	8%
Szintillator 4	6%	6%	6%	6%
Szintillator 5	4%	4%	4%	4%

Tabelle 9.1: Anteil der TDC-Treffer in den Ausläufern der TDC-Spektren

9.4 TDC-Spektren der oberen kurzen Szintillatoren

Wie bereits in Abschnitt 9.1 erwähnt, ist für die TDC-Spektren der kurzen Szintillatoren der oberen Lage eine Verbreiterung der Peaks zu erwarten (siehe Abbildung 9.7). Da in deren Spektren Laufzeitunterschiede relativ zum triggernden Szintillator mit eingehen, ist der registrierte TDC-Wert unter anderem abhängig von der Position des Myonentreffers (siehe Abb. 9.8). Eine weitere Verbreiterung ist durch Jitter im Photomultiplier möglich (siehe Abschnitt 2.3).

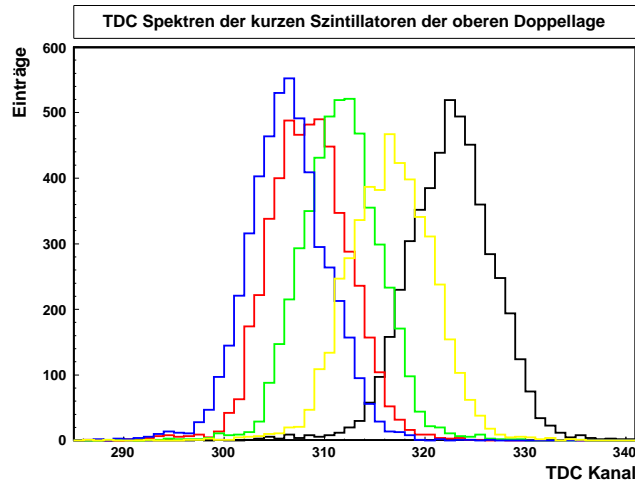


Abbildung 9.7: TDC-Spektren der fünf Szintillatoren der oberen Hodoskop-Doppellage. Auf Grund der Laufzeitunterschiede des Szintillationslichtes sind die Spektren verbreitert.

9.5 Zeitauflösung der TDC-Spektren der triggernden Lage

Die Zeitauflösung der TDC-Daten der Szintillatoren der untersten Hodoskop-Lage ist sowohl durch Jitter in den Photomultipliern als auch durch die Laufzeit des Szintillationslichtes in den Szintillatoren begrenzt. So löst ein Myonentreffer am hinteren Szintillatorende das Start- sowie das Stop-Signal der TDC-Messung später aus, als dies bei Treffern nahe am Photomultiplier der Fall ist. Um auf den Zeitpunkt des Myonentreffers zurückzurechnen, müssen daher je nach Durchgangsort des Myons unterschiedliche Werte zur TDC-Zeit addiert werden. Die Position des Myonentreffers in den kurzen Szintillatoren kann dabei bis auf 4 cm bestimmt werden². Die daraus resultierende Unsicherheit in der Zeitmessung entspricht folglich der Zeit, welche das Szintillationslicht zum Zurücklegen einer Strecke von 4 cm benötigt.

9.5.1 Begrenzung der Zeitauflösung auf Grund der Laufzeit des Szintillationslichtes

Wie bereits in Kapitel 4 erläutert, breitet sich das Licht im Szintillator nicht geradlinig aus, sondern bewegt sich auf einem Zick-Zack-Weg zum Photomultiplier hin. Die daraus resultierende Laufzeit ist im Vergleich zum direkten Weg ($t_{\text{direkt}} = \frac{x_{\text{direkt}} n_{\text{Szintillator}}}{c}$) entsprechend erhöht. Mit Hilfe der TDC-Daten der kurzen Szintillatoren ist es möglich, eine gegenüber $\frac{c}{n_{\text{Szintillator}}}$ modifizierte Lichtlaufzeit zu erhalten, welche bereits den Zick-Zack-Weg des Szintillationslichtes berücksichtigt. Hierzu werden die Differenzen zwischen den TDC-Werten der einzelnen kurzen Szintillatoren der oberen Doppellage und dem jeweiligen triggernden Szintillator berechnet. Der resultierende Wert gibt die Summe der Myonenlaufzeit zwischen den Hodoskoplagen und der Laufzeitdifferenz des Szintillationslichtes der beiden Szintillatoren an.

²Dies entspricht der Breite der langen Szintillatoren, welche senkrecht zu den kurzen Szintillatoren liegen.

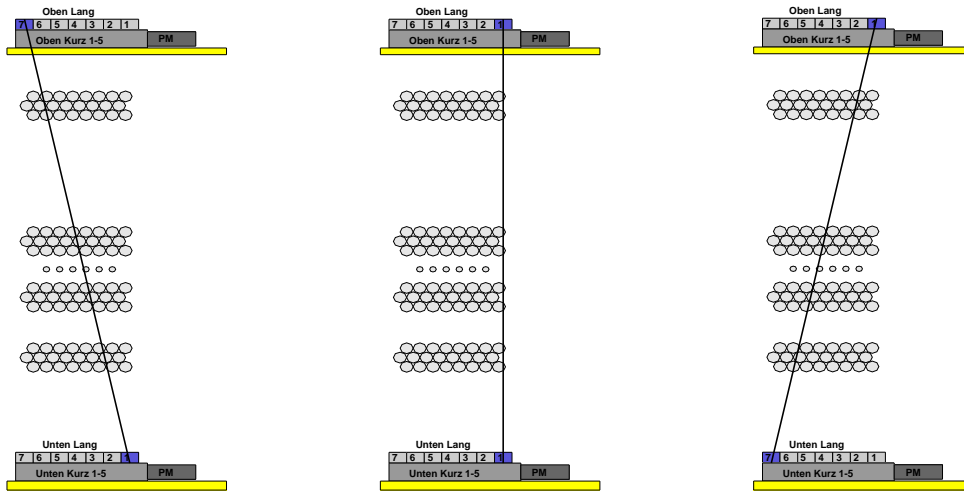


Abbildung 9.8: Laufzeitunterschiede des Szintillationslichtes in den kurzen Szintillatoren der oberen und unteren Hodoskop-Lage. Dargestellt sind dabei die Fälle: maximale Laufzeit oberer Szintillator - minimale Laufzeit unterer Szintillator, gleiche Laufzeiten sowie minimale Laufzeit oberer Szintillator - maximale Laufzeit unterer Szintillator (von links nach rechts). Dabei führt der erste hier dargestellte Fall im TDC-Spektrum des oberen Szintillators zu einem minimalen Wert, während für den dritten Fall der Maximalwert angenommen wird.

Abb. 9.8 zeigt drei Beispiele für Laufzeitunterschiede des Szintillationslichtes in den kurzen Szintillatoren der beiden Doppellagen. Diese sind abhängig von der Myonenspur und somit von den jeweiligen ansprechenden langen Szintillatoren (in Abb. 9.8 markiert). Für weitere Erläuterungen werden folgende Bezeichnungen für die Szintillatoren eingeführt (siehe hierzu auch Abb. 9.8):

- OL1-OL7 für die sieben langen Szintillatoren der oberen Doppellage
- OK1-OK5 für die fünf kurzen Szintillatoren der oberen Doppellage
- UL1-UL7 für die sieben langen Szintillatoren der unteren Doppellage
- UK1-UK5 für die fünf kurzen Szintillatoren der unteren Doppellage

Zum Bestimmen der Laufzeit des Szintillationslichtes wurden nur Ereignisse berücksichtigt, für welche lediglich ein Treffer in jeder der vier Hodoskop-Lagen registriert wurde. Auf diese Weise ist eine genaue Bestimmung der Durchflugposition der Myonen möglich. Für die Position der Myonentreffer in den Szintillatoren OK1 bis OK5 sowie UK1 bis UK5 wurden Ereignisse ausgewählt, für welche folgende lange Szintillatoren ansprachen: UL1-OL1, UL1-OL2, UL1-OL3, UL1-OL4, UL1-OL5, UL1-OL6, UL1-OL7 sowie UL7-OL1, UL7-OL2, UL7-OL3, UL7-OL4, UL7-OL5, UL7-OL6, UL7-OL7. Die Differenzen der TDC-Werte der kurzen Szintillatoren für diese Ereignisse wurden dabei für jeden der Szintillatoren OK1-OK5 einzeln bestimmt, da zu diesem Zeitpunkt Laufzeitunterschiede der Kabel³ und die Offsets der TDC-Kanäle der Szintillatoren OK1-OK5⁴ noch nicht aus deren TDC-Daten herausgerechnet waren. Abb. 9.9 zeigt das Histogramm der TDC-Differenzen für Szintillator OK3 für die drei in Abb. 9.8 gezeigten Fälle.

³Gemeint sind die 40 m langen BNC-Kabel zwischen Photomultipliern und Diskriminatoren

⁴Korrigiert wurden lediglich die TDC-Spektren der untersten Hodoskoplage.

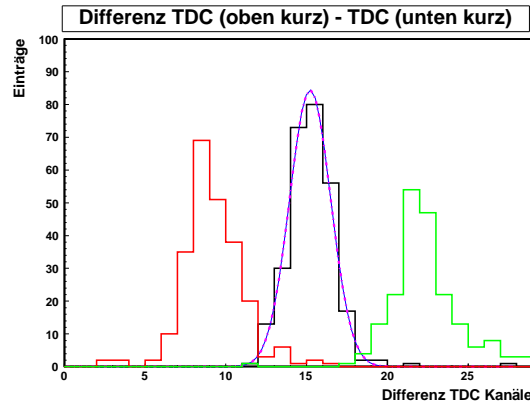


Abbildung 9.9: Histogramme der Differenzen des TDC-Wertes des Szintillators OK3 und dem jeweiligen triggernden Szintillator. Zum Bestimmen des Mittelwertes wurden an die Histogramme Gaußfunktionen angefügt.

Der Mittelwert für die TDC-Differenzen wurde jeweils durch Anfüten einer Gaußfunktion bestimmt. Die so ermittelten Werte wurden anschließend gegen die Differenz der zurückgelegten Wegstrecken des Szintillationslichtes $x_{\text{oben_kurz}} - x_{\text{unten_kurz}}$ aufgetragen. Negative Werte dieser Differenz entsprechen somit kürzeren Laufwegen im oberen Szintillator. Abb. 9.10 und Abb. 9.11 zeigen die entsprechenden Graphen für alle der fünf kurzen Szintillatoren der oberen Doppellage für Messungen mit sowie ohne Quelle. An die einzelnen Messpunkte wurde jeweils eine Gerade angefütt. Die inverse Steigung gibt hierbei den Wert für die Geschwindigkeit des Szintillationslichtes in $\frac{\text{cm}}{\text{TDC Kanal}}$ an. Die unterschiedlichen y-Achsenabschnitte welche für die Geraden ermittelt wurden sind Folge unterschiedlicher Signallaufzeiten in den Verbindungskabeln zwischen Photomultiplier und Diskriminator sowie der Offsets zwischen den Eingangskanälen des TDCs.

Wie Abb. 9.10 sowie Abb. 9.11 zeigen, sind die Geraden durch die Messpunkte gut bestimmt. Die geringe Streuung der Datenpunkte weist auf eine gute Zeitauflösung der Photomultiplier sowie geringe Einflüsse von Time-Slewing am Diskriminator hin. Die gewählte Diskriminatorschwelle von 50 mV ist somit niedrig genug gewählt. Die Gesamt-Zeitauflösung wird folglich in erster Linie durch die Laufzeit des Szintillationslichtes bestimmt. Desweiteren zeigen sich keine systematischen Unterschiede zwischen der Graphen für Messungen ohne Untergrund sowie bei voller Bestrahlung.

Die aus den Geradensteigungen ermittelte Geschwindigkeit des Szintillationslichtes liegt bei $(0.27 \pm 0.03)^{-1} \frac{\text{cm}}{\text{TDC Kanal}}$. Auf Grund der Breite der langen Szintillatoren kann die Position eines Myonentreffers lediglich auf 4 cm genau bestimmt werden. Bei der Berechnung des Zeitpunktes des Myonentreffers bleibt somit eine Unsicherheit von

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{v} = 0.27 \frac{\text{TDC Kanal}}{\text{cm}} \times 4 \text{ cm} = 1.08 \text{ TDC Kanäle.} \quad (9.1)$$

Dabei entspricht ein TDC-Kanal einer Zeit von 0.33 ns, so dass sich eine Zeitauflösung besser als 0.4 ns ergibt.

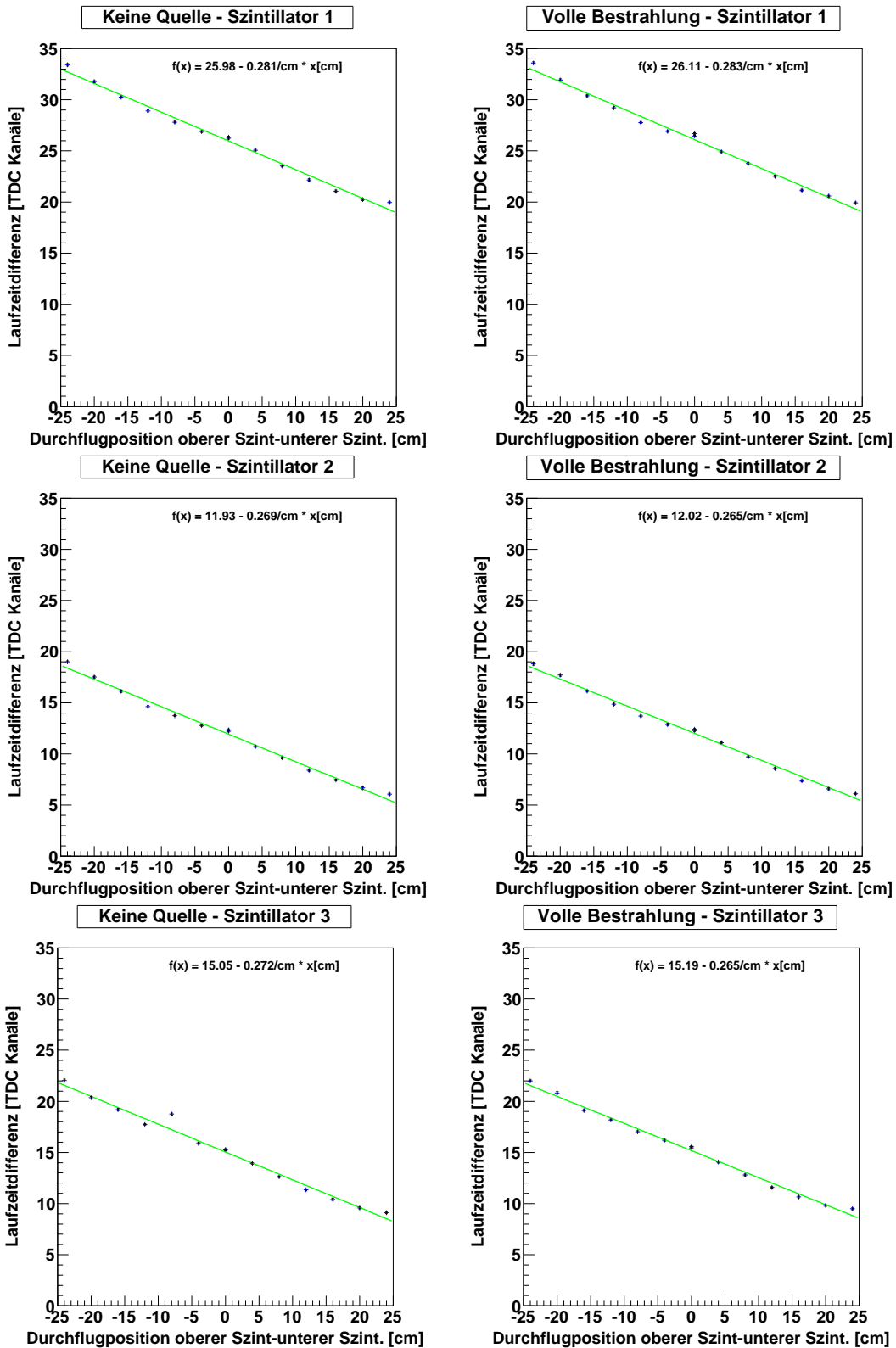


Abbildung 9.10: Mittelwert der Laufzeitdifferenzen in Abhängigkeit der Laufwegdifferenz des Szintillationslichtes in den kurzen Szintillatoren der oberen und unteren Lage bei Messung ohne sowie mit Quelle (Abschwächungsfaktor 1). Der Kehrwert der Geradensteigung gibt die Geschwindigkeit des Szintillationslichtes im Szintillator an.

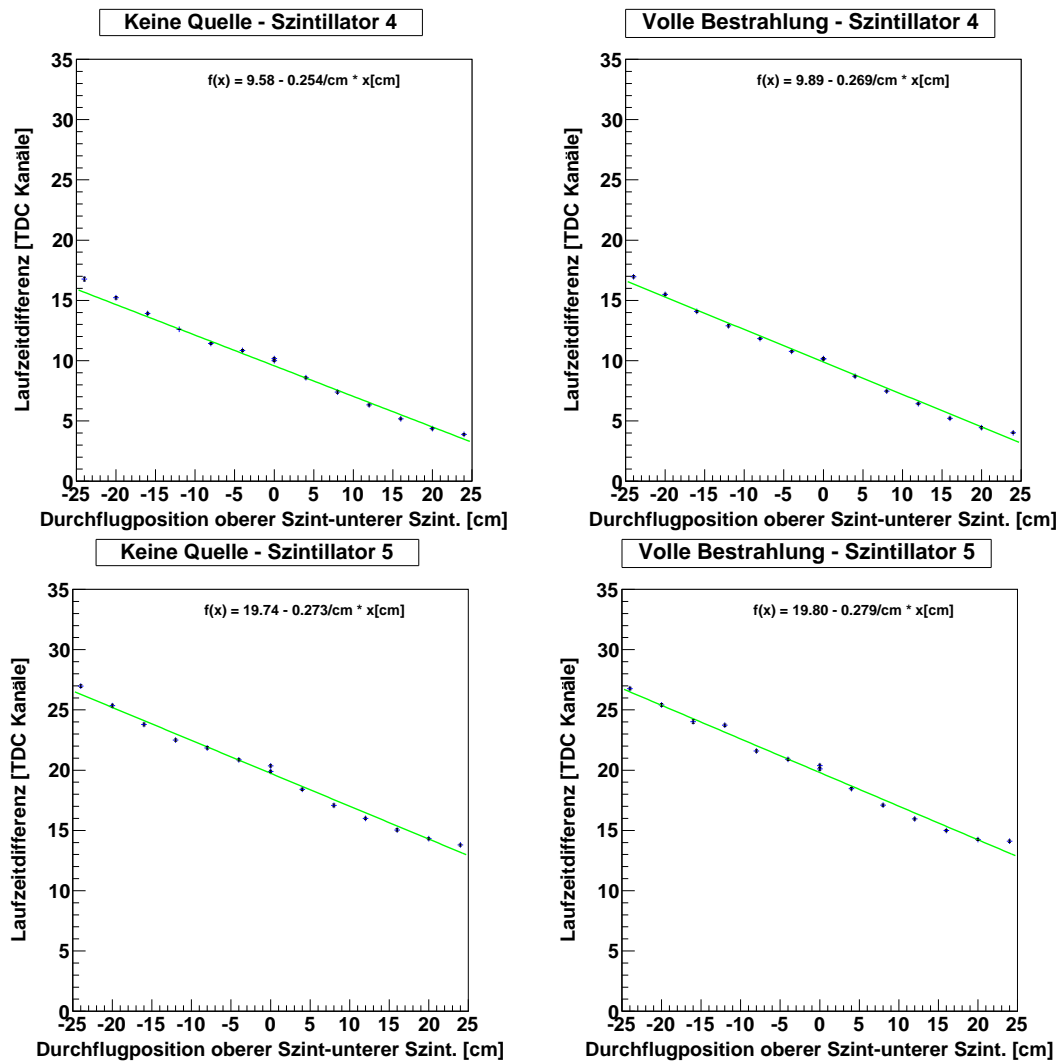


Abbildung 9.11: Mittelwert der Laufzeitdifferenzen in Abhängigkeit der Laufwegdifferenz des Szintillationslichtes in den kurzen Szintillatoren der oberen und unteren Lage (2)

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Bau eines Trigger-Hodoskops für Messungen bei hohem radioaktivem Untergrund.

Der erste Teil der Arbeit widmet sich dem Aufbau sowie der Vermessung der 24 verwendeten Szintillationszähler. Um Aufschluss über die Energieauflösung sowie das Absorptionsverhalten der einzelnen Szintillatoren zu erhalten, wurden Pulshöhenspektren verschiedener γ -Quellen im Bereich von 0.5 MeV bis 1.5 MeV aufgenommen. Die Wechselwirkung zwischen γ -Partikeln und Szintillator Atomen/Molekülen erfolgt über Compton-Streuung. Die Energieverteilung der Compton-Elektronen spiegelt sich dabei im Verlauf der aufgenommenen Pulshöhenspektren wider. Anhand der Lage der Compton-Kanten in den Pulshöhenspektren verschiedener Quellen konnte gezeigt werden, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der im Szintillator deponierten Energiemenge sowie gemessenen Pulshöhe besteht. Desweiteren ergab sich aus der Breite der Compton-Kanten eine Energieauflösung im Bereich von 10%.

Zur Untersuchung der Absorptionseigenschaften der Szintillatoren wurden Pulshöhenspektren von ^{60}Co mit den 1173 keV sowie 1332 keV γ s für unterschiedliche Abstände zwischen Quelle und Photomultiplier aufgenommen. Für wachsende Abstände zum Photomultiplier zeigte sich auf Grund des längeren Lichtweges und der somit größeren Menge an absorbiertem Szintillationslicht eine Verschiebung der Compton-Kante hin zu niedrigeren ADC-Kanälen. Der Verlauf der Absorptionskurve konnte in guter Näherung durch ein Modell der Lichtausbreitung im Szintillator erklärt werden, welches insbesondere die isotrope Ausbreitung vom Entstehungsort und dessen Zick-Zack-Weg durch den Szintillator sowie Lichtverluste im Szintillationsmaterial und an dessen Oberfläche berücksichtigt. Die experimentell ermittelte (effektive) Absorptionslänge von ca. 60 cm liegt unter der Herstellerangabe von ca. 200 cm. Dennoch zeigte sich bei Aufnahmen der Spektren von kosmischen Myonen bei γ Untergrund eine gute Unterscheidbarkeit der resultierenden Pulshöhen beider Teilchen über die gesamte Länge von 50 cm. Dieser Sachverhalt ermöglicht es, die erhöhte γ -Sensitivität auf Grund der großen Dicke der Szintillatoren mit Hilfe speziell eingestellter Diskriminatorschwellen zu kompensieren.

Kapitel 5.1 beschreibt den Aufbau des Hodoskops aus den 24 getesteten Szintillatoren. Die Unterteilung in insgesamt vier Lagen mit je zwei Lagen aus sieben schmalen Szintillatoren sowie zwei Lagen aus fünf kurzen Szintillatoren erwies sich als vorteilhaft. Durch die Vierfachkoinzidenz sowie entsprechend hohe Diskriminatorschwellen der langen Szintillatoren konnte auch bei maximalen γ -Flussraten eine konstante Triggerrate von 1 Hz (Messreihe im Mai) bzw. 0.7 Hz (Messreihe im November mit reduzierter Winkelakzeptanz) erreicht werden. Zusammen mit der hohen Zahl an Einfachtreffern pro Hodoskop-Lage (83% bei voller Bestrahlung) weist dies auf einen zuverlässigen Trigger auf Myonenereignisse hin.

Es wurde gezeigt, dass die Spurbereiche der detektierten Myonen durch die Daten der beiden Lagen aus schmalen Szintillatoren rekonstruiert werden konnten. Die Driftrohre, welche parallel zu

den schmalen Szintillatoren angeordnet sind, geben dabei die Myonenspuren für Messreihen ohne Quelle in Übereinstimmung zu den Szintillatoren wider. Bei hohem γ -Untergrund nimmt die Zahl an Untergrundtreffern in den Driftrohren deutlich zu, so dass für eine eindeutige Rekonstruktion der Myonenspur die Hodoskopdaten nötig sind.

Desweiteren kann die Auflösung der Pulshöhenspektren der Szintillatoren auf Grund der Daten der jeweils querliegenden Lage von Szintillatoren verbessert werden. Diese Korrektur der Pulshöhenspektren war allerdings für die weitere Analyse der Daten nicht nötig.

Weiter wurde gezeigt, dass die Lage sowie Breite der Peaks in den TDC-Spektren der Szintillatoren der unteren Hodoskop-Lage zeitlich konstant ist. Die beschränkte Zeitauflösung der TDC-Spektren ist Folge unterschiedlicher Laufwege des Szintillationslichtes im Szintillator. Eine Unsicherheit hinsichtlich der Bestimmbarkeit des Entstehungsortes des Szintillationslichtes von 4 cm entspricht dabei einer Zeitauflösung von von etwa 0.5 ns.

Die Informationen hinsichtlich des Myonenspurbereichs sowie die Zeitinformation aus den TDC-Spektren werden bei der Analyse der MDT-Daten verwendet. So ermöglicht die Kenntnis von Myonenspurbereichen das Ausselektieren von Driftrohren außerhalb dieses Bereiches. Durch dieses Vorgehen kann der Untergrund in den Driftzeitspektren der Rohre erheblich reduziert werden.

Anhang A

Verwendete Quellen und deren Zerfallskanäle

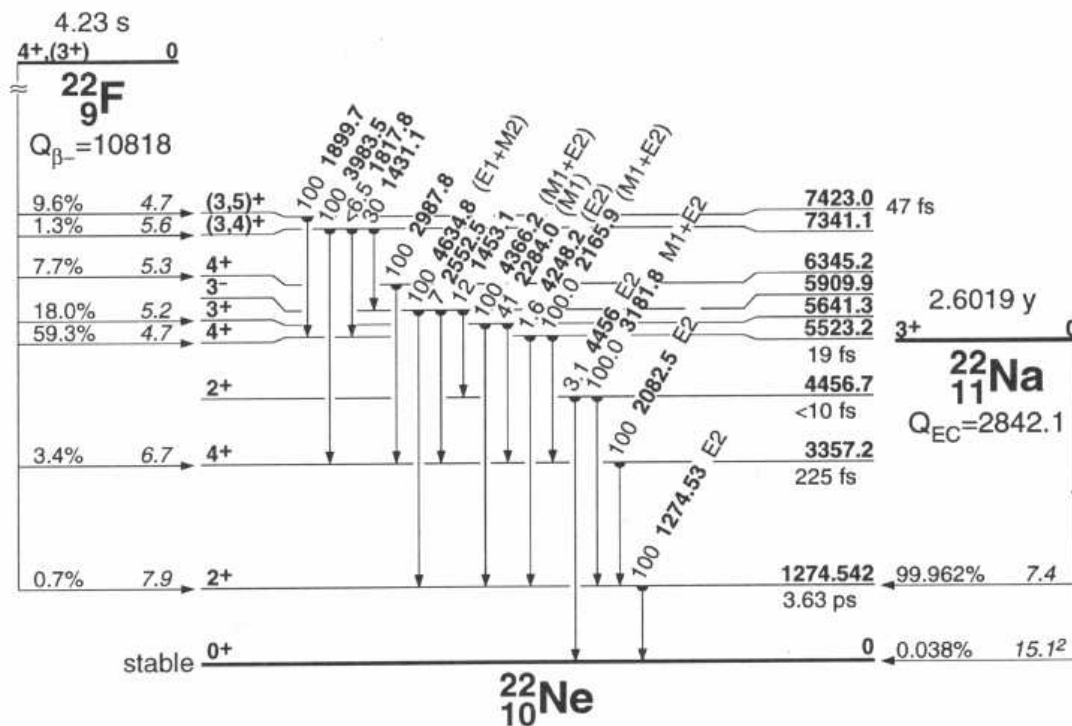


Abbildung A.1: Zerfallskanäle für ^{22}Na [16]

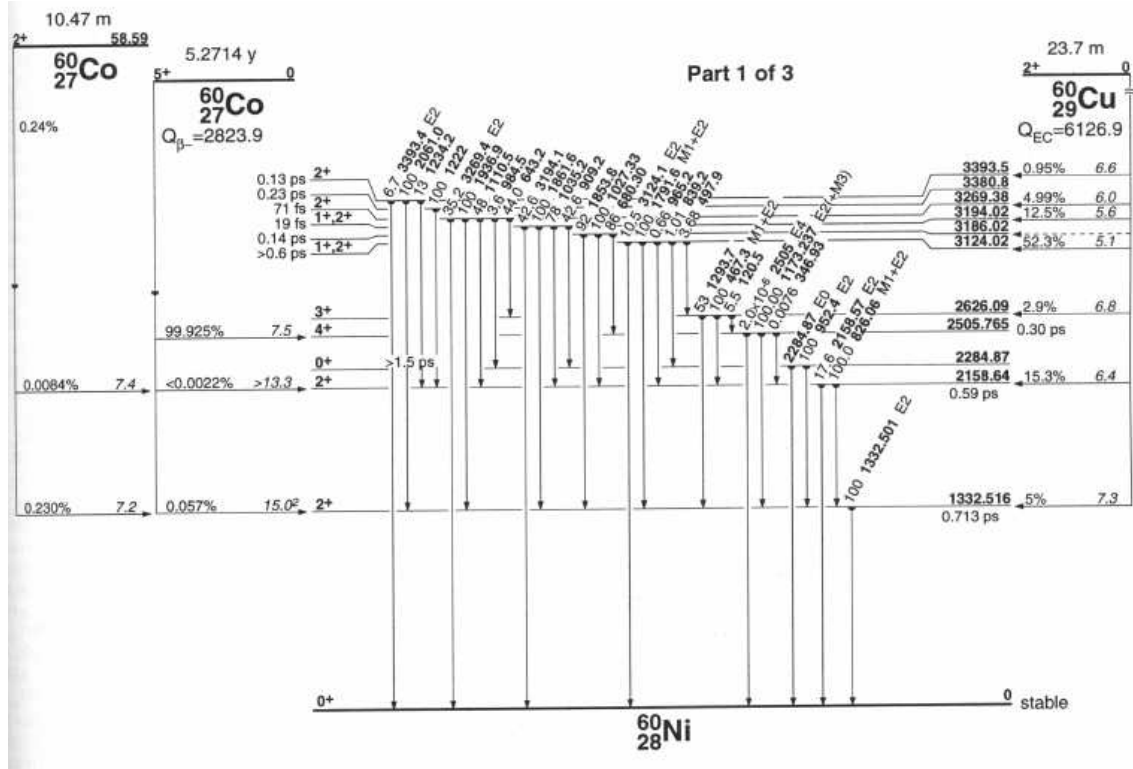


Abbildung A.2: Zerfallskanäle für ^{60}Co [16]

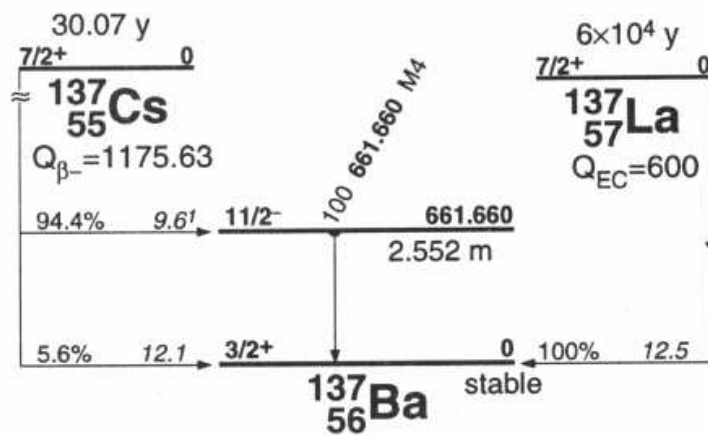
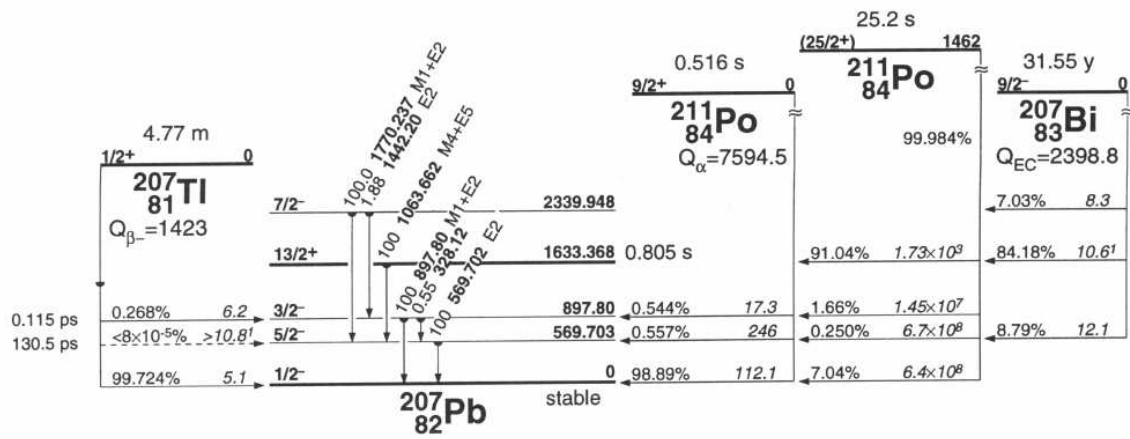


Abbildung A.3: Zerfallskanäle für ^{137}Cs [16]

Abbildung A.4: Zerfallskanäle für ^{207}Bi [16]

Anhang B

Photomultiplierspannungen

Szintillator	Mai	November
1	1900 V	1870 V
2	1900 V	1910 V
3	1920 V	1930 V
4	1810 V	2000 V
5	1840 V	1850 V
6	1870 V	1845 V
7	1790 V	1825 V
8	1980 V	2015 V
9	1980 V	2020 V
10	1980 V	2020 V
11	2050 V	1845 V
12	1840 V	1870 V
13	1955 V	1995 V
14	1915 V	1940 V
15	2010 V	1985 V
16	1930 V	1920 V
17	1845 V	1840 V
18	1870 V	1885 V
19	1875 V	1970 V
20	2050 V	2110 V
21	1990 V	2055 V
22	2050 V	2060 V
23	1950 V	2085 V
24	2050 V	1090 V

Tabelle B.1: Einstellungen der Photomultiplierspannungen für die GIF-Messungen im Mai sowie November. Da die Aluminium-Halterung zwischen Photomultipliern und Szintillatoren zwischen beiden Messungen ausgetauscht wurden und sich somit in beiden Fällen eine unterschiedliche Güte der Lichtankopplung ergab, mussten die Spannungen neu eingestellt werden.

Anhang C

Offset zwischen den Eingangskanälen eines TDCs

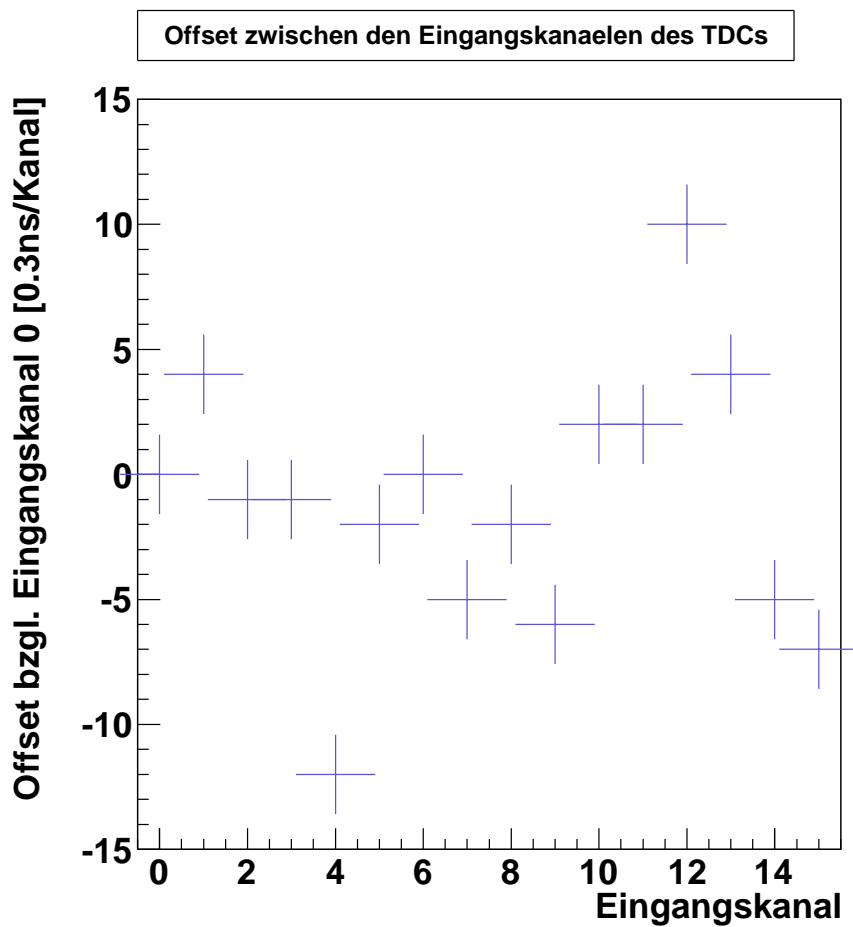


Abbildung C.1: Offset zwischen den 16 Eingangskanälen eines TDCs relativ zu Kanal 0. Als Start-Signale der Common-Stop-Messung dienten gleichzeitige Pulsgenerator-signale.

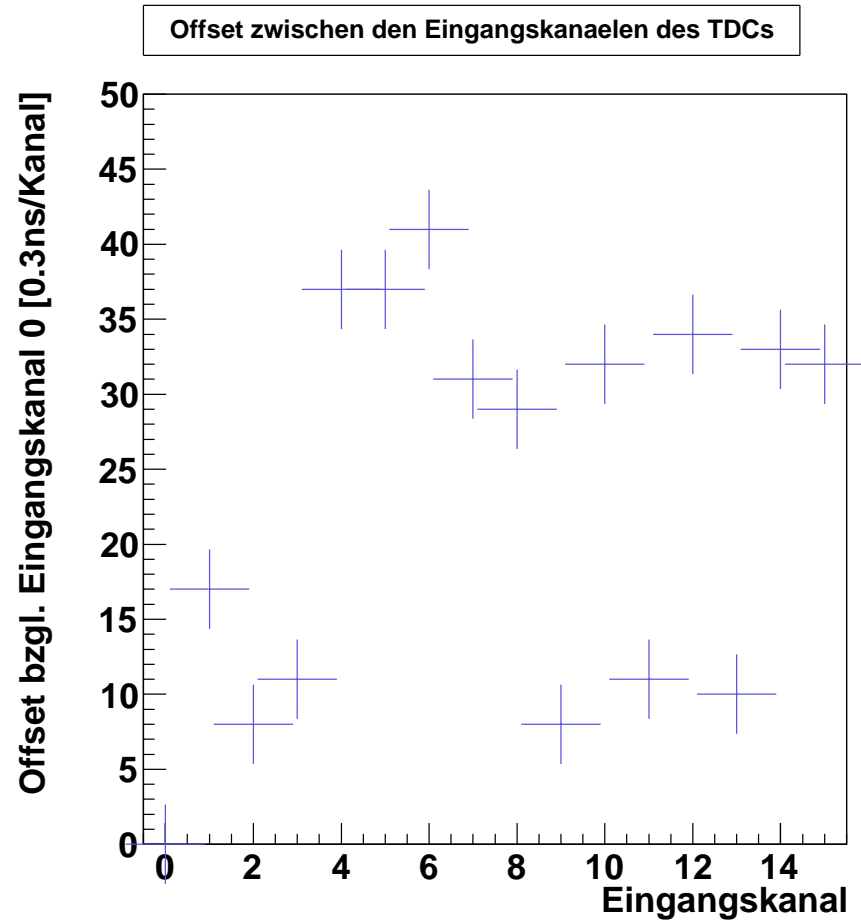


Abbildung C.2: Offset zwischen den 16 Eingangskanälen eines 2. TDCs der Firma CAEN relativ zu Kanal 0. Obwohl es sich dabei um das gleiche Modell wie in Abb. C.1 handelt, treten hier unterschiedliche Werte auf.

Anhang D

Rekonstruktion des Myonenspurbereichs

Abb. D.1 und Abb. D.2: Messung ohne Quelle

Abb. D.3 und Abb. D.4: Messung mit Quelle, Abschwächung 1

Abb. D.5 und Abb. D.6: Messung mit Quelle, Abschwächung 2

Abb. D.7 und Abb. D.8: Messung mit Quelle, Abschwächung 5

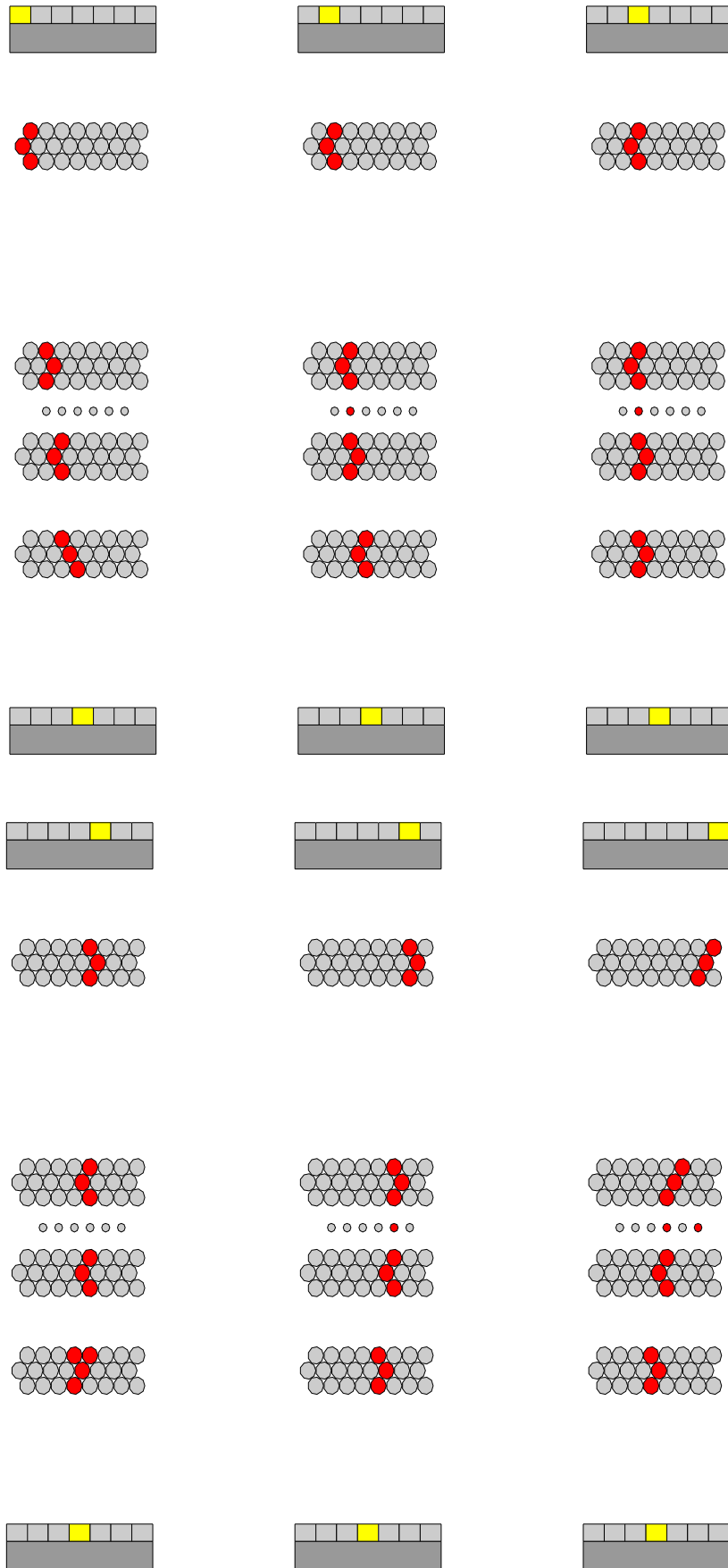


Abbildung D.1: Angesprochene Szintillatoren (gelb) und Rohre (rot) für Messungen ohne Quelle (1)

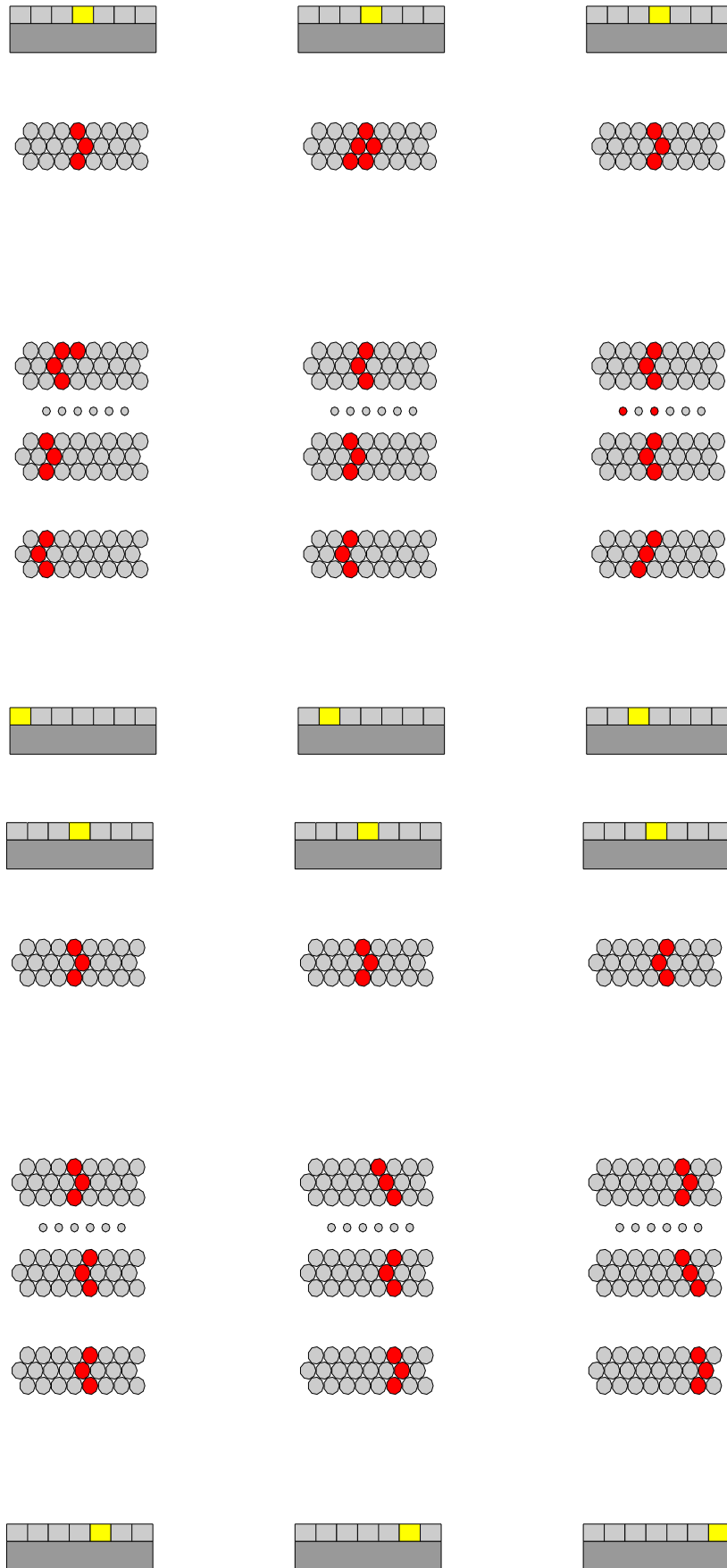


Abbildung D.2: Angesprochene Szintillatoren (gelb) und Rohre (rot) für Messungen ohne Quelle (2)

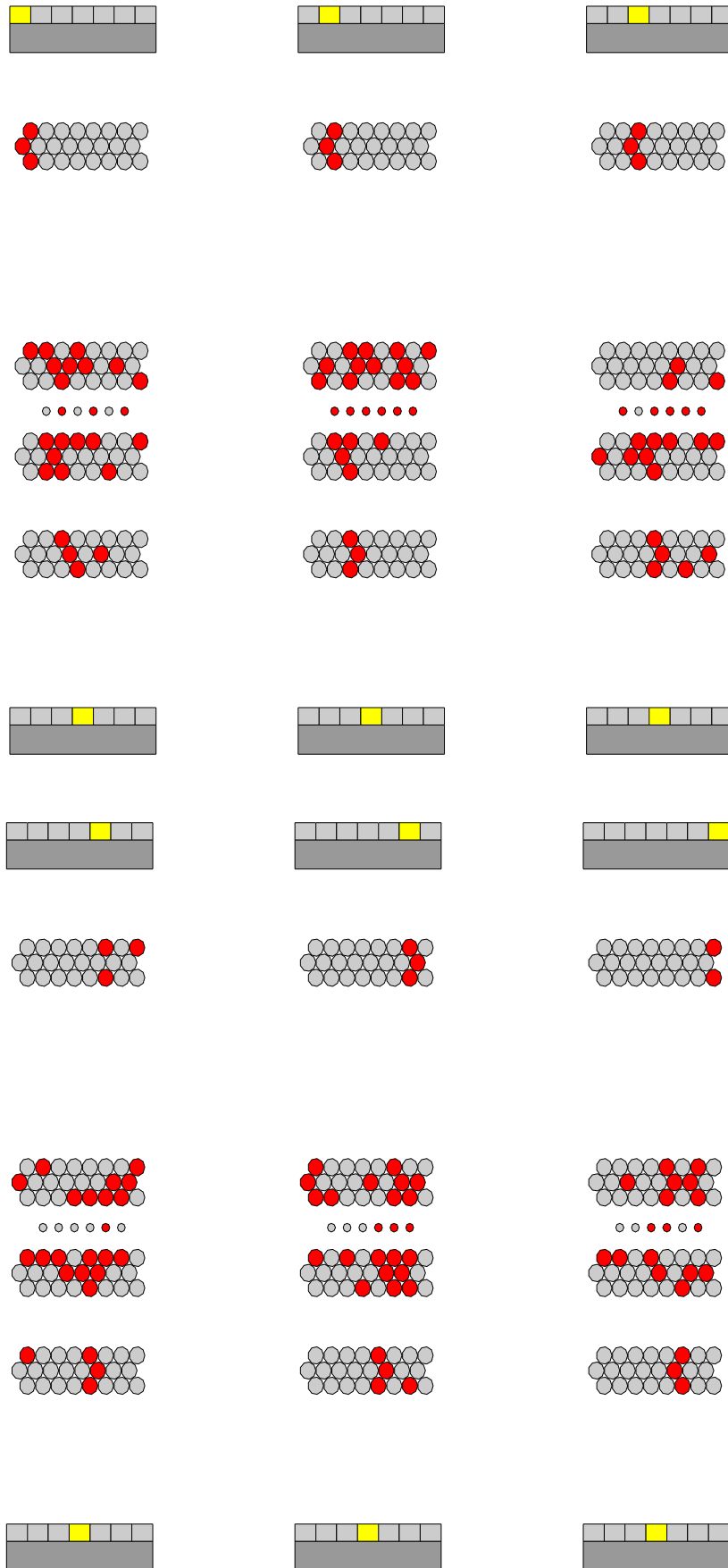


Abbildung D.3: Angesprochene Szintillatoren (gelb) und Rohre (rot) für Messungen mit nicht abgeschwächter Quelle (1)

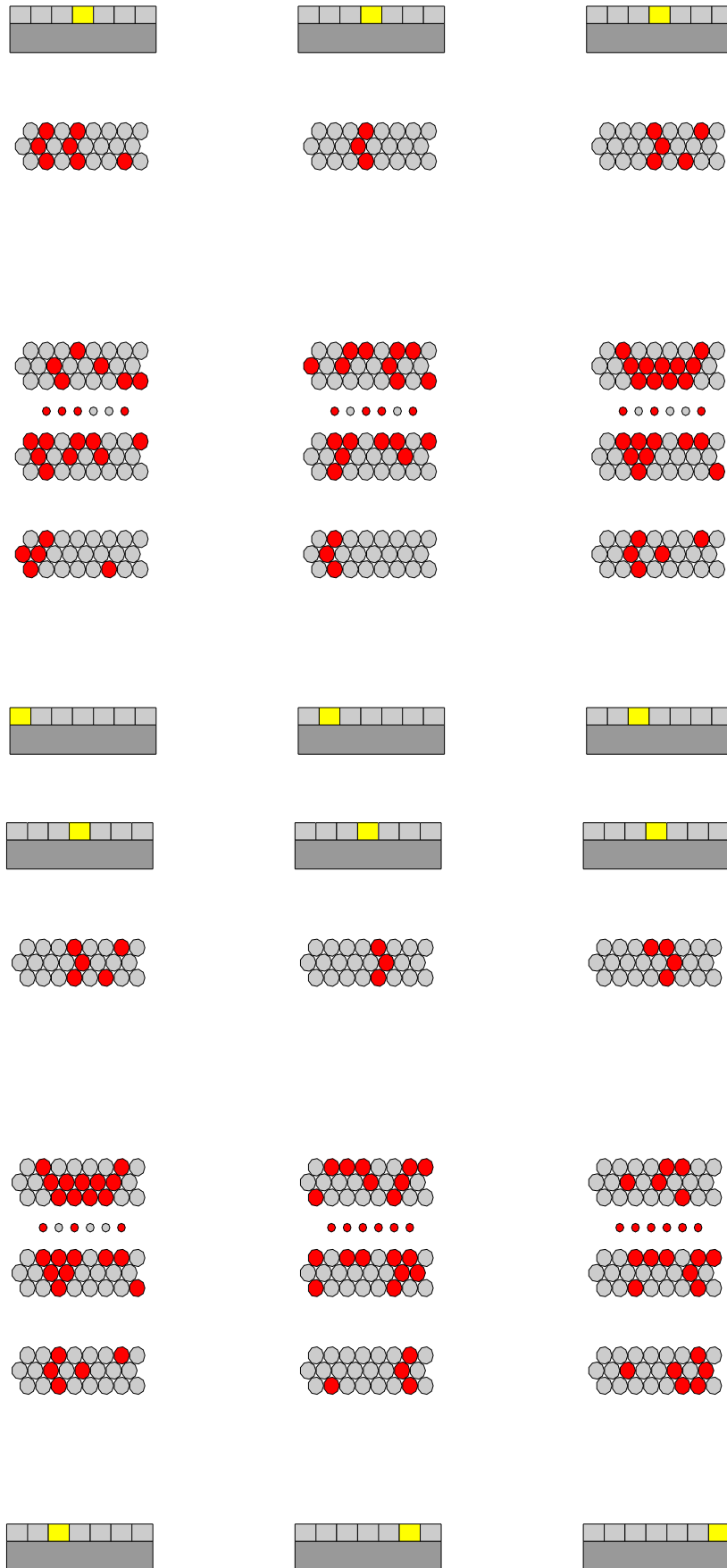


Abbildung D.4: Angesprochene Szintillatoren (gelb) und Rohre (rot) für Messungen mit nicht abgeschwächter Quelle (2)

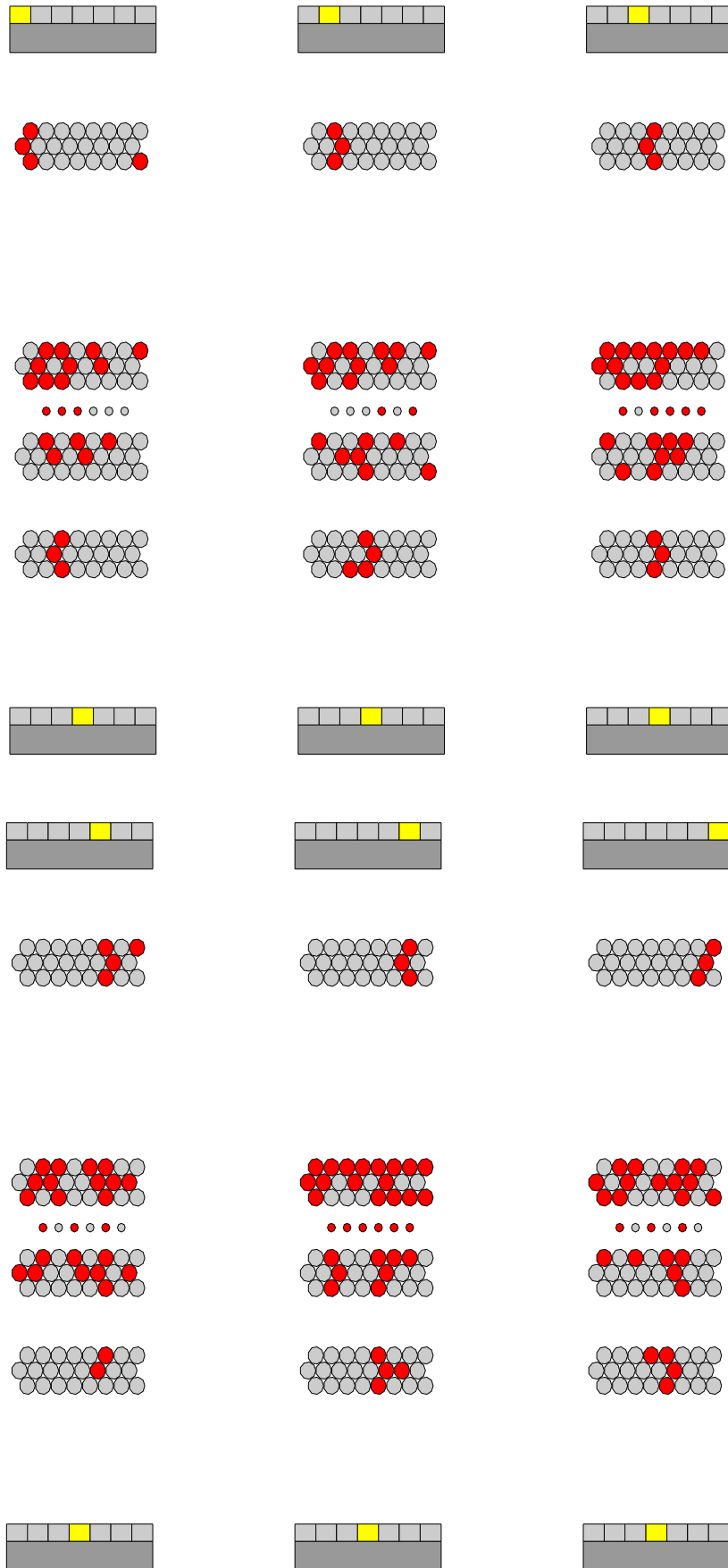


Abbildung D.5: Angesprochene Szintillatoren (gelb) und Rohre (rot) für Messungen mit Quelle bei Abschwächungsfaktor 2 (1)

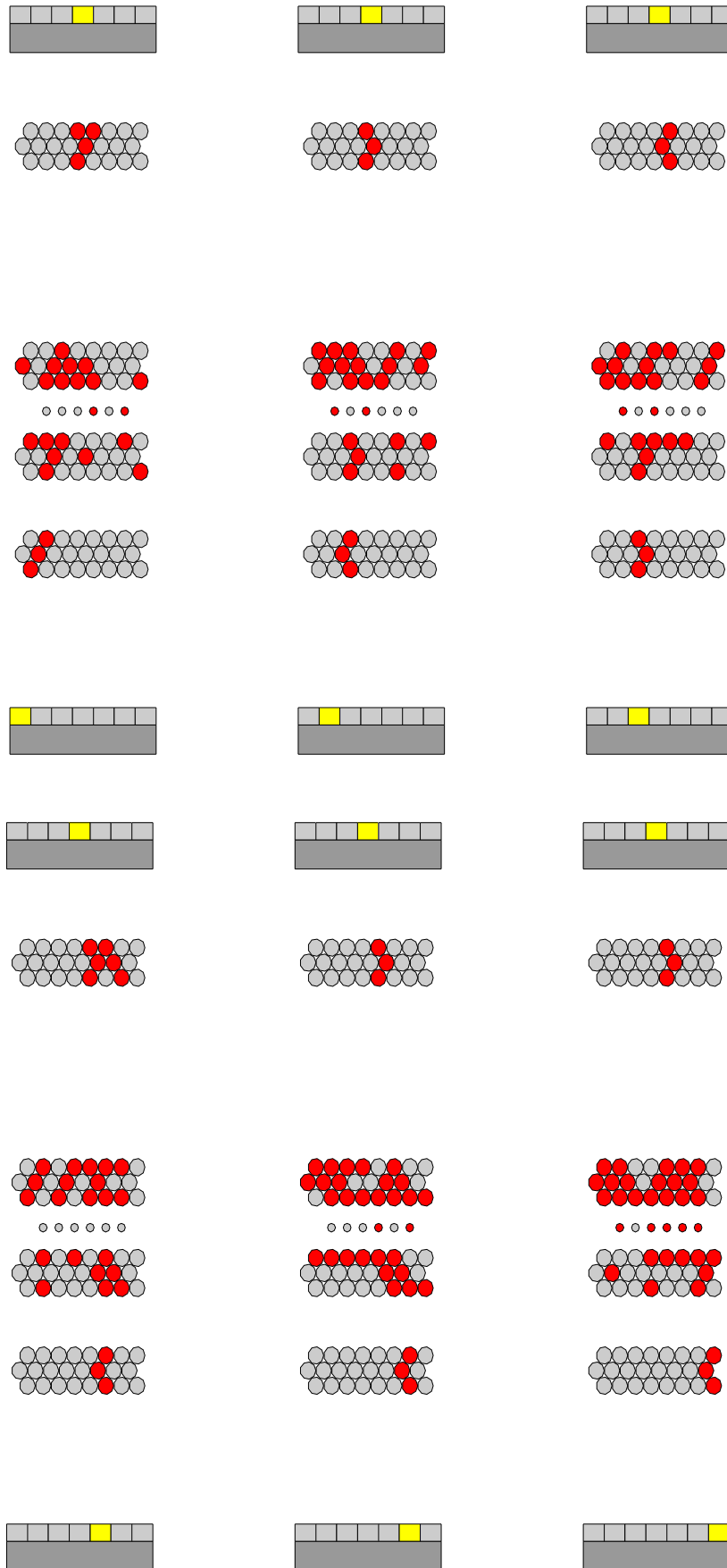


Abbildung D.6: Angesprochene Szintillatoren (gelb) und Rohre (rot) für Messungen mit Quelle bei Abschwächungsfaktor 2 (2)

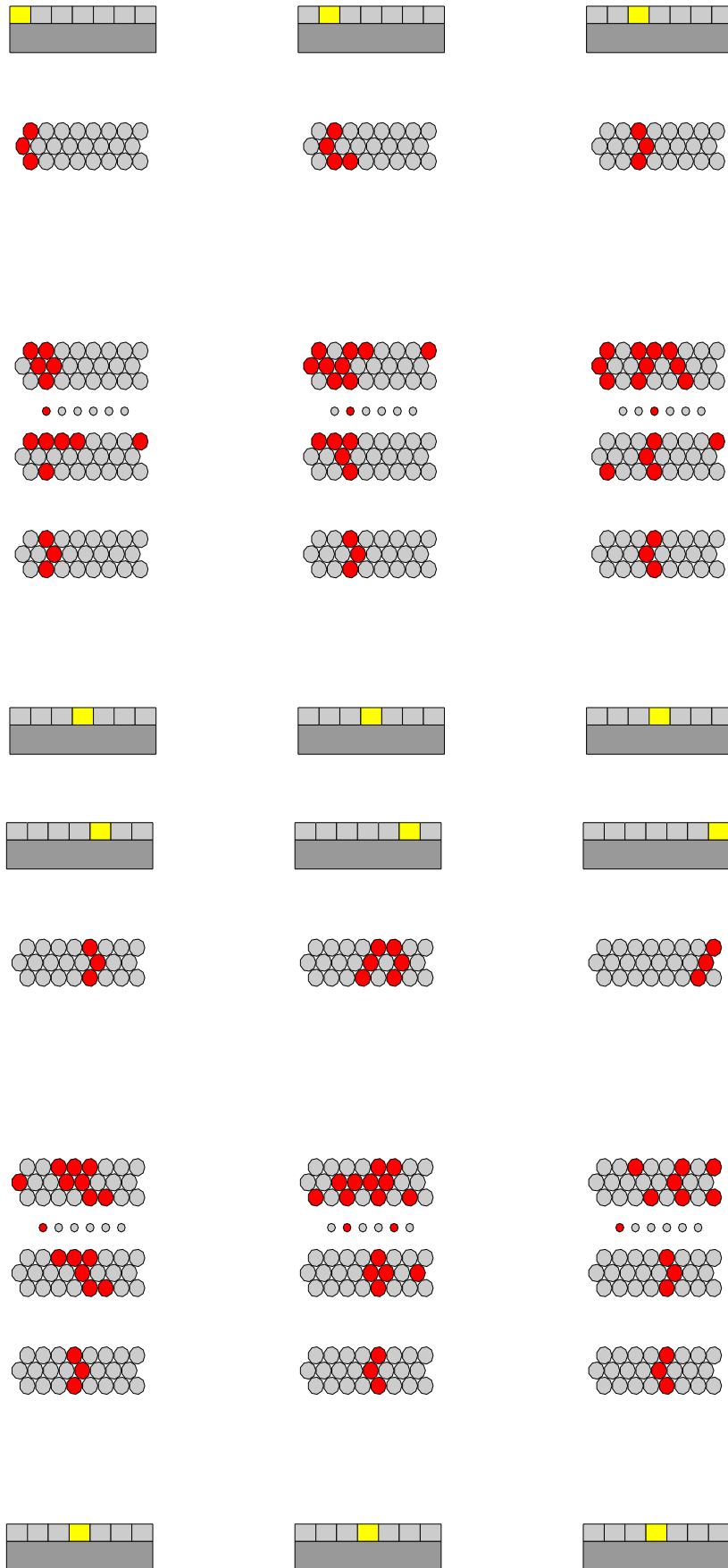


Abbildung D.7: Angesprochene Szintillatoren (gelb) und Rohre (rot) für Messungen mit Quelle bei Abschwächungsfaktor 5 (1)

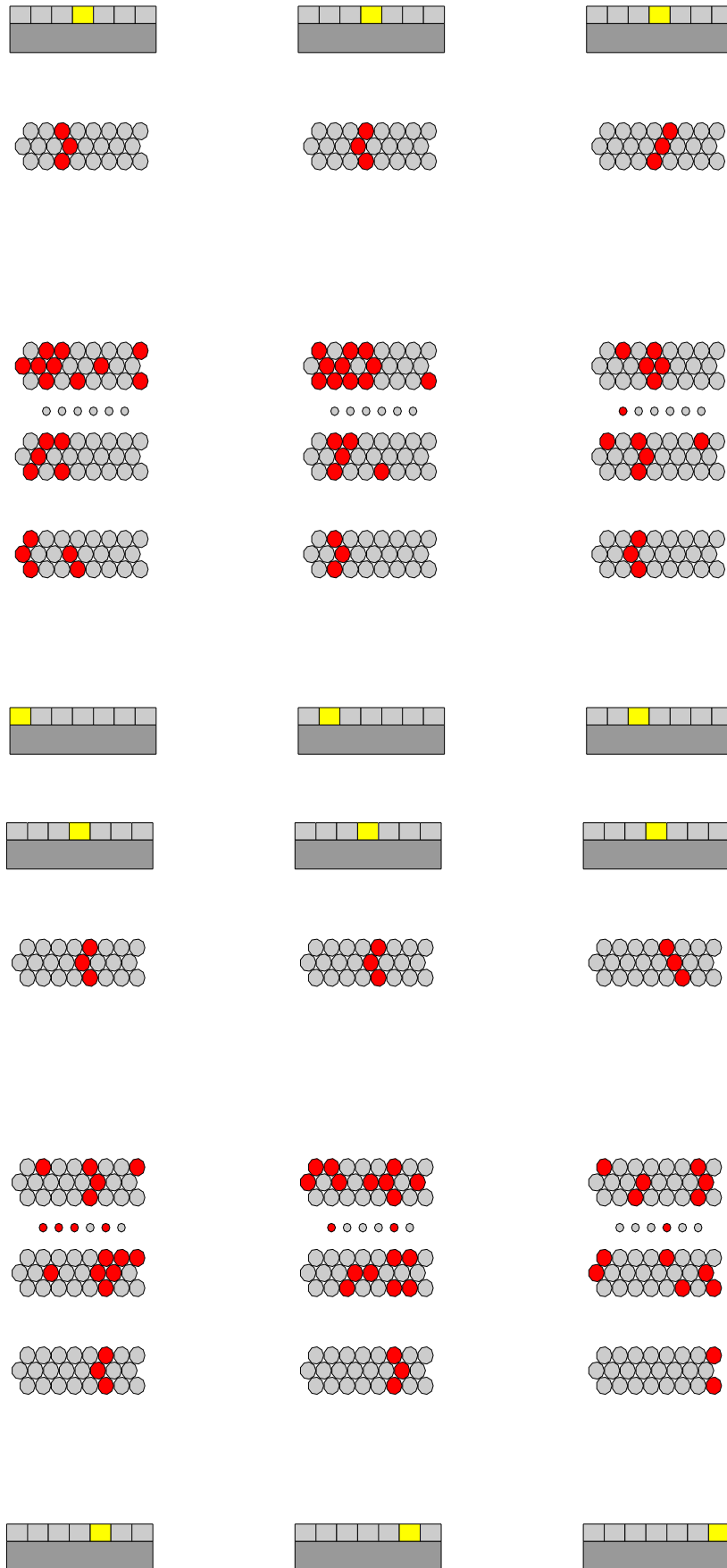


Abbildung D.8: Angesprochene Szintillatoren (gelb) und Rohre (rot) für Messungen mit Quelle bei Abschwächungsfaktor 5 (2)

Literaturverzeichnis

- [1] Povh, B., Rith, K., Zetsche, F.: *Teilchen und Kerne*
Springer Verlag. 2004
- [2] Teixeira-Dias, P.: *Higgs Boson Searches at LEP*
J. Phys.: Conf. Ser. 110 042030. 2008
- [3] Evans, P., Bryant, P. (editors): *LHC Machine*
JINST 3. 2008
- [4] CERN: *Homepage*
<http://public.web.cern.ch/public/>. Zuletzt aufgerufen am 10.01.2010
- [5] ATLAS Collaboration: *ATLAS-Detector and Physics Performance Technical Design Report*
CERN/LHCC/99-14. 1999
- [6] Aleksa, M.: *Performance of the ATLAS Muon Spectrometer (Dissertation)*
Technische Universität Wien. 1999
- [7] Baranov, S. et al.: *Estimation of Radiation Background, Impact on Detectors, Activation and Shielding Optimization in ATLAS*
ATL-GEN-2005-001. 2005
- [8] Leo, W.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*
Springer Verlag. 1987
- [9] Birks, J.B.: *The Theory and Practice of Scintillation Counting*
Pergamon Press. 1967
- [10] Kleinknecht, K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung*
B.G.Teubner. 1992
- [11] Grupen, C.: *Teilchendetektoren*
B.I.Wissenschaftsverlag. 1993
- [12] Nuclear Enterprises, Inc.: *Scintillators for the Physical Sciences*
Brochure No. 126P
- [13] Photonis: *Homepage*
www.photonis.com. Zuletzt aufgerufen am 19.01.2010
- [14] Schonkeren, J.M.: *Photomultipliers Philips Application Book Series*
1970
- [15] EMI Industrial Electronics, Ltd.: *EMI Photomultiplier Catalog*
1979

- [16] Firestone, R.: *Table of Isotopes*
Wiley. 1996
- [17] Amsler, C. et al.: *Review of Particle Physics*
Physics Letters B. Volume 667. Issue 1. 2008
- [18] Klein, O., Nishina, T.: *Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac*
Zeitschrift für Physik. Volume 52. Issue 11-12. 1929. Seiten 853-868.
- [19] Bortfeldt, J.: *Praktikumsbericht*
2009
- [20] Saint-Gobain Crystals: *Homepage*
www.detectors.saint-gobain.com. Zuletzt aufgerufen am 20.01.2010
- [21] Rauscher, F.: *Untersuchung des Verhaltens von Driftrohren bei starker γ -Bestrahlung sowie Vermessung von Driftrohrkammern mit Hilfe von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung (Doktorarbeit)*
Sektion Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München. 2005
- [22] Agosteo, S., Altieri, S., Belli, M., Bonifas, A., Carabelli, V., Gatignon, L., Hessey, N., Maggi, M., Peigneux, J.P., Reithler, H., Silari, M., Vitulo, P., Wegner, M.: *A Facility for the Test of Large Area Muon Chambers at High Rates*
CERN-EP-2000-031. 2000
- [23] Particle Data Group: *Review of Particle Physics*
The European Physics Journal C. Volume 3 Issue 1-4. 1998. Seiten 1-794
- [24] Deile, M., Dubbert, Horvat, S., J., Kortner, O., Kroha, H., Manz, A., Mohrdieck-Möck, S., Rauscher, F., Richter, R., Staude, A., Stiller, W.: *Resolution and Efficiency of the ATLAS Muon Drift-Tube Chambers at High Background Rates*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. Volume 535, Issues 1-2. 2004. Seiten 212-215
- [25] Posch, C., Hazen, E., Oliver, J.: *MDT-ASD, CMOS Front-End for ATLAS MDT*
ATL-MUON-2002-003. 2002
- [26] Arai, Y.: *Development of Front-End Electronics and TDC LSI for the ATLAS MDT*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. Volume 453. 2000. Seiten 365-371
- [27] Zibell, A.: *(Diplomarbeit in Vorbereitung)*
Sektion Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München. 2010

Danksagung

Zuletzt möchte ich mich ganz herzlich bedanken bei...

...Prof. Dr. Otmar Biebel, der diese Diplomarbeit ermöglicht und trotz seines vollen Terminkalenders stets hervorragend betreut hat.

...Prof. Dr. Wolfgang Dünnweber für das Erstellen des Zweitgutachtens.

...Dr. Ralf Hertenberger für die viele Zeit, die auch er sich für die Betreuung meiner Diplomarbeit genommen hat - nicht zuletzt auch für die Geduld beim Beantworten meiner Fragen. Vielen Dank für ein sehr lehrreiches und gleichermaßen unterhaltsames Diplomarbeits-Jahr.

...Prof. Dr. Dorothee Schaile für das gute Arbeitsklima an ihrem Lehrstuhl.

...Prof Dr. Otmar Biebel, Dr. Ralf Hertenberger sowie PD Dr. Raimund Ströhmer für die vielen Ideen und Anregungen im wöchentlichen Hardware Meeting.

...Albert Engl und André Zibell für die tatkräftige Unterstützung insbesondere bei programmiertechnischen sowie elektronischen Fragen.

...Jona Bortfeldt für seine Beiträge zu den Absorptionsstudien sowie das Erstellen der Monte-Carlo-Simulation.

...Attila Varga für die Massenproduktion von Kabeln für die Hodoskop-Elektronik sowie die Hilfe beim Zusammenbauen der Szintillatoren.

...Rainhardt Satzkowski für den Transport des Hodoskops ans CERN sowie die vielen netten Gespräche.

...Herta Franz für die Hilfe bei der Abwicklung sämtlicher Dienstreise-Belange.

...der gesamten Arbeitsgruppe für das angenehme und kollegiale Arbeitsklima: Sebastian Becker, Prof. Dr. Otmar Biebel, Jona Bortfeldt, Christoph Bußenius, Dr. Philippe Calfayan, Dr. Günter Dückeck, Johannes Ebke, Dr. Johannes Elmsheuser, Albert Engl, Herta Franz, Dr. Cristina Galea, Dr. Marie-Helene Genest, Julien de Graat, David Heereman, Klaus Herrmann, Dr. Ralf Hertenberger, Anton Kopatsch, Christian Kummer, Thomas Langer, Dr. Federica Legger, Markus Lichtnecker, Dr. Raphael Mameghani, Christoph Mitterer, Thomas Müller, PD Dr. Thomas Nunnemann, Dr. Felix Rauscher, Benjamin Ruckert, Alexander Ruschke, Dr. Michiel Sanders, Prof. Dr. Dorothee Schaile, Otto Schaile, Dr. Cedric Serfon, PD Dr. Raimund Ströhmer, Attila Varga, Dan Vladioiu, Jonas Will, Dr. Xuai Zhuang und André Zibell.

...meinen Mitstreitern Anton Kopatsch, Christof Mast, Verena Schüller, Stefan Schlögl sowie Ingo Stein, die mit mir durch sämtliche Höhen und Tiefen des Studiums gegangen sind.

...meinen Eltern Ingrid und Stefan Adomeit für den moralischen Rückhalt während der gesamten Zeit meiner Ausbildung.

Selbständigkeitserklärung

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

Stefanie Adomeit

München, den 22. Januar 2010

