

Bachelorarbeit

Aufbau und Test eines Wasser-Cherenkov-Detektors zur Demonstration kosmischer Strahlung

**Setup and Test of a Water Cherenkov Detector
for the Demonstration of Cosmic Rays**

Matthias Brandt

Themensteller: Prof. Dr. Christian Weinheimer

Zweitgutachter: Dr. Volker Hannen

Institut für Kernphysik

AG Prof. Dr. C. Weinheimer

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Physikalischer Hintergrund	1
2.1 Kosmische Strahlung	1
2.1.1 Die primäre kosmische Strahlung	2
2.1.2 Die sekundäre kosmische Strahlung	7
2.2 Die Myonen	12
2.2.1 Entstehung und Zerfall der Myonen	12
2.2.2 Wechselwirkung der Myonen mit Materie	14
2.2.3 Myonen auf Meeresniveau - <i>die harte Komponente</i>	17
2.3 Der Cherenkov-Effekt	21
3 Detektor & Messelektronik	23
3.1 Der Detektor	23
3.1.1 Die Thermoskanne	23
3.1.2 Photomultiplier	24
3.1.3 Versuchsaufbau	26
3.2 Die Messelektronik	26
3.2.1 Signalweg	27
3.2.2 Die NIM-Elektronik	28
3.2.3 Die Messbox-Elektronik	31
4 Testmessungen	38
4.1 Ratenmessung	38
4.2 Messungen zur Winkelverteilung	42
4.3 Lebensdauermessung	46
4.4 Messungen zur Störanfälligkeit	48
5 Zusammenfassung	51
A Anhang	52
A.1 Logik-Tabellen	52
A.2 Schaltpläne für Vorverstärkerplatine	53
A.2.1 Verstärkerteil [Fui03]	53
A.2.2 Spannungsversorgung und Anschlusseinheit [Fui03]	53
A.3 Schaltpläne für Messbox-Platine	54
A.3.1 Empfangs- und Digitalisierungsteil [Z ⁺¹⁰]	54
A.3.2 Mikrocontroller und Pulsverarbeitung [Z ⁺¹⁰]	55
A.3.3 Spannungsversorgung/-regelung [Z ⁺¹⁰]	56

A.3.4	modifizierte Schaltung mit neuer Referenzquelle.	57
A.3.5	angepasste Widerstände (R1 und R22)	58
A.4	Layout der Messbox-Platine [Z ⁺¹⁰]	59
A.5	Befehle zum Ansprechen/Konfigurieren des Mikrocontrollers über ein Terminalprogramm am Computer [Z ⁺¹⁰]	60
A.6	Tabellen und Grafiken zu den Testmessungen	61
A.6.1	Ratenmessung	61
A.6.2	Messreihen zur Winkelverteilung	62
Literaturverzeichnis		65

1 Einleitung

Die vorliegende Bachelorarbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau und dem Test eines Demonstrationsexperiments für das *Netzwerk Teilchenwelt*.

Das *Netzwerk Teilchenwelt* wurde von einer Anzahl deutscher Teilchenphysik-Institute und dem CERN in Genf gegründet, unterstützt wird es vom BMBF und der DPG. Das Netzwerk ermöglicht Jugendlichen und Lehrkräften Einblicke in die Welt der Forschung. Unter anderem werden dabei Experimente mit kosmischer Strahlung im Rahmen von Schulbesuchen angeboten. Zu diesem Zweck ist auch der im Rahmen dieser Arbeit beschriebene Aufbau gedacht. Im Speziellen beschäftigt sich der Aufbau mit der Detektion von Myonen, welche in Folge des Auftreffens kosmischer Strahlung auf die Erdatmosphäre entstehen können. Der physikalische Hintergrund wird im Folgenden näher erläutert. Der im Rahmen dieser Arbeit realisierte Aufbau basiert dabei auf dem von Matthias Fuidl [Fui03] an der Universität Mainz geschaffenen Experiment „Kamio-Kanne“ sowie der von C. Zeitnitz et al. [Z⁺10] an der Universität Wuppertal weiterentwickelten Version der vorhandenen Messelektronik. Der Versuchsaufbau setzt sich aus einem Wasser-Cherenkov-Detektor und einer nachfolgenden Auswertungs-Elektronik zusammen, deren Funktionsweisen im Weiteren beschrieben werden. Eine Reihe von Testmessungen diente zur Überprüfung der Verwendbarkeit des Aufbaus für den Einsatz in Unterrichtsbesuchen. Die Ergebnisse werden im Folgenden diskutiert.

2 Physikalischer Hintergrund

2.1 Kosmische Strahlung

Die Entdeckung des Phänomens der kosmischen Strahlung reicht bis zu Beginn des 20. Jahrhunderts zurück. Zu seinen ersten Entdeckern durfte sich der Österreicher Victor Hess zählen, der 1912 in mehrfachen Ballonflügen bis auf Höhen von 5000 Metern die Höhenabhängigkeit der Intensität ionisierender Strahlung überprüfte [Sta10]. Zum damaligen Erstaunen stellte er fest, dass diese (nach zunächst geringem Abfall) mit der Höhe zunahm. Dies stand ganz im Gegensatz zu der damals vorherrschenden Meinung, dass die ionisierende Strahlung von natürlichen Radionukliden im Erdmantel herrührte und sich folglich die Intensität mit zunehmender Höhe verringern sollte. Hess folgerte aus seinen Untersuchungen, dass die Strahlung extraterrestrischen Ursprungs seien müsse und gab ihr zunächst den Namen *Höhenstrahlung*, welcher später von Millikan durch die heute geläufige Bezeichnung „kosmische Strahlung“ ersetzt wurde [Sta10].

Die vielen folgenden Untersuchungen erzielten zahlreiche Erkenntnisse über grundlegende Dinge der Physik und trugen insbesondere maßgeblich zur Erforschung der Elementarteilchen und der elementaren Wechselwirkungen sowie zum Verständnis kosmologischer und astrophysikalischer Aspekte bei. Auch heute geben einige der Eigenschaften der kosmischen

Strahlung noch stets Rätsel auf und werden in zahlreichen Experimenten untersucht. Ein grober Überblick über den bisherigen Kenntnisstand soll im Folgenden dargelegt werden. Dabei wird das Gebiet üblicherweise in zwei Bereiche aufgeteilt:

Die *primäre* und die *sekundäre* kosmische Strahlung.

2.1.1 Die primäre kosmische Strahlung

Die primäre kosmische Strahlung umfasst die direkte, aus dem All auf den äußeren Rand¹ der Erdatmosphäre treffende, energiereiche Teilchenstrahlung. Dabei fallen oftmals nur geladene Teilchen in die Definition der kosmischen Strahlung, während die ebenso auftreffenden Neutrinos und die kosmischen γ -Quanten separat betrachtet werden und auch im Rahmen dieser Arbeit nicht näher erörtert werden sollen.

Die Teilchenstrahlung kommt dabei weitestgehend isotrop aus allen Richtungen und setzt sich (für Teilchenenergien bis zu 10^{14} eV) zu etwa 98% aus vollständig ionisierten Atomen und zu etwa 2% aus freien Elektronen und Positronen zusammen. Die ionisierten Atomkerne setzen sich wiederum zu etwa 87% aus Protonen, 12% aus Heliumkernen und 1% aus schwereren Kernen zusammen [Cos09].

Die Energien der auftreffenden Teilchen reichen dabei von etwa 10^7 eV bis hin zu 10^{20} eV und überstreichen somit einen enormen Bereich von 13 Größenordnungen. Teilchen mit Energien im MeV-Bereich finden ihren Ursprung zumeist in der Sonne, da das solare Magnetfeld interstellare Teilchen in diesem Energiebereich abschirmt.

Der Fluss der kosmischen Strahlung erstreckt sich indes sogar über einen Bereich von etwa 30 Größenordnungen und fällt mit zunehmender Energie stark ab. Da für Teilchen mit sehr hohen Energien von über 10^{19} eV der Fluss gerade einmal 1 Teilchen pro km^2 und Jahr beträgt [Gru05], werden für deren Nachweis Detektoren benötigt, die riesige Flächen abdecken. Dies führt dazu, dass direkte Messungen in Ballon- oder Satellitenexperimenten nur bis zu Teilchenenergien von einigen 100 TeV möglich sind (vgl. Abb. 2.1). Bei höheren Energien muss auf indirekte, bodenstationierte Methoden zurückgegriffen werden, die auf der Wechselwirkung der Teilchen mit der Erdatmosphäre (näheres zu dieser unter Abschn. 2.1.2) beruhen. Ein prominentes Beispiel ist das derzeitige Pierre-Auger-Experiment.

Für das Experiment soll dazu sowohl auf der nördlichen als auch auf der südlichen Halbkugel ein Observatorium errichtet werden, um eine Beobachtung des gesamten Himmels zu ermöglichen. Der Bau des südlichen Observatoriums in der westargentinischen Pampa wurde im Juni 2008 fertiggestellt, konnte jedoch bereits seit 2004 zur Detektion genutzt werden. Das nördliche Observatorium befindet sich hingegen erst im Aufbau [AugOb]. Es wurden dabei (u.a.) 1600 Wasser-Tanks á 12.000 Liter auf einer Fläche errichtet, die größer als das Land Luxemburg ist [AugOb]. In einem Abstand von jeweils 1,5 km sollen diese, wie auch der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Detektor, Teilchen über den

¹Mit dem Rand der Erdatmosphäre wird zumeist eine Höhe von etwa 40 km bezeichnet, welche einem Restdruck von 5 mbar und einer restlichen Massenbelegung von 5 g/cm^2 entspricht. [Gru05]

Cherenkov-Effekt (s. Abschn. 2.3) detektieren.

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung

Das in bisherigen Experimenten ermittelte Energiespektrum zeigt Abb. 2.1:

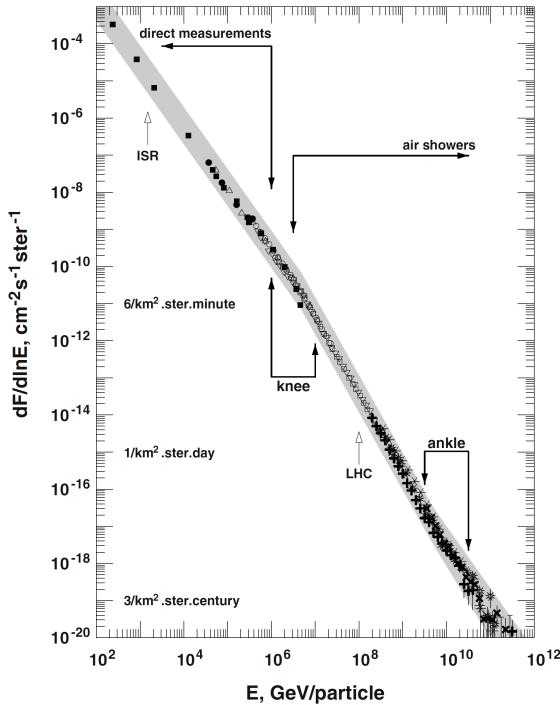


Abbildung 2.1: Energiespektrum aller Atomkerne der kosmischen Strahlung ab 100 GeV [Sta10].

Dargestellt ist der Teilchenfluss pro Flächeneinheit, Steradian² und Zeit in Abhängigkeit der Teilchenenergie in doppellogarithmischer Auftragung, beginnend bei einer Teilchenenergie von 100 GeV, da bei niedrigeren Energien das solare und das erdeigene Magnetfeld die Intensität stark beeinflussen.

Zu erkennen ist ein nahezu strukturloser Abfall des Teilchenflusses F mit zunehmender Energie E , dessen Verlauf im Wesentlichen durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann:

$$\frac{dF}{dE} \sim E^{-\gamma} \quad (2.1)$$

Der spektrale Exponent γ unterliegt dabei jedoch mehreren Wechseln innerhalb des Spektrums. So liegt dessen Wert für niedrigere Energien bis hinzu etwa 2-4 PeV bei $\gamma \approx 2,7$, zeigt dann jedoch eine Zunahme auf etwa $\gamma \approx 3,0$ (mit leicht steigender Tendenz bis auf $\gamma \approx 3,15$ bei $E \approx 10^{18}$ eV), was in doppellogarithmischer Darstellung einem Abknicken des nahezu geraden Verlaufs entspricht (s. Abb. 2.1) [Gri01]. Ungefähr bei einer Energie zwischen 10^{18} eV und 10^{19} eV erfolgt ein Zurückfallen des spektralen Exponenten auf wiederum $\gamma \approx 2,7$. Der Beugung des jeweiligen Knicks folgend, wird der erste Wechsel oftmals als *Knie* (knee) und der zweite als *Knöchel* (ankle) der kosmischen Strahlung bezeichnet.

²Ein Steradian (sr) entspricht dem Raumwinkel, der bei einer Kugel mit Radius r eine Kugelkalotte mit der Kreisfläche r^2 umschließt. Der Raumwinkel einer gesamten Kugel beträgt also $4\pi \frac{m^2}{m^2} = 4\pi$ sr.

Beide „Merkmale“ geben Hinweise auf die mögliche Herkunft der Teilchen und ihre Propagation im interstellaren oder intergalaktischen Raum (s. weiter unten: Mögliche Quellen). Bei der Untersuchung noch höherer Energien konnten besonders in den letzten Jahren neue Erkenntnisse durch das oben angesprochene Pierre-Auger-Experiment errungen werden. Nachdem zuvor eine wissenschaftliche Debatte aufgrund unterschiedlicher Messergebnisse der Experimente AGASA und HiRes entbrannt war, konnte diese nun Dank der Ergebnisse des Auger-Observatoriums beigelegt oder zumindest vorerst entschärft werden. So wurde theoretisch ein Abfall der Intensität ab einer Teilchenenergie von etwa $(3 - 5) \cdot 10^{19}$ eV vorrausgesagt, da ab dieser Energie eine Wechselwirkung der Protonen der kosmischen Strahlung mit den Photonen der 2,73 K-Hintergrundstrahlung möglich wird [Gri01]. Die Photonen besitzen dann im Ruhesystem eines Protons eine ausreichend hohe Energie, um inelastische Pion-Produktionen hervorzurufen, wodurch sich die freie Weglänge der kosmischen Protonen stark verkürzt und nur noch nahe Quellen in Betracht kommen. Das damit einhergehende Abbrechen des Spektrums, der sogenannte *GZK-Cutoff* (benannt nach dessen ersten Vorhersagern Greisen, Zatsepin und Kuz'min) konnte vom japanischen Experiment AGASA ('98) nicht gefunden werden, wohingegen die neueren Messungen des HiRes-Experiments ('05) klar auf eine Existenz des GZK-Cutoff hindeuten [Sch06]. Das Auger-Observatorium konnte die Existenz nun ebenfalls bestätigen und stellte des Weiteren eine Anisotropie in der Richtungsverteilung der 27 höchstenergetischsten Teilchen (Stand Nov. 2007) mit $E > 57$ EeV ($5,7 \cdot 10^{19}$ eV) fest, welche stark auf einen Ursprung dieser Teilchen aus Galaxien der näheren Umgebung unserer Milchstrasse hindeuten, welche in ihrem Zentrum aktive Kerne aufweisen [AugOb].

Es wird davon ausgegangen, dass aktive Galaxiekerne (AGN \doteq Active Galactic Nuclei) supermassive schwarze Löcher mit mehr als 100.000 Sonnenmassen enthalten und von der umgebenden Materie gespeist werden. Nur ein Bruchteil aller bekannten Galaxien weist jedoch solche AGN's auf und auch der exakte Mechanismus, der zu einer Beschleunigung der Teilchen auf derart hohe Energien führen könnte ist nicht hinreichend geklärt.

Zudem bleibt anzumerken, dass die Zahl der vom südlichen Auger-Observatorium detektierten Ereignisse ähnlich hoher Energien von 2007 bis 2009 von 27 auf 58 gestiegen ist, von diesen jedoch nur 26 (zuvor 19) mit bisher katalogisierten AGN's korrelieren [Sta10]. In jedem Fall kann aber festgehalten werden, dass eine Anisotropie bei den höchstenergetischen Teilchen festgestellt wurde, die, wie theoretisch erwartet, mit einer nahen Materieverteilung korreliert [Sta10].

Chemische Komposition

Durch viele direkte Messungen mit Instrumenten an Bord von Satelliten, Raum-Stationen und Ballonen ist die chemische Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung in einem Energiebereich bis zu 100 TeV gut bekannt. Es konnte dabei auch eine Auflösung der Elementeverteilung der schwereren Kerne erreicht werden.

Die ermittelte relative Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung bei kinetischen Energien von $\geq 1 \text{ GeV/Nukleon}$ wird in Abb. 2.2 mit der des Sonnensystems verglichen:

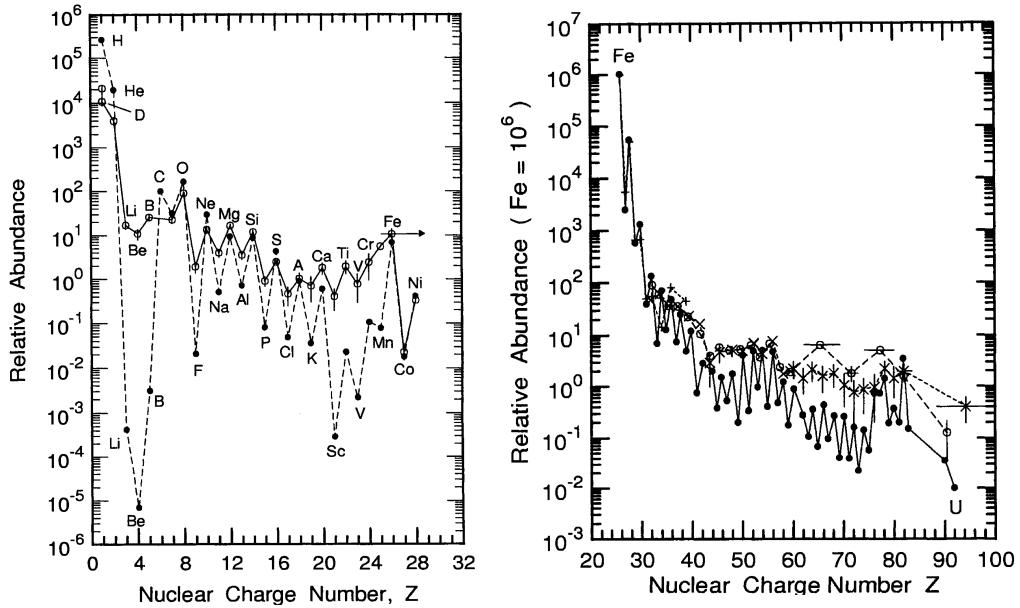


Abbildung 2.2: Relative Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung für kinetische Energien $\geq 1 \text{ GeV/Nukleon}$ im Vergleich mit der des Sonnensystems (gestrichelt). Links: Auf die Häufigkeit von Kohlenstoff auf 100% normierte Daten (Wefel, 1991; Simpson, 1983 und 1997). Rechts auf die Häufigkeit von Eisen auf 10^6 normierte Daten (nach Wiebel-Sooth und Biermann, 1998) [Gri01].

Neben einer weitgehenden Übereinstimmung beider Häufigkeitsverteilungen zeigen sich einige markante Unterschiede. So sind die Elemente Li, Be, B sowie die Elemente unterhalb von Eisen (Fe) im Vergleich überhäufig vertreten. Keine erkennbare Abweichung tritt hingegen bei den Elementen C, N und O sowie der Eisen-Gruppe (Fe, Co, Ni) auf.

Daher wird vermutet, dass sich die Erhöhung auf Spallationsprozesse von Kernen letzterer Elemente auf ihrem Weg durch den interstellaren Raum zurückführen lässt, bei dem die Teilchen mit dem interstellaren Medium in Wechselwirkung treten und so die leichteren Elemente erzeugt werden. Die primäre kosmische Strahlung besteht somit ihrerseits aus einer „wahrhaft primären“ und einer sekundären Komponente. Zu ersterer Komponente zählen dabei die Elemente ^1H , ^4He , C, O, Ne, Mg, Si, and Fe, zu letzterer ^3He , Li, Be, B, F, und Elemente mit Kernladungszahlen von 21 bis 25 [Gri01].

Wie bereits erwähnt sind ab einer Energie von 10^{14} eV aus technischen, wie finanziellen Gründen keine direkten Messungen mehr möglich. Deshalb kann nur über die genaue Analyse der in der Atmosphäre über Wechselwirkungen induzierten Teilchenschauer (s. Abschn. 2.1.2) eine Aussage über die Masse der eintreffenden Primärteilchen gemacht werden. Da die Rückschlüsse auf theoretischen Überlegungen und Simulationen beruhen und viele Observablen in die Messung mit eingehen, unterliegen diese Aussagen noch großen Unsicherheiten. Im Energiebereich des *Knies* zeigt das Experiment KASCADE eine Änderung der Elementhäufigkeit zu schwereren Elementen hin auf, wohingegen bei noch höheren

Energien die Ergebnisse der Experimente Fly's Eye und Yakutsk auf einen Übergang von einer Eisen-dominierten Zusammensetzung bei $E \approx 10^{17}$ eV zu einer Proton-dominierten Komposition bei Energien über 10^{18} eV hindeuten [Cos09].

Im Gegensatz zu letzteren Ergebnissen, zeigen jedoch die Beobachtungen des Auger-Observatoriums eine mit mittelschweren Kernen, wie Kohlenstoff oder Sauerstoff, konsistente Komposition bei den Teilchen der höchsten Energien auf [Sta10].

Mögliche Quellen

Auf dem Weg von ihrer Quelle zur Erde werden die geladenen Teilchen von einer Vielzahl irregulärer, galaktischer (oder auch intergalaktischer) Magnetfelder abgelenkt und durchqueren die Galaxie und den Halo. Dies führt zu einer Isotropie der Einfallsrichtungen der Teilchen und macht direkte Rückschlüsse auf die Quellen nahezu unmöglich.

Die Propagation der Teilchen sowie die dabei auftretenden Energieänderungen der kosmischen Strahlung durch Kollisionen, Zerfälle, Spallations- und andere Energieverlust-Prozesse werden üblicherweise durch Diffusionsgleichungen beschrieben. Dabei werden erst bei extrem hohen Teilchenenergien von etwa 10^{18} eV Krümmungsradien der Teilchenbahnen von Größenordnungen der Abmessungen einer Galaxie und somit die Lokalisierung von Quellen denkbar [Sch06].

Die verbreiteste These für die Beschleunigung kosmischer Strahlung zu hohen Energien stellt die Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung bzw. eine stochastische Beschleunigung in starken Schockfronten dar [Ulr04]. Es wird angenommen, dass Teilchen an den Magnetfeldern einer sich ausbreitenden Schockwelle (z.B. aus einer Supernova-Explosion) streuen und dabei mehrmals die Schockfront durchkreuzen und an den Seiten der Front reflektiert werden. Bei jedem Kreuzen der Front gewinnen sie einen Energiebetrag proportional zur Geschwindigkeit der Schockwelle. Die maximal erreichbare Energie hängt also vor allem von der Anzahl der Reflektionen und der Geschwindigkeit der Schockfront ab.

Ein Indiz für das in Frage kommen dieses Mechanismus ist eine aus ihm folgende Potenz-abhängigkeit $\sim E^{-2}$ für das Energiespektrum. Durch eine Abschätzung der anschließenden Propagation der Teilchen wird ein spektraler Exponent von etwa $\gamma \approx 2,7$ für Protonen und $\gamma \approx 2,1$ für Eisenkerne ermittelt, welcher mit den Beobachtungen im Energiebereich unterhalb des Knies konsistent ist [Bin03].

Die Schockfronten von Supernova-Überresten kommen dabei am wahrscheinlichsten als Quellen in Frage. Für einen Supernova-Überrest mit einer Masse von 10 Sonnenmassen und einer Dichte des interstellaren Mediums von 1 Nukleon/cm³ wurde die in dessen Schockfront maximal erreichbare Energie auf etwa $E_{max} \approx Z \cdot 2,4 \cdot 10^{14}$ eV je nach Kernladungszahl Z des kosmischen Teilchens abgeschätzt [Sta10]. Beobachtungen des H.E.S.S Experiments, bei denen zum ersten Mal γ -Strahlen im TeV-Bereich aus Richtung eines Supernova-Überrests ausgemacht wurden, unterstützen die Hypothese der Supernova-Überreste als mögliche Beschleunigungsquellen, da davon ausgegangen wird, dass bei einer

Kollision von Hadronen (s. Abschn. 2.1.2) mit den Atomen des interstellaren Gases hoch-energetische Photonen entstehen [Cos09].

Bei den Teilchen der höchsten bisher gemessenen Energien werden neben den bereits erwähnten AGN's auch die in Abb. 2.3 dargestellten Objekte als mögliche Quellen in Betracht gezogen, die Beschleunigungen auf derartige Energien im Prinzip vermögen sollen.

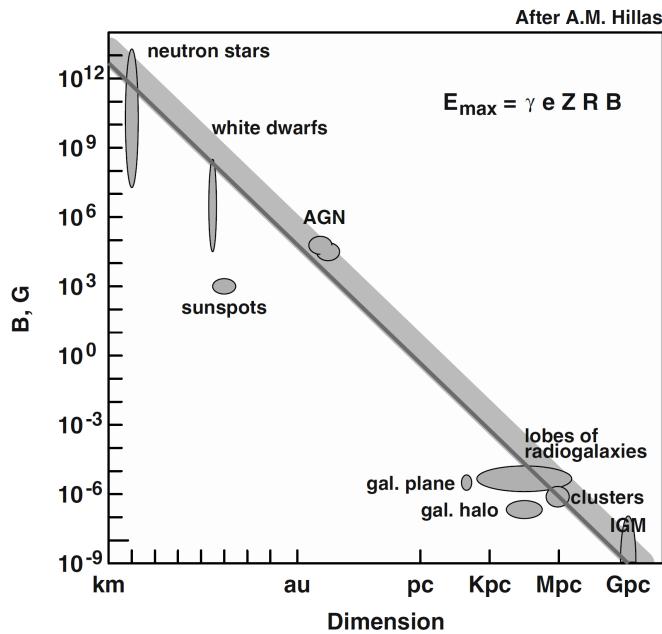


Abbildung 2.3: Üblicherweise als Hillas Plot bezeichnete Darstellung der Größe und magnetischen Feldstärke von Objekten, welche Protonen und Eisenkerne auf eine Energie von 10^{20} eV beschleunigen können (oberhalb des schattierten Streifens) [Sta10].

Hinzukommen sogenannte „top-down“ -Modelle, welche im Wesentlichen alle auf der Idee basieren, dass die beobachteten Teilchen Zerfallsprodukte sehr massiver sogenannter X-Teilchen mit Massen in der Größenordnung von 10^{25} eV sind [Sta10].

2.1.2 Die sekundäre kosmische Strahlung

Trifft ein Teilchen der primären kosmischen Strahlung auf die Erdatmosphäre, kommt es zu einem Zusammenstoß mit Kernen der Luftmoleküle (in den meisten Fällen Sauerstoff oder Stickstoff) bei dem hadronische Wechselwirkungen stattfinden, die zu einer Erzeugung von weiteren Teilchen führen. Die so erzeugten Teilchen können ihrerseits mit Kernen der Luft wechselwirken und wiederum weitere Teilchen erzeugen.

Es entstehen sogenannte Teilchenkaskaden. Die dabei entstehenden Teilchen werden als *sekundäre kosmische Strahlung* bezeichnet.

Die vielen Wechselwirkungen in der Atmosphäre führen dazu, dass auf Meeressniveau nahezu kein primäres Teilchen mehr vorzufinden ist. Die genaue Zusammensetzung der se-

kundären Strahlung ändert sich indessen mit der Höhe, da viele der entstehenden Teilchen eine sehr geringe Lebensdauer aufweisen und somit auf ihrem Weg zum Erdboden in wiederum andere Teilchen zerfallen können.

Die erste Wechselwirkung findet im Wesentlichen in Höhen von 15-20 km, für schwere Teilchen wie beispielsweise Eisenkerne auch in Höhen von über 30 km, statt. Wo genau eine Wechselwirkung auftritt, hängt jedoch von der jeweiligen mittleren freien Weglänge in der Atmosphäre und damit auch von der Energie sowie der Masse der primären Teilchen ab. Da die meisten der entstehenden Teilchen sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit bewegen, weist die am Erdboden ankommende Teilchenfront nur eine geringe Dicke auf (s. Abb. 2.4). Die laterale Ausdehnung dagegen kann durch Streuprozesse und aufgrund des in großer Höhe befindlichen Entstehungsortes der Teilchen, je nach Energie des Primärteilchens wenige Meter bis zu mehreren Kilometern betragen [Sch06].

Daher ist in diesem Zusammenhang auch von *ausgedehnten Luftschaubern* die Rede. Diese lassen sich in drei Komponenten aufteilen, die *elektromagnetische*, die *hadronische* und die *myonische* Komponente (s. Abb. 2.4). Im Folgenden seien diese kurz näher erläutert.

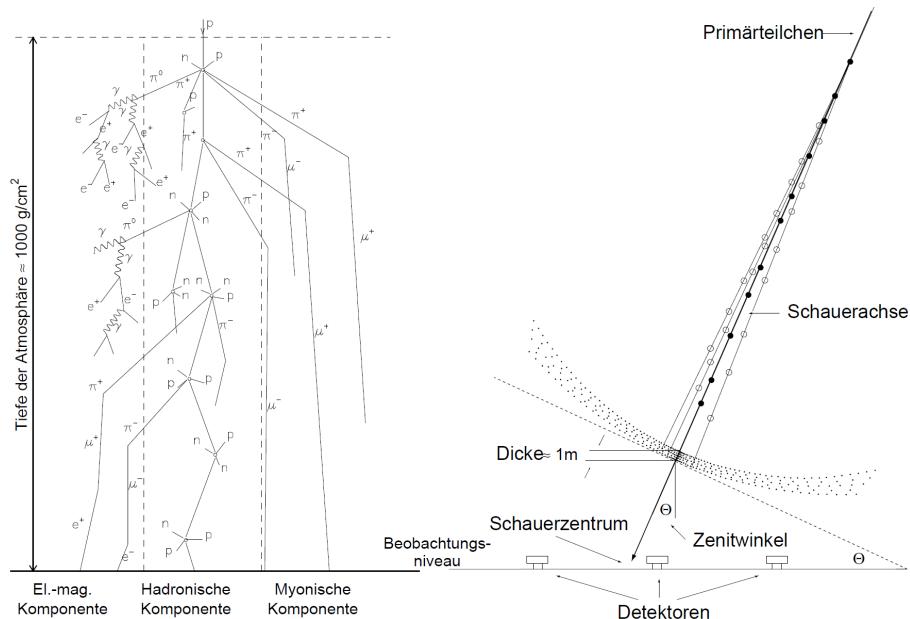


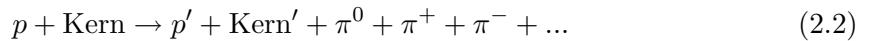
Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschaubers. Links: Aufteilung der Komponenten. Rechts: Entwicklung in der Erdatmosphäre. [Ulr04]

Die hadronische Komponente

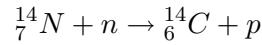
Zu den Hadronen zählen alle Teilchen, die aus Quarks aufgebaut sind. Sie werden wiederum unterteilt in Baryonen und Mesonen. Erstere bestehen dabei jeweils aus drei zusammen farbneutralen³ Quarks und besitzen einen halbzahligen Spin, es handelt sich somit um

³Die Farbe bzw. Farbladung ist eine Quantenzahl von Elementarteilchen in Bezug auf die starke Wechselwirkung. Nur Quarks und Gluonen (die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung) tragen eine solche Farbladung. Die Farbladung umfasst dabei drei verschiedene Farben und drei „Anti-Farben“.

Fermionen. Mesonen wiederum setzen sich aus einem Quark-Anti-Quark-Paar zusammen, weisen einen ganzzahligen Spin auf und sind somit Bosonen. Bei den in den Teilchenschauern über die starke Wechselwirkung erzeugten Hadronen handelt es sich überwiegend um die leichten Mesonen Pion und Kaon, außerdem um Protonen und Neutronen sowie Kernfragmente der an den Wechselwirkungsprozessen beteiligten Atomkerne der Luftmoleküle. Auch die jeweiligen Antiteilchen können entstehen. Ein typischer Prozess sieht also wie folgt aus (nicht als direkte Reaktion zu verstehen):



Wie in Beschleunigerexperimenten bei Proton-Proton-Stößen mit einer Laborenergie von bis zu 10^{14} eV festgestellt worden ist, machen die Pionen etwa 70% der in hadronischen Schauern erzeugten Teilchen aus [Bin03]. Dabei werden π^0 , π^+ und π^- zu gleichen Anteilen produziert. Je nach Lebensdauer der entstandenen Teilchen können diese erneut mit der Atmosphäre wechselwirken und gegebenenfalls weitere Teilchen erzeugen oder aber zuvor zerfallen. Die so von einem einzelnen Primärteilchen erzeugte hochenergetische hadronische Komponente besitzt mit bis zu etwa 20 m Durchmesser nur eine geringe laterale Ausdehnung (um die Schauerachse). Niederenergetische Hadronen, wie beispielsweise die langlebigeren Neutronen können sich auch weiter von der Schauerachse entfernen. Ein interessanter „Nebeneffekt“ ist ein Einfang langsamer Neutronen durch Stickstoffkerne in der Atmosphäre:



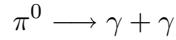
Das dabei entstehende Kohlenstoff-Isotop ${}^{14}C$, kann aufgrund der zeitlichen Konstanz der kosmischen Strahlung über einen langen Zeitraum zur archäologischen Altersbestimmung - der bekannten ${}^{14}C$ -Methode - genutzt werden [Bin03].

Von den erzeugten Hadronen, erreichen nur vereinzelte Protonen und Neutronen die Erdoberfläche, da durch die starke Wechselwirkung ihre mittlere freie Weglänge in der Erdatmosphäre zu gering ist. Von den letztlich in einem ausgedehnten Luftschauder erzeugten Teilchen, machen die Hadronen gerade einmal 1% aus. Dennoch ist die hadronische Komponente für den Großteil des Energietransports während der Schauerentwicklung verantwortlich und sorgt über Teilchenzerfälle für die Entstehung der anderen Komponenten. Da die Zahl der Hadronen im Verhältnis zu den anderen Komponenten so gering ist, führen Schwankungen in Ort und Anzahl der Wechselwirkungen der Hadronen auch zu starken Schwankungen der erzeugten anderen Komponenten.

Die elektromagnetische Komponente

Zur elektromagnetischen Komponente werden alle entstehenden γ -Quanten, Elektronen und Positronen gezählt. Mit etwa 90% machen diese den Großteil aller Teilchen eines ausgedehnten Luftschauders aus [Ulr04]. Ursprung der elektromagnetischen Komponente sind hauptsächlich die bei den hadronischen Wechselwirkungen entstehenden neutralen Pionen,

die nach einer sehr kurzen Lebensdauer von $\tau \approx 8,4 \cdot 10^{-17}$ s in zwei γ -Quanten zerfallen:



Photonen wechselwirken beim Durchqueren von Materie im Wesentlichen über drei verschiedene Effekte. Welcher Effekt dominiert hängt vor allem von der Energie der Photonen und der durchlaufenen Materie ab. In Luft findet bei geringen Energien im keV-Bereich hauptsächlich der bekannte Photoeffekt statt [Bur07], bei dem das Photon seine Energie an ein Elektron aus einer der (meistens) inneren Schalen eines Atoms abgibt und dieses somit herauslösst. Bei Energien ab einigen 100 keV bis hin zu einigen MeV überwiegt zunehmend der Comptoneffekt [Bur07], bei dem ein Photon inelastisch an einem Hüllelektron streut. Bei höheren Energien überwiegt schließlich der Effekt der Paarbildung, bei dem ein Photon innerhalb des Coulomb-Feldes eines Kerns in ein Elektron und ein Positron zerstrahlt. Dieser Effekt herrscht also auch bei den hochenergetischen γ -Quanten aus dem neutralen Pion-Zerfall vor. Die auf diese Weise erzeugten Elektronen und Positronen nehmen bei der Paarbildung nahezu die gesamte Energie des Photons auf und sind daher selbst relativistisch, nur ein geringer Anteil wird als Rückstoßenergie auf den beteiligten Kern übertragen.

Geladene Teilchen verlieren ihre Energie beim Durchlaufen von Materie vorwiegend durch Wechselwirkung mit Hüllelektronen und die bei Beschleunigungen in den Coulomb-Feldern der Atome abgegebene Bremsstrahlung. Der Effekt der Bremstrahlung tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen in das Coulomb-Feld eines Kerns eindringt und dort abgelenkt bzw. beschleunigt wird. Beschleunigte Ladung gibt Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung ab. Die dadurch entstehenden Energieverluste sind nahezu linear proportional zur Energie der Teilchen. Die Verluste durch Ionisationen und Anregungen für (schwere) geladene Teilchen werden in Abschn. ?? diskutiert. Für leichtere Teilchen, wie Elektronen, muss die dort beschriebene Gleichung für den Energieverlust etwas modifiziert werden. Für Medien mit geringer Dichte ergibt sich für Elektronen jedoch ähnlich wie für schwerere Teilchen (vgl. Gl. 2.3) eine logarithmische Abhängigkeit des Energieverlusts von der Teilchenenergie ($\sim \ln(E)$) [Sta10]. Aus der unterschiedlichen Abhängigkeit von der Energie der Teilchen zwischen den Energieverlusten durch Bremsstrahlungs- und Ionisationseffekten lässt sich eine kritische Energie ermitteln bei der die Energieverluste für beide Effekte gleich groß sind. Für Elektronen ergibt sich näherungsweise eine Energie von $E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z+1,2}$ (Z meint hier die Kernladungszahl des beteiligten Atomkerns), und damit in Luft eine kritische Energie von etwa $E_c \approx 84,2 \text{ MeV}$ [Gri01]. Oberhalb dieser Energie überwiegen dann die Verluste durch Bremsstrahlung.

Somit wird auch im Falle der nach dem Zerfall der neutralen Pionen durch Paarbildung entstandenen schnellen Elektronen und Positronen ein großer Teil der Energie über Bremstrahlung emittiert. Die abgegebene Bremsstrahlung ist energiereich genug, um ihrerseits wieder Elektron-Positron-Paare bilden zu können. Diese wiederum können auf genannte

Weise weitere γ -Quanten erzeugen. Dies führt zu einer Verdopplung der Anzahl von Elektronen und Positronen in jeder Generation. Die entstehende Kaskade kommt erst dann zum Stillstand, wenn die Energie der Teilchen gering genug ist, dass Compton- und Ionisationseffekte gegenüber dem Paarbildungsprozess und den Verlusten durch Bremsstrahlung dominieren.

Dennoch kommen aufgrund der geringen Reichweite der Elektronen in der Erdatmosphäre erst bei Energien von >1 TeV der primären Teilchen nennenswerte Teile der elektromagnetischen Komponente auf Meeressniveau am Erdboden an [Bur07].

Die myonische Komponente

Wie der Name bereits deutlich macht, umfasst die myonische Komponente alle entstehenden Myonen. Diese machen etwa 5% der innerhalb eines ausgedehnten Luftschauers entstehenden Teilchen aus. Sie werden dabei beinahe ausschließlich durch den Zerfall der geladenen Pionen oder Kaonen des hadronischen Schauers erzeugt. Auf diese und mögliche weitere Zerfallskanäle wird im nächsten Kapitel noch einmal eingegangen.

Abhängig von der mittleren freien Weglänge der Pionen oder Kaonen, kommt es entweder zu einem Zerfall oder aber zu einer weiteren hadronischen Wechselwirkung. Da die Dichte der Erdatmosphäre mit der Höhe abnimmt und damit die wechselwirkungsfreie Weglänge der Hadronen steigt, ist die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall in den oberen Schichten der Erdatmosphäre weitaus größer. Dort ist wiederum auch die Energie der Hadronen höher. Energiereiche Myonen stammen daher zumeist aus den oberen Atmosphärenschichten, wo die Entwicklung des Schauers sich noch in einem frühen Stadium befindet. Die Myonen erhalten dabei im Mittel 79% der ursprünglichen Energie der Pionen [Bin03].

Zudem sind aufgrund der relativ großen Masse der Myonen die Effekte von Bremsstrahlung und Mehrfachstreuung an Hüllenelektronen oder Kernen von Atomen um einen Faktor von $(m_\mu/m_e)^2 \approx 43000$ gegenüber Elektronen unterdrückt. Daher behalten die Myonen ihre ursprüngliche Richtung nahezu bei und erreichen selbst aus großen Höhen noch den Erdboden [Sch06]. Auf Meeressniveau machen die Myonen schließlich 80% aller geladenen auftreffenden Teilchen aus [Gru05].

Aus der Richtung der einfallenden Myonen am Erdboden lassen sich somit Rückschlüsse auf die Entstehungshöhe der Myonen ziehen, im Falle sehr energiereicher Myonen also auf den Ort der ersten hadronischen Wechselwirkungen. Insbesondere beim Pionzerfall werden die Myonen außerdem vorzugsweise in deren Fortbewegungsrichtung emittiert. Der Transversalimpuls der Pionen schlägt sich somit auch in der Lateralverteilung der Myonen nieder. Myonen aus großer Höhe können daher wegen der damit einhergehenden langen Flugstrecke und ihrer geringen Wechselwirkungen mit der Atmosphäre auch weiter von der Schauerachse entfernt auftreffen als die anderen Komponenten. Über Detektion von Myonen am Erdboden können somit viele Rückschlüsse auf die frühe Schauerentwicklung und gegebenenfalls auch auf die Energie und Natur der Primärteilchen und somit auf das

Energiespektrum und die Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung gezogen werden. Da die Myonen einen großen Teil der Schauerteilchen, auf Meeresniveau sogar den dominierenden Teil, ausmachen stellen sie somit eine wichtig Informationsquelle bei der Untersuchung der kosmischen Strahlung in Energiebereichen dar, die über direkte Messungen nicht mehr zugänglich sind.

Da die Myonen auch im Rahmen dieser Arbeit detektiert werden, werden deren Eigenschaften im Folgenden ausführlicher beleuchtet.

2.2 Die Myonen

Bei Myonen handelt es sich um Leptonen der zweiten Generation, also gewissermaßen um „schwere Elektronen“. Leptonen sind Teilchen die nicht der starken, sondern nur der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung (und der Gravitation) unterliegen. Nach heutigem Standardmodell zählen dazu Elektron, Myon und Tauon sowie deren Anti-Teilchen. Außerdem auch alle Neutrinos der einzelnen Flavour⁴-Familien, also Elektron-, Myon-, und Tauon-Neutrino sowie deren Anti-Teilchen.

2.2.1 Entstehung und Zerfall der Myonen

Wie bereits im vorangegangenen Kapitel beschrieben, entstehen die meisten Myonen in den schwachen Zerfällen geladener Pionen und Kaonen aus der sekundären kosmischen Strahlung. In der folgenden Tabelle 2.1 seien zunächst mögliche weitere Zerfallsprozesse aufgeführt, die ebenso zur Erzeugung von Myonen führen:

Tabelle 2.1: Myonentstehung - wichtige Zerfallskanäle (nach [Fui03])

Zerfallsprozess	Lebensdauer in s	rel. Häufigkeit in %
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	$2,60 \cdot 10^{-8}$	≈100
$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$2,60 \cdot 10^{-8}$	≈100
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	≈64
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	≈21
$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	≈64
$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	≈21
$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	$0,80 \cdot 10^{-10}$	≈48
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	$1,48 \cdot 10^{-10}$	≈100
$\lambda \rightarrow p + \pi^-$	$2,63 \cdot 10^{-10}$	≈64

Aufgrund der Impuls- und Leptonenzahlerhaltung entsteht neben dem jeweiligen Myon oder Anti-Myon auch jeweils ein Anti-Myon-Neutrino bzw. Myon-Neutrino. Da geladene Pionen

⁴Mit Flavour (Geschmack) wird eine Quantenzahl bezeichnet die jedes Elementarteilchen (Quarks und Leptonen) in Bezug zur schwachen Wechselwirkung unterscheidet. Sie ist dabei gerade bei schwachen Wechselwirkungsprozessen keine Erhaltungsgröße, sondern lediglich bei Prozessen der starken Wechselwirkung.

als leichteste Mesonen nur schwach zerfallen können, weisen sie mit $\tau = 2,60 \cdot 10^{-8}$ s eine erheblich längere Lebensdauer als ihre Artverwandten - die neutralen Pionen - auf, welche elektromagnetisch zerfallen. Die Kaonen können neben dem direkten Zerfall in Myonen auch zunächst in Pionen zerfallen, welche dann ihrerseits wiederum in Myonen zerfallen. Auf diese Weise enden auch die Zerfälle von Sigma- und Lambda-Teilchen schließlich in der Entstehung von Myonen. Neben den in obiger Tabelle aufgeführten Prozessen sind auch semileptonische Zerfälle von Baryonen oder Mesonen möglich, die Charm-Quarks enthalten, beispielsweise: $D^0 \rightarrow K^-\mu^+\nu_\mu$, $D^+ \rightarrow \bar{K}^0\mu^+\nu_\mu$, $D^- \rightarrow K^0\mu^-\bar{\nu}_\mu$ oder $\lambda_c \rightarrow \lambda_0\mu\nu_\mu$. Da diese eine sehr geringe Lebensdauer besitzen ($\tau_{D^0} \approx 0,4$ ps, $\tau_{D^\pm} \approx 1,1$ ps [Gru05]) und somit nahezu sofort zerfallen ohne vorher wechselzuwirken, entstehen bei diesen Prozessen Myonen hoher Energie. Da der Wirkungsquerschnitt für die Produktion dieser Mesonen mit Charm-Anteilen in Proton-Kern-Stößen aber sehr gering ist, sind diese Zerfälle erst bei sehr hohen Energien der primären Teilchen signifikant [Gru05].

Wie bei den Pionen handelt es sich bei den Myonen keinesfalls um stabile Teilchen. Auch sie zerfallen über die schwache Wechselwirkung nach einer allerdings längeren mittleren Lebensdauer von $\tau_\mu \approx 2,197 \mu\text{s}$ in ihre „leichteren Vertreter“ [PRSZ07]:

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu\end{aligned}$$

Da die Leptonenzahl nach bisherigen Erkenntnissen (bei allen bisher beobachteten Prozessen [Dem10]) auch stets innerhalb der einzelnen Leptonen-Familien erhalten ist, findet sich neben dem Elektron bzw. Positron und deren zugehörigen Neutrinos auch jeweils das entsprechende Neutrino aus der Myonenfamilie unter den Zerfallsprodukten.

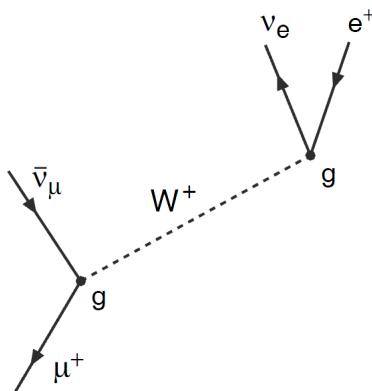


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramm eines Anti-Myon-Zerfalls [PRSZ07].

Wie in obigem Feynman-Diagramm zu sehen, überträgt ein Myon bzw. in diesem Falle Anti-Myon seine Ladung auf das positive Austauschteilchen W^+ der schwachen Wechsel-

wirkung und wandelt sich dabei in ein Anti-Myon-Neutrino um. Das W^+ -Boson seinerseits zerfällt in ein Positron und ein Elektron-Neutrino. Die entstehenden Teilchen weisen somit ein kontinuierliches Energiespektrum auf.

Für die negativ geladenen Myonen kommt eine weitere Zerfallsmöglichkeit hinzu. Wie auch Elektronen können sie eine Bindung mit Atomkernen eingehen. Aufgrund ihrer großen Masse von $m_\mu \approx 105,658 \text{ MeV}/c^2$ bewegen sich die Myonen dabei allerdings auf einer deutlich engeren Bahn um den Kern als die Elektronen mit einer Masse von nur $m_e \approx 510,998 \text{ keV}/c^2$ [NIST]. Ebenso ist die Energie der Myon-Atomniveaus um den Faktor $m_\mu/m_e \approx 207$ größer. Ab einer Kernladungszahl von $Z=10$ kommt es zu einer Überlappung der 1s-Myonenbahn mit dem Kerninneren [MRRS95]. Die Wellenfunktion der Myonen und damit auch ihre Aufenthaltswahrscheinlichkeit hat dann also einen von Null verschiedenen Wert innerhalb des Kerns. Folglich kann es zu einer Wechselwirkung des Myons mit einem Proton des Kerns kommen:

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$$

Analog zum Prozess des Elektronen-Einfangs, ergibt sich also ein Kerneinfang des Myons in Folge dessen sich das Proton in ein Neutron umwandelt.

Die nach einem solchen Prozess verbleibenden Kerne sind ihrerseits zumeist instabil. Beispielsweise in Wasser (im Rahmen dieser Arbeit als Medium verwendet) bleibt nach Reaktion mit einem Sauerstoffkern ein angeregter ^{16}N -Kern zurück, der mit einer Halbwertszeit von etwa 7,13 Sekunden zerfällt [KAERI]. Das analog in Wasser bei einer Reaktion mit einem Wasserstoffatom entstehende einzelne Neutron wiederum, zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von etwa 886,7 Sekunden [PRSZ07].

Wird also bei einer Lebensdauermessung (s. Abschn. 4.3) ein negatives Myon in Wasser gestoppt, können sowohl direkter als auch indirekter Zerfall über Bildung eines Myon-Atoms stattfinden. Dies führt zu einer deutlichen Reduzierung der effektiven Lebensdauer und schlägt sich auch in den Ergebnissen einer solchen Messung nieder.

2.2.2 Wechselwirkung der Myonen mit Materie

Durchqueren geladene Teilchen Materie, so kommt es in Folge von Interaktionen mit Hüllenelektronen zu Ionisationen oder Anregungen der beteiligten Atome. Der mit den Ionisationen verbundene Energieverlust kann für schwere geladene Teilchen, wie die Myonen, durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden [PRSZ06]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad \text{mit } \beta = \frac{v}{c} \quad (2.3)$$

Dabei steht z für die Ladungszahl und v für die Geschwindigkeit der Teilchen, sowie n für die Elektronendichte und I für das mittlere Anregungspotential der Atome der durchquerten Materie. Wie zu erkennen ist, hängt der Energieverlust pro Wegstrecke nicht von der Masse, sondern lediglich der Geschwindigkeit und Ladung der Teilchen ab. Da sich die

Elektronendichte über die Dichte des Mediums beschreiben lässt, wird der Energieverlust auch oft in der Form $-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ angegeben, da diese dann nahezu materialunabhängig ist (abgesehen von dem effektiven Anregungspotential I). Der beschriebene Zusammenhang ist in Abb. 2.6 gezeigt.

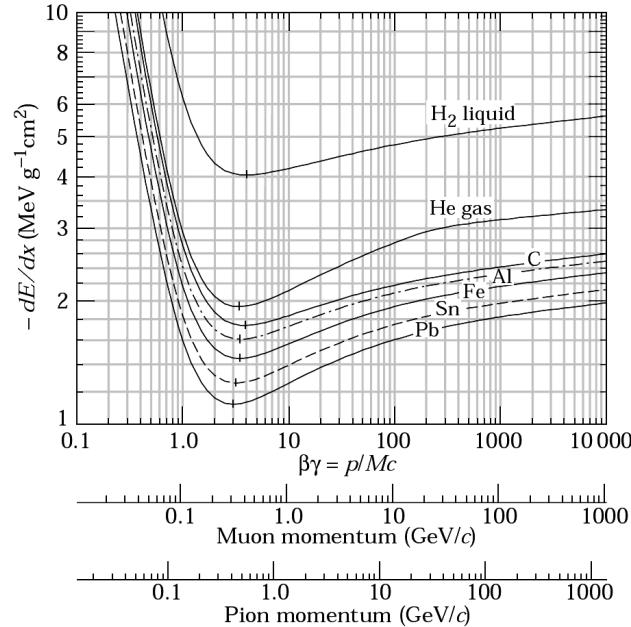


Abbildung 2.6: Mittlere Energieverlustrate geladener Teilchen aufgrund von Ionisationseffekten in verschiedenen Medien, aufgetragen für Myon- und Pion-Impulse [Y⁺06].

Für geringe Energien (bzw. Geschwindigkeiten) der Teilchen fällt der Energieverlust in etwa mit $\sim \frac{1}{v^2}$ ab. Für große Energien steigt er wiederum logarithmisch an. Dazwischen wird ein Minimum erreicht, welches für Teilchen mit $\beta\gamma \approx 2 - 3$ bei etwa $-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \approx 1,5 - 2 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \text{cm}^2$ liegt. In diesem Zusammenhang wird häufig von minimal ionisierenden Teilchen (MIP=minimum ionizing particles) gesprochen.

Für Myonen im GeV-Bereich dominieren die beschriebenen Ionisations-Effekte den Gesamtenergieverlust der Teilchen beim Durchqueren der Erdatmosphäre. Zu höheren Energien hin gewinnt der in Abschn. 2.1.2 bereits geschilderte Energieverlust durch Bremsstrahlung zunehmend an Wichtigkeit. In dichteren Medien spielen bei zunehmenden Teilchenenergien auch weitere Prozesse wie die direkte Elektron-Positron-Paarbildung und die Photoproduktion eine größer werdende Rolle (vgl. Abb. 2.7).

Bei der direkten Paarbildung entsendet das Myon ein virtuelles Photon, welches dann ein Elektron und ein Positron hervorbringt. Da dieser Prozess durch zwei elektromagnetische Vertizes beschrieben wird, ist der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Kopplungskonstante α der elektromagnetischen Wechselwirkung und nicht wie bei der Bremsstrahlung einfach proportional [Sta10]. Der Wirkungsquerschnitt ist daher um einen Faktor $\alpha \approx \frac{1}{137}$ geringer.

Auch der Prozess der Photoproduktion ist mit der Emission eines virtuellen Photons ver-

knüpft, welches bei Wechselwirkung mit Atomkernen sekundäre Hadronen erzeugen kann. Da aber bereits die Produktion eines Pions mindestens eine Schwerpunktsenergie erfordert, die der Summe von Proton- und Pion-Masse entspricht, ist der Wirkungsquerschnitt für Myonen im GeV-Bereich noch sehr gering [Sta10].

Der gesamte Energieverlust bestimmt sich zu folgender Gleichung [Gri01]:

$$-\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E)E \quad (2.4)$$

Dabei ist $a(E)$ für gemäßigt relativistische Teilchen durch die beschriebene Bethe-Bloch-Formel (s. Gl. 2.6) gegeben.

Der Faktor des zweiten Terms setzt sich aus

$$b(E) = b_{br}(E) + b_{pair}(E) + b_{ph}(E),$$

also der Summe der energieabhängigen Verlustbeiträge von Bremsstrahlung, direkter Paarbildung und Photoproduktion, zusammen.

Die genaue Gestalt der einzelnen Beiträge soll hier nicht näher diskutiert werden. Grob lässt sich festhalten, dass die Verluste von Bremsstrahlung und direkter Paarbildung vom Verhältnis Z^2/A abhängen, im Gegensatz zu den Ionisationsverlusten, welche nur von Z/A abhängen. Dabei meint Z die Kernladungszahl und A die Massenzahl der Atome der durchlaufenen Materie.

Abbildung 2.7 zeigt die Einzelbeiträge der Effekte zum Gesamtenergieverlust von Myonen in sogenanntem „Standard-Fels“ (definiert über die mittleren Werte von $Z = 11$, $A = 22$ und der Dichte $\rho = 2,65 \text{ g/cm}^3$ [Gri01]).

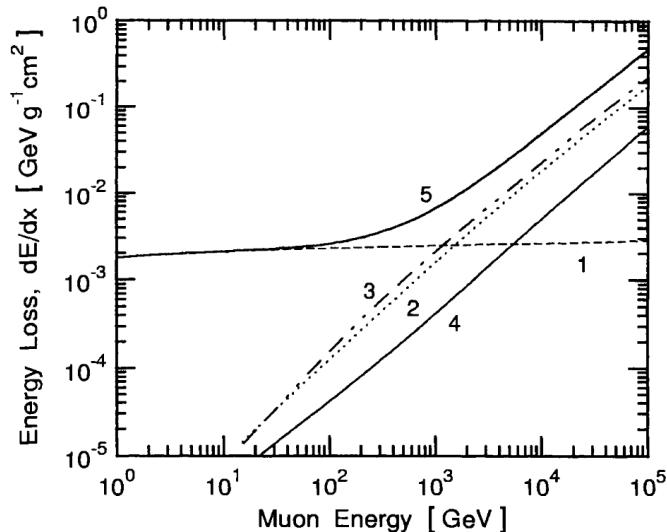


Abbildung 2.7: Energieverlust von Myonen in Standard-Fels. Dabei sind gezeigt: (1) Ionisations-, (2) Bremsstrahlungs-, (3) Paarbildungs- und (4) Photoproduktions-Verluste, sowie (5) die Summe aller Beiträge, nach Rhode (1993) [Gri01].

2.2.3 Myonen auf Meeressniveau - die *harte Komponente*

Wie schon unter 2.1.2 beschrieben stellen die Myonen, ausgenommen der Neutrinos, den überragenden Anteil der sekundären kosmischen Strahlung auf Meeressniveau dar. Ihre Flussdichte durch eine horizontale Fläche beträgt dort grob 1 Teilchen pro cm^2 und Minute [Gru05]. Die Myonen werden aufgrund ihrer großen Durchdringungskraft auch als *harte Komponente* der Sekundärstrahlung bezeichnet, während die kurzreichweiten Elektronen und Positronen sowie die γ -Quanten der Bremsstrahlung als *weiche Komponente* gelten. Da die Myonen, wie bereits mehrfach erwähnt, zum größten Teil aus dem Zerfall geladener Pionen stammen, steht zu vermuten, dass auch ihr Energie- oder Impulsspektrum nahezu ein Abbild des Pion-Spektrums darstellt.

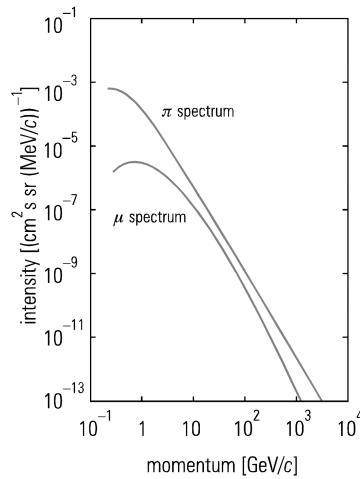


Abbildung 2.8: Myon-Spektrum auf Meeressniveau im Vergleich mit dem Pion-Spektrum bei der Erzeugung [Gru05].

In der Tat zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Intensitäten für Impulse zwischen etwa 10 und 100 GeV/c^2 (s. Abb. 2.8). Über und unter diesem Impuls-Intervall ist eine deutliche Abnahme der Myon-Intensität gegenüber dem Pion-Spektrum zu erkennen. Die deutlich geringere Intensität bei geringen Impulsen liegt daran, dass die Wahrscheinlichkeit für Myonen den Erdboden zu erreichen mit sinkender Energie abnimmt.

Betrachtet man allein die Zerfallslänge, so ist die Geschwindigkeit der Myonen zu gering als dass sie aus den großen Höhen ihrer Entstehung den Weg bis auf Meeressniveau zurücklegen könnten.

Dass überhaupt Myonen trotz ihrer geringen Lebensdauer von $\approx 2,2 \mu\text{s}$ die Erdoberfläche erreichen ist dem Phänomen der relativistischen Zeitdilatation und Längenkontraktion zu verdanken. So würden selbst hochrelativistische Myonen auf den ersten Blick nur eine mittlere Zerfallslänge von $d \approx \tau_\mu c \approx 660 \text{ m}$ aufweisen. Die Lebensdauer der Myonen bezieht sich aber nur auf deren Ruhesystem. Aufgrund der hohen Relativgeschwindigkeit v zwischen den Myonen und dem System Erde ergibt sich eine erhebliche Zeitdifferenz zwischen

beiden Systemen. So verstreicht auf der Erde während einer mittleren Lebensdauer der Myonen eine um den Lorentzfaktor γ längere Zeit. Für ein Myon mit einer Gesamtenergie von $E_\mu = 10 \text{ GeV}$ ergibt sich zum Beispiel:

$$\tau_\mu^{Erde} = \gamma \tau_\mu = \frac{E_\mu}{m_\mu c^2} \tau_\mu \approx 0,2 \text{ ms}.$$

Daraus ergibt sich wiederum eine Zerfallslänge von

$$d^{Erde} = \tau_\mu^{Erde} \cdot v = \tau_\mu^{Erde} \cdot c \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \approx 60 \text{ km}.$$

Ein derartiges Myon kann den Erdboden also erreichen.

Umgekehrt überstreicht das Myon in seinem Ruhesystem eine geringere Strecke als aus der Sicht des Systems Erde. Es gilt:

$$d^{Myon} = \frac{1}{\gamma} \cdot d^{Erde} \approx 630 \text{ m}.$$

Ein Myon geringer anfänglicher Gesamtenergie, beispielsweise mit $E_\mu = 1 \text{ GeV}$, weist trotz der relativistischen Effekte eine zu geringe Zerfallslänge auf:

$$d^{Erde} = \gamma \tau_\mu \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} c \approx 6,2 \text{ km}.$$

Das Myon wird daher meistens zerfallen oder von einem Atomkern absorbiert werden ehe es die Erdoberfläche erreichen kann.

Die Abweichung bei hohen Impulsen röhrt daher, dass die Zerfallslänge derartig energiereicher Pionen deren mittlere freie Weglänge übersteigt. Dies führt zu weiteren Wechselwirkungen bei denen zwar wiederum Pionen entstehen können, diese aber nur Myonen geringerer Energien hervorzubringen vermögen.

Winkelverteilung der Myonen

Einen weiteren wichtigen Aspekt stellt die Abhängigkeit der Intensität der Myonen vom Zenitwinkel dar. Die Myonen mit den höchsten Energien, die mittels magnetischer Spektrometer registriert wurden, wurden in nahezu horizontaler Richtung detektiert [Gri01]. Der Grund dafür liegt bei den Erzeuger-Teilchen der Myonen, den Pionen der ersten Generation von Wechselwirkungen der Primärteilchen. Diese durchqueren unter zunehmendem Winkel zum Zenit eine immer größere Strecke geringerer Atmosphärendichte. Dadurch erhöht sich die Zerfallswahrscheinlichkeit der Pionen gegenüber der Wahrscheinlichkeit für weitere Interaktionen. Damit steigt letztlich auch die Zahl der erzeugten hochenergetischen Myonen. Dies führt dazu, dass ab einem gewissen Impuls der Myonen, die Intensität unter großen Zenitwinkeln die Intensität aus vertikaler Richtung übersteigt. Im Falle eines Zenitwinkels von 83° , wie in Abbildung 2.9 zusehen, ist dies ab einem Impuls von $p_\mu \approx 170 \text{ GeV}/c^2$ der Fall [Gru05].

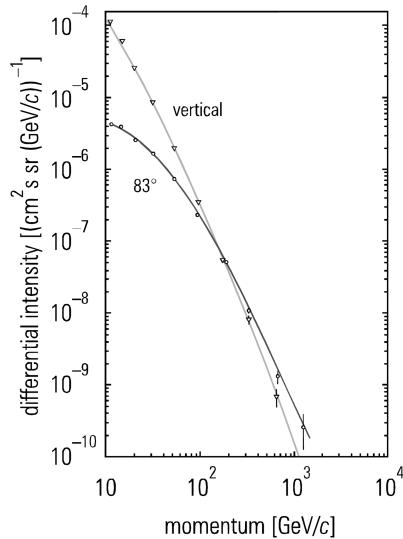


Abbildung 2.9: Myon-Impulsspektrum auf Meeresniveau aus vertikaler und geneigter Richtung [Gru05].

Für geringe Myonen-Impulse ergibt sich der umgekehrte Effekt. Unter großen Winkeln zum Zenit steigt für die Myonen sowohl die durchlaufene Strecke höherer Atmosphärendichte als auch die insgesamt zurückzulegende Strecke bis zum Erreichen des Meeresniveaus. Dadurch erhöhen sich auch hier Zerfallswahrscheinlichkeit und Absorbtionseffekte, wodurch sich die Zahl der auf Meeresniveau ankommenden Myonen zunehmend verringert (s. Abb. 2.9). Dies ist ebenso der dominierende Effekt bei der Betrachtung der Gesamtintensität der Myonen, wodurch im Mittel die Zahl der vertikalen Myonen deutlich über der der aus nahezu horizontaler Richtung einfallenden Myonen liegt.

Bis zu einem Zenitwinkel θ von etwa 75° kann die Intensität I der Myonen durch folgenden Ausdruck beschrieben werden [Gru05]:

$$I(\theta) = I(0^\circ) \cdot \cos^n(\theta) \quad (2.5)$$

Dabei ist $n = n(p)$ eine Funktion des Myon-Impulses (s. Abb. 2.10 links). Für einen mittleren Impuls der Myonen von 1 GeV ergibt sich ein Wert von $n \approx 1,85$ auf Meeresniveau [Gri01].

Das Ladungsverhältnis der Myonen

Weitere Rückschlüsse lassen sich auch aus dem Verhältnis der Anzahl positiv und negativ geladener Myonen ziehen. Auch hier stellt das Verhältnis weitestgehend ein Abbild des Ladungverhältnisses der Pionen dar. Dieses wiederum wird durch die Natur der Primärteilchen und deren Wechselwirkungen beherrscht. Der überragende Anteil von Protonen am primären Teilchenfluss kippt auch das Ladungsverhältnis der entstehenden Teilchen zu einem Überschuss von positiven Teilchen hin. Das Ladungsverhältnis der Myonen kann so gewissermaßen als ein Maß für das mittlere Proton zu Neutron Verhältnis in der

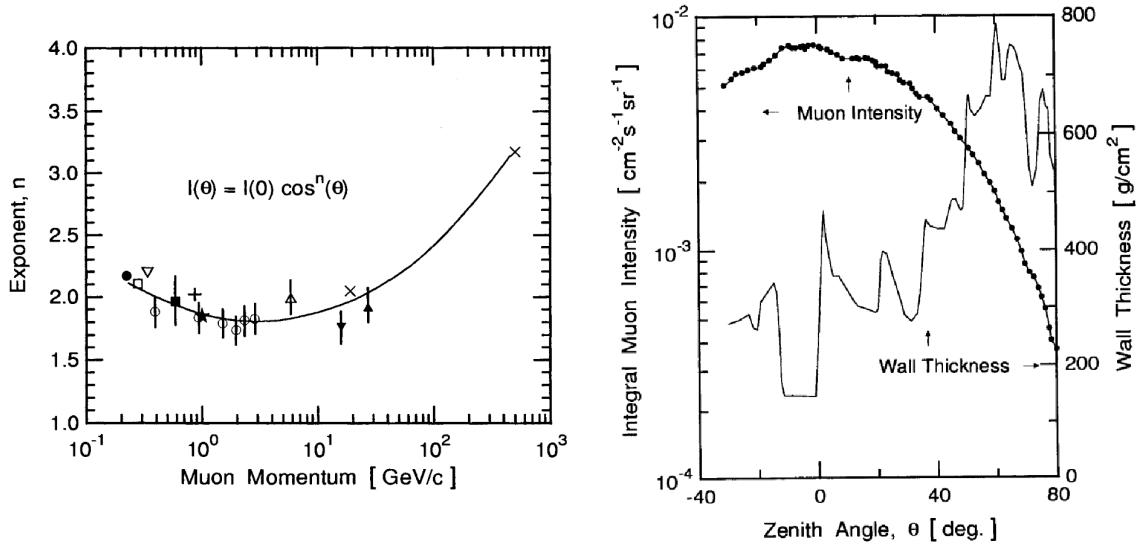


Abbildung 2.10: Links: Impuls-Abhängigkeit des Exponenten n der Zenitwinkel-Distribution der Myonen, $I(\theta, > p) = I(0^\circ, \geq p) \cdot \cos^n(\theta)$ auf Meeresniveau (Bhattacharyya, 1974b) [Gri01]. Rechts: Zenitwinkel Abhängigkeit der integrierten Myon-Intensität über $1 \text{ GeV}/c$ auf Meeresniveau, aufgenommen bei Okayama, Japan ($\approx 134^\circ$ E, $\approx 34,7^\circ$ N, 3.3 m a.s.l.) (Tsuji et al. 1995); „The irregularities are mostly due to the roof and wall profile, also indicated“ [Gri01].

primären kosmischen Strahlung angesehen werden [Sta10].

Dies zeigt folgende Überlegung:

Betrachtet man die Interaktion zweier Protonen, so kann es zu einer Ladungsaustauschreaktion kommen [Sta10]:

$$p + p \rightarrow n + p + \pi^+ + \dots \quad (2.6)$$

Obgleich die Effekte bei Wechselwirkungen mit Atomkernen der Erdatmosphäre, welche in etwa zur Halfe aus Protonen und zur anderen Halfe aus Neutronen bestehen, geringer sind, sind sie dennoch deutlich bemerkbar [Sta10]. Berücksichtigt man, dass bei höherer Energie der Primärteilchen auch mehrere Pionen bei einer Wechselwirkung erzeugt werden können, ergeben sich unter Hinzunahme des weiter oben vorgestellten Prozesses (2.2), folgende mögliche Wechselwirkungen für Proton-Kern-Stoe [Gru05]:

$$p + N \rightarrow p' + N' + k\pi^+ + k\pi^- + r\pi^0, \quad (2.7)$$

$$p + N \rightarrow n + N' + (k+1)\pi^+ + k\pi^- + r\pi^0. \quad (2.8)$$

Dabei meinen k und r die jeweiligen Multiplizitäten der erzeugten Teilchen sowie N ein Nukleon des beteiligten Atomkerns.

Würde man also einen gleich großen Wirkungsquerschnitt für beide Reaktionen annehmen, ergäbe sich für das Ladungsverhältnis der Pionen

$$\frac{N_{\pi^+}}{N_{\pi^-}} = \frac{2k+1}{2k} = 1 + \frac{1}{2k}. \quad (2.9)$$

Dabei steht N_{π^\pm} für die jeweilige Zahl positiver oder negativer Pionen.

Für das Ladungsverhältnis der Myonen, wurden experimentell folgende Werte gefunden (Abb. 2.11):

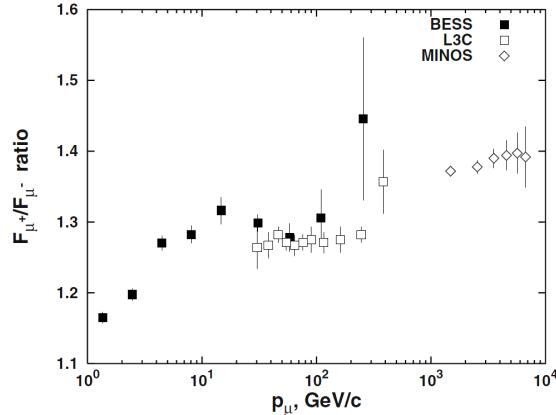


Abbildung 2.11: Myon-Ladungsverhältnis als Funktion des Myon-Impulses. Die Messwerte entstammen dabei den in der Legende eingetragenen Experimenten [Sta10].

Über einen großen Bereich der Impulsverteilung von etwa $10 \text{ GeV}/c^2$ bis hin zu $200 \text{ GeV}/c^2$ ergibt sich somit etwa

$$\frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}} \approx 1,28.$$

Für niedrige Multiplizitäten, also niedrigere Energien der Primärteilchen passt dies gut zu dem aus Gl. 2.9 erwarteten Wert. Für $k = 2$ ergäbe sich beispielweise ein Ladungsverhältnis der Pionen von 1,25.

2.3 Der Cherenkov-Effekt

Zu den bisher genannten Energieverlusten geladener Teilchen beim Durchqueren von Materie kommt ein weiterer Effekt hinzu: der Cherenkov-Effekt. Der durch diesen Effekt bedingte Energieverlust macht jedoch nur einen geringen Bruchteil des Gesamtenergieverlustes aus und wurde deshalb in den vorangegangenen Betrachtungen außer Acht gelassen. Gerade diesen Effekt macht sich aber der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Detektor zu Nutze.

Übersteigt die Geschwindigkeit $v = \beta c$ eines geladenen Teilchens beim Durchqueren eines Mediums mit dem Brechungsindex n die Phasengeschwindigkeit c/n des Lichtes in diesem Medium, so kommt es zur Emission von sogenannter *Cherenkov-Strahlung*.

Dies lässt sich über die beim „Vorbeiflug“ eines geladenen Teilchens an den Atomen des durchquerten Mediums bewirkte Polarisation der Elektronenhüllen erklären. Durch die kurzzeitige Polarisation entsteht ein zeitlich veränderliches Dipolmoment, was zu einer Aussendung von elektromagnetischen Wellen führt. Ist die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens gering ($v < c/n$), so können sich die einzelnen Dipole regelmäßig anordnen, wodurch sich das effektive Gesamtdipolmoment zu Null ergibt. Übertrifft die Geschwindigkeit des Teilchens jedoch die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium

$(v > c/n)$ so kommt es zu einer asymmetrischen Anordnung der Dipole in Fortbewegungsrichtung des Teilchens. Dadurch ergibt sich ein von Null verschiedenes Gesamtdipolmoment. Dies resultiert in einer Emission elektromagnetischer Kugelwellen in jedem Punkt der Teilchenbahn, was in Abb. 2.12 veranschaulicht ist:

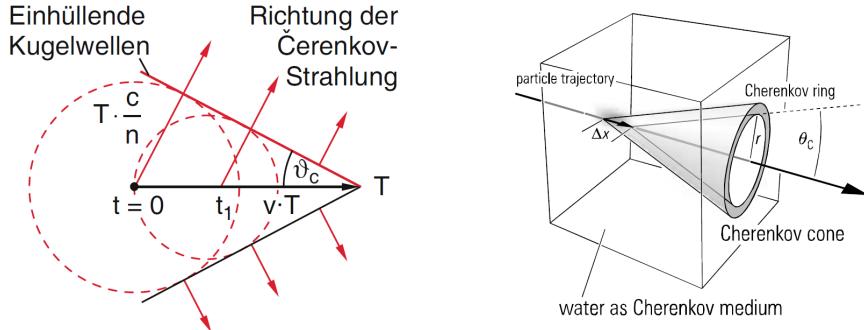


Abbildung 2.12: Links: Ausbildung ebener Wellenfronten unter dem Winkel θ zur Ausbreitungsrichtung [Dem10]. Rechts: Entstehung eines Cherenkov-Kegels und Rings in Wasser [Gru05].

Die einzelnen Kugelwellen überlagern sich zu einer ebenen Wellenfront, die sich mit der Phasengeschwindigkeit des Lichtes ausbreitet. Es bildet sich ein sogenannter „Cherenkov-Kegel“ der ein Analogon zu dem von Überschallflugzeugen bekannten *Machschen Kegel* darstellt. Für den Winkel θ zwischen Emissions- und Fortbewegungsrichtung ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\cos(\theta) = \frac{\frac{c}{n} \Delta t}{v \Delta t} = \frac{1}{n \cdot \beta} \quad (2.10)$$

Aus der daraus folgenden Bedingung $n \cdot \beta \geq 1$ ergibt sich eine Mindestgeschwindigkeit v_{min} bzw. Mindestenergie E_{min} der Teilchen, um Cherenkov-Licht erzeugen zu können:

$$v_{min} = \frac{c}{n} \quad \text{bzw.} \quad E_{min} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta_{min}^2}} = m_0 c^2 \sqrt{\frac{n^2}{n^2 - 1}} \quad (2.11)$$

Dabei steht m_0 für die Ruhemasse des Teilchens.

Für einen Brechungsindex $n \approx 1,33$ von Wasser [xx], welches in dieser Arbeit als Detektor-Medium dient, ergibt sich somit eine Mindestgeschwindigkeit von $v_{min} \approx 0,752c$, was für Myonen einer Mindestgesamtenergie von $E_{min} \approx 160,3 \text{ MeV}$ gleichkommt.

Unter Vernachlässigung der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex, lässt sich die Anzahl N der pro Wegstrecke dx emittierten Cherenkov-Photonen im Wellenlängenintervall zwischen λ_1 und λ_2 zu

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1\lambda_2} = 2\pi\alpha z^2 \cdot \sin^2(\theta) \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1\lambda_2} \quad (2.12)$$

berechnen [Gru05], wobei α für die bereits erwähnte em. Kopplungskonstante steht, welche auch unter der Bezeichnung „Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante“ bekannt ist und z die Ladungszahl des emittierenden Teilchens meint.

Aufgrund des zur Wellenlänge antiproportionalen Zusammenhangs, werden überwiegend

Photonen kurzer Wellenlängen und somit hoher Frequenzen und hoher Energien erzeugt. Betrachtet man den sichtbaren Wellenlängenbereich (400 nm bis 700 nm), so können einfach geladene Teilchen, wie die Myonen, welche sich mit einer Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit bewegen ($\beta \approx 1$), in Wasser etwa 214 Photonen pro cm zurückgelegter Strecke emittieren.

Der in dieser Arbeit verwendete Detektor lässt eine Strecke von bis zu ca. 15 cm zu [Fui03]. Ein Myon kann somit unter Vernachlässigung der Energieverluste beim Durchqueren des Wassers bis zu etwa 3200 Photonen im sichtbaren Wellenlängenbereich im Detektor erzeugen. Diese Anzahl von Photonen reicht aus um durch den nachfolgenden Photomultiplier nachgewiesen werden zu können (s.3.1.2).

Betrachtet man anstelle von Wasser Luft als Medium (Brechungsindex von Luft auf Meeressniveau etwa $n \approx 1,0003$ [Sta10]), so ergibt sich unter den selben Voraussetzungen gerade einmal eine Anzahl von ungefähr 4,4 sichtbaren Photonen, die maximal im Detektor erzeugt werden können.

Es kann davon ausgegangen werden, dass eine derart geringe Anzahl von Photonen mit dem nachfolgenden Photomultiplier nicht nachgewiesen werden kann, zumal nur ein Bruchteil der im Detektor erzeugten Photonen den Photomultiplier erreicht.

Wird der verwendete Detektor unbefüllt betrieben, kann ein registriertes Signal also mit sehr hoher Sicherheit nicht von einem Myon erzeugt worden sein. Dadurch wird eine Untergrundmessung des Aufbaus möglich (s. Abschn. 4.1).

Es sei jedoch angemerkt, dass trotz der geringen Zahl erzeugter Photonen in Luft, auch Luft-Cherenkov-Detektoren beispielweise zum Nachweis von Photon-induzierten elektromagnetischen Schauern in der Erdatmosphäre verwendet werden [Gru05].

3 Detektor & Messelektronik

Im Folgenden wird der Versuchsaufbau, bestehend aus Detektor und nachfolgender Messelektronik, näher erläutert.

3.1 Der Detektor

Der Detektor setzt sich im Wesentlichen aus einer Thermoskanne und einem Photomultiplier zusammen. Deren Funktionsweise wird im Weiteren beschrieben.

3.1.1 Die Thermoskanne

Das „Herzstück“ des Detektors bildet eine handelsübliche Thermoskanne, die mit Wasser gefüllt wird. Durch den zuvor erläuterten Cherenkov-Effekt hinterlassen die Myonen eine „Spur“ aus Photonen im Wasser. Zu deren Nachweis befindet sich in einem aufschraubbaren Aufsatz ein Photomultiplier (s. Abb. 3.1), welcher die aufgenommene Cherenkov-Strahlung in kurze, geringe Ladungs- bzw. Spannungssignale umwandelt. Diese können

dann von einer nachfolgenden Messelektronik aufgezeichnet und ausgewertet werden (s. Abschn. 3.2). Um zu erreichen, dass ein möglichst großer Anteil der im Wasser erzeugten Photonen auch den Photomultiplier erreicht, wird eine Thermoskanne mit verspiegelten Innenwänden verwendet. Der im Rahmen der Staatsexamensarbeit von Matthias Fuidl [Fui03] an der Universität Mainz entwickelte aufschraubbare Aufsatz und die dort verwendete Thermoskanne sind in Abbildung 3.1 in einem Querschnitt durch den Detektor gezeigt.



Abbildung 3.1: Querschnitt durch den Detektor [Fui03].

Zu erkennen sind (1) die Platine, die Vorverstärker und Sendeeinheit enthält, (2) die Spannungsteilereinheit des Photomultipliers, (3) die Dynoden des Photomultipliers und (4) das Innenvolumen der Kanne [Fui03].

Dieser Aufbau wurde in dieser Arbeit übernommen und nicht weiter verändert.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst auf die Funktionsweise des Photomultipliers eingegangen.

3.1.2 Photomultiplier

Ein Photomultiplier (PM) dient zur Umwandlung von Lichtsignalen zu messbaren elektrischen Signalen und besteht im Wesentlichen aus einer Photokathode und einem Sekundärelektronenvervielfältiger (SEV). Den schematischen Aufbau zeigt Abbildung 3.2. Die Bildung des elektrischen Signals erfolgt im Prinzip wie folgt:

- Cherenkov-Photonen treffen durch das Glasfenster des PM auf die Photokathode und lösen über den Photoeffekt Primärelektronen heraus.
- Die Primärelektronen werden fokussiert und durch eine positive Potentialdifferenz von der Kathode auf die erste Dynode beschleunigt.
- Die auftreffenden Primärelektronen lösen Sekundärelektronen aus der Dynode.

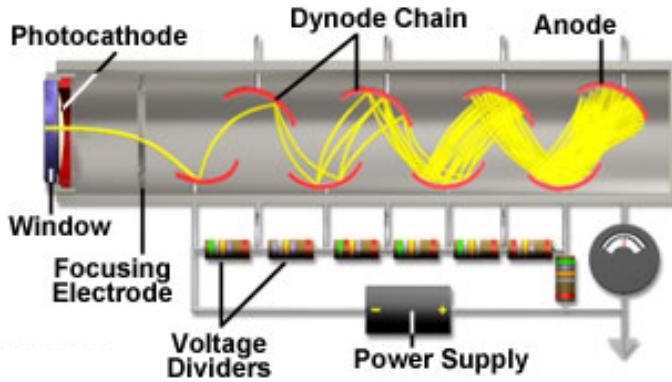


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers [OFRC].

- Zur Versorgung der Dynoden mit einem stets positiver werdendem Potential wird ein Spannungsteiler verwendet.
- Die vielfach verstärkte Ladung sammelt sich an der Anode und kann über einen Widerstand abgegriffen werden.

Ein typischer PM weist 10-14 Dynodenstufen auf und erreicht damit eine Verstärkung des primären Photostroms um einen Faktor von bis zu 10^7 [Leo94]. Eine wichtige Größe ist zudem die Quantenausbeute η der im PM verbauten Photokathode, welche das Verhältnis von erzeugten Primärelektronen zur Anzahl einfallender Photonen kennzeichnet. Heutige Photokathoden erreichen Quantenausbeuten von 10% bis 30%, wobei die Quantenausbeute eine Wellenlängenabhängigkeit aufweist, weshalb der Wert üblicherweise in Bezug zu einer Peak-Wellenlänge angegeben wird [Leo94]. Für Bialkali ergibt sich beispielsweise eine Quanteausbeute von 26% bei einer Wellenlänge von 420 nm [Leo94]. Da hier die gleichen PM verwendet wurden wie in der Staatsexamensarbeit von M. Fuidl [Fui03] und für diese keine Datenblätter vorliegen, kann die Zahl der benötigten Photonen oder umgekehrt die resultierende Signalamplitude nur beispielhaft abgeschätzt werden. Die von M. Fuidl bereits durchgeführte Abschätzung sei hier übersichtshalber noch einmal durchgeführt (in leicht abgeänderter Form). Der sekundäre Emissionskoeffizient δ der einzelnen Dynoden, welcher wiederum die Zahl erzeugter Sekundärelektronen im Verhältnis zur Zahl der einfallenden Elektronen darstellt, beträgt typischerweise 3-5 [Fui03]. Bei einem 9-stufigen PM ergibt sich damit ein Verstärkungsfaktor G von

$$G = \delta^9 \approx 4^9 \approx 2,6 \cdot 10^5.$$

Unter der stark vereinfachten Annahme, dass etwa 10% der bis zu 3200 im Detektor erzeugten Photonen (s. Abschn. 2.3) die Photokathode erreichen und diese eine Quantenausbeute von etwa 20% über den gesamten sichtbaren Bereich (hier 400 nm bis 700 nm) aufweist, ergibt sich eine resultierende Ladungsmenge Q von

$$Q = 320 \cdot e \cdot \eta \cdot G \approx 2,7 \cdot 10^{-12} \text{ C}.$$

Die Ladung sammelt sich innerhalb von 5 ns an der Anode und wird üblicherweise über einen 50Ω Widerstand abgegriffen.

Damit ergibt sich ein Spannungspuls von

$$\Delta U = R \cdot I \approx R \cdot \frac{\Delta Q}{\Delta t} \approx 27 \text{ mV}$$

Dieser Wert liegt für starke Myon-Signale in der experimentell beobachteten Größenordnung.

Aufgrund der geringen benötigten Austrittsenergie für das Herauslösen von Elektronen aus der Photokathode kann es bei Betrieb des Photomultipliers zu thermisch bedingtem Rauschen kommen. Dies macht im Falle einer Ratenmessung eine Bestimmung der thermischen Untergrundrate nötig und kann, wie weiter oben beschrieben, durch eine Messung ohne Wasser in den Kannen bewerkstelligt werden.

3.1.3 Versuchsaufbau

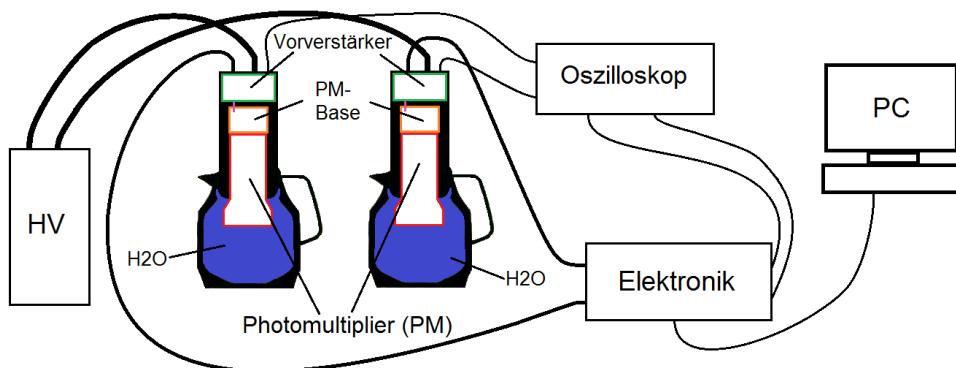


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.

In Abbildung 3.3 ist der prinzipielle Versuchsaufbau zu sehen. Es werden dabei zwei der vorgestellten Detektoren parallel betrieben. Dies ermöglicht über eine Koinzidenzschaltung beider Detektoren eine Messung der Winkelverteilung des Myonenflusses (s. Abschn. 4.2). Die Photomultiplier werden über ein Hochspannungsgerät (HV), in diesem Fall das Modell 456 der Firma ORTEC, mit einer negativen Hochspannung von 1,5-1,6 kV versorgt. Die am Vorverstärker ausgekoppelten Photomultiplier-Signale werden in der nachfolgenden Elektronik aufbereitet und können schließlich am Computer aufgenommen und ausgewertet werden. Gleichzeitig ist auch ein direkter Abgriff der PM-Signale möglich, um die Signale beispielsweise an einem Oszilloskop zu untersuchen oder in einer alternativen Elektronik weiter zu verarbeiten.

3.2 Die Messelektronik

Um eine Auswertung mittels Computer oder Zählerbausteinen zu ermöglichen, müssen die schnellen (<30 ns) und schwachen (<50 mV) Photomultiplier-Signale zunächst verstärkt, in logische Signale umgewandelt und verbreitert werden.

Da der aufgebaute Versuch letztlich für Schulbesuche gedacht ist, ist es notwendig die Elektronik für eine bessere Transportabilität möglichst kompakt zu halten. Die nach dem Vorverstärker folgende Elektronik wurde daher durch Bausteine mit integrierten Schaltungen auf einer Platine realisiert. Die Platine wurde dabei nach Schaltplänen, die an der Universität Wuppertal [Z⁺10] entwickelt wurden, in der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik in Münster hergestellt und bestückt. Zusätzlich zur ursprünglichen Schaltung sollen Zählerdisplays zur Anzeige der Einzelrate beider Detektoren sowie der Anzahl der Koinzidenzen (s. Abschn. 4) hinzugefügt werden, was jedoch im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht mehr bewerkstelligt werden konnte.

Um die Funktionstauglichkeit der neuen Elektronik zu überprüfen, wurde zusätzlich eine Referenz-Elektronik aufgebaut. Dabei wurden verschiedene NIM-Standard-Module (Nuclear Instrumentation Modules) genutzt, welche die gleichen Funktionen übernehmen wie die kompakte Elektronik. Der NIM-Standard definiert mechanische und elektrische Eigenschaften für Module, die vor allem bei Experimenten in der Kern- und Teilchenphysik zum Einsatz kommen.

Sowohl der Aufbau mit NIM-Standard-Modulen als auch die Funktionsweise der neu gebauten Elektronik, die von nun an mit „Messbox-Elektronik“ bezeichnet wird, werden in den folgenden Kapiteln erläutert.

3.2.1 Signalweg

Der grobe Signalweg ist für beide Elektroniken gleich. Abbildung 3.4 zeigt diesen schematisch.

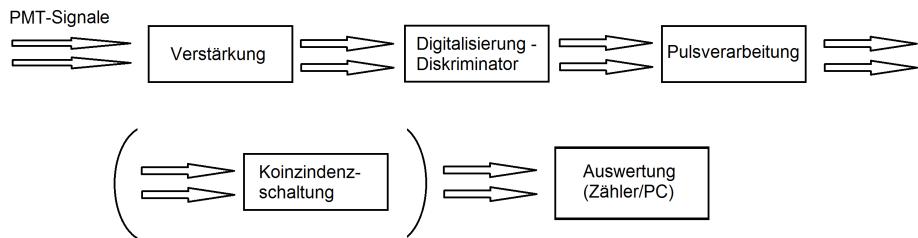


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Signalwegs.

Zunächst werden die an den Photomultipliern ausgekoppelten negativen Spannungs-Signale verstärkt. Darauffolgend findet eine Digitalisierung der verstärkten Signale statt. Dies geschieht mittels eines sogenannten Diskriminators über einen Vergleich der Signalamplituden mit einer festen, einstellbaren Schwellspannung. Verbleibt das ankommende Spannungssignal unterhalb des Schwellwertes, so liegt am Ausgang des Diskriminators ein Signal an, dass in binärer Sprache „logisch 0“ entspricht. Übersteigt das ankommende Signal den Schwellwert hingegen, so entsteht ein „logisch 1“-Signal am Ausgang. Die digitalisierten Signale werden anschließend u.a. verbreitert, im Einzelnen weist die weitere Pulsverarbeitung beider Elektroniken jedoch geringe Unterschiede auf, die erst bei der

näheren Betrachtung der jeweiligen Elektronik beschrieben werden. Wahlweise können die Signale in Koinzidenz geschaltet werden, um eine Messung gleichzeitiger Signale in beiden Detektoren zu ermöglichen. Bei der Messbox-Elektronik übernimmt diese Funktion ein Mikrocontroller. Die bereits digitalisierten und verbreiterten Signale können jedoch auch vor der Verarbeitung durch den Mikrocontroller ausgekoppelt werden, so dass eine Weiterverarbeitung der Pulse in den Modulen der NIM-Elektronik möglich ist. Aufgrund von Problemen, die im Zusammenhang mit dem Mikrocontroller auftraten, wurde diese Funktion bei den durchgeführten Tests oft genutzt (s. Abschn. 4). Ein Zähler ermöglicht schließlich je nach Beschaltung eine Messung der Einzelraten beider Detektoren oder die Zählung der Koinzidenzen. Bei der Messbox-Elektronik ist ein Ansteuern des Mikrocontrollers über eine USB-Schnittstelle (näheres s. 3.2.3, Unterpunkt: Auswertung) und somit eine Aufnahme der vom Mikrocontroller erfassbaren Signale am Computer möglich. Letzteres lässt auch eine Messung der Lebensdauer der Myonen zu (s. Abschn. 4.3).

3.2.2 Die NIM-Elektronik

Nach dem Testen mehrerer NIM-Module in Betrieb mit den Detektoren wurde letztlich die im Folgenden beschriebene Konstellation für die (meisten) unten vorgestellten Testmessungen (s. Abschn. 4) verwendet. Nur das duale Zähler-Modul wurde für einige der späteren Tests durch ein Zähler Modul mit vier Eingangskanälen ersetzt. In Abbildung 3.5 ist die Konstellation mit letzterem Zähler-Modul dargestellt.

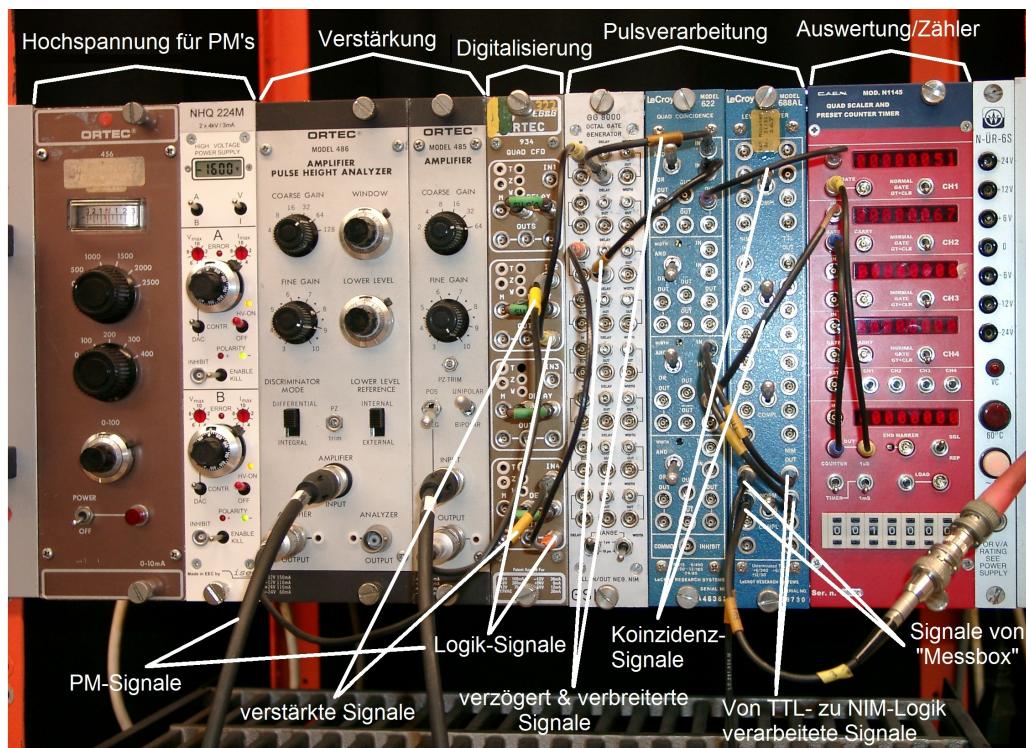


Abbildung 3.5: Aufbau der NIM-Module mit beispielhafter Zählerbeschaltung.

Abhängig davon, welche Ereignisse gezählt werden sollen, muss die Verbindung mit dem Zähler-Modul abgeändert werden. Im abgebildeten Fall werden beispielsweise die Koinzidenzen beider Detektoren - sowohl über den Weg der NIM-Elektronik als auch über den Weg (bis zur Koinzidenz-Einheit) der Messbox-Elektronik - gezählt.

Verstärkung

Die Verstärkung der PM-Signale übernehmen zwei Module vom Modelltyp 485 und 486 der Firma ORTEC. Die Übertragung der PM-Signale zu den Eingängen der beiden Module erfolgt dabei über ein BNC-Kabel⁵. Das Modell 486 lässt eine Grund-Verstärkung um den Faktor 4-128 sowie eine Fein-Verstärkung um den Faktor 3-10 zu. Bei Modell 485 ist der Grund-Verstärkungs-Faktor auf bis zu 64 begrenzt. Beide Module formen durch Filtrierung und Integration aus dem ankommenden negativen Input-Signal ein geglättetes und verstärktes Ausgangssignal. Die Integrationszeit beider Module unterscheidet sich jedoch um einen konstanten Betrag, was die Einstellung eines Delays (Zeitverzögerung) zwischen den Signalen beider Detektoren notwendig macht (s.u.).

Digitalisierung

Zur Erzeugung der logischen Signale wird ein Diskriminatormodell 934 der Firma ORTEC verwendet. Der Diskriminatormodell 934 besitzt vier Eingangs-Kanäle und jeweils drei simultane Ausgänge sowie einen komplementären Ausgang. Er arbeitet mit der sogenannten „Constant-Fraction-Methode“, die eine genauere Zeiteinstellung ermöglicht. Abbildung 3.6 veranschaulicht den Unterschied zwischen dem direkten Vergleich des eingehenden Signals mit einer Schwellspannung und dem Vergleich über diese Methode:

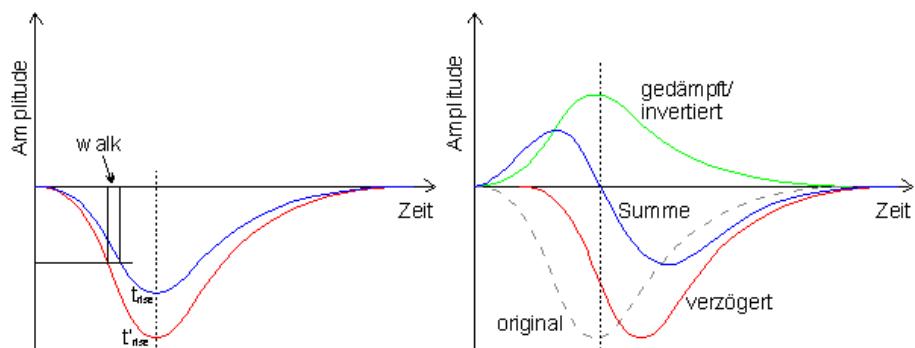


Abbildung 3.6: Vergleich von direktem Schwellvergleich (links) und der „Constant-Fraction-Methode“ (rechts) [UGFP].

Durch unterschiedliche Pulshöhen entsteht bei direktem Vergleich zweier gleichzeitiger Signale mit einer Schwellspannung eine Zeitverzögerung zwischen den Ausgangssignalen, ein sogenannter „Walk“. Um dies zu vermeiden wird bei der „Constant-Fraction-Methode“

⁵Bei der BNC-Steckverbindung handelt es sich um eine weitverbreitete Hochfrequenz-Steckverbindung für Koaxial-Kabel. Die Steckverbindung besitzt einen Bajonett-Verschluss für die Außenabschirmung und einen fest definierten Wellenwiderstand von 50Ω [ITWi].

das eingehende Signal zunächst um einen festen Zeitbetrag verzögert. Gleichzeitig wird ein invertiertes Signal des unverzögerten Eingangssignals gebildet und auf einen konstanten Bruchteil des ursprünglichen Signals gedämpft. Durch Addition beider Signale ergibt sich ein Signal, welches einen amplitudenunabhängigen Nulldurchgang an einer festen zeitlichen Position aufweist. Ein logisch „1“ Signal wird dann erzeugt, wenn das verzögerte Eingangssignal zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs den eingestellten Schwellwert überschreitet. Der Vergleich bezieht sich somit immer auf einen konstanten Bruchteil des eingehenden Signals, der von dem konstanten Dämpfungsfaktor (bei diesem Modul fest) und dem Delay (über Anschluss eines Kabels regelbar) des verzögerten Signals abhängt. In Abbildung 3.6 sind Verzögerungszeit und Dämpfungsfaktor so gewählt, dass das gedämpfte Signal gerade dem Bruchteil des ursprünglichen Signals entspricht bei dem der Vergleich mit der Schwelle stattfindet. Der Zeitpunkt des Nulldurchgangs entspricht dann gerade der Anstiegszeit des Eingangssignals.

Die vom Diskriminator erzeugten negativen Logik-Signale genügen der NIM-Logik-Familie. Ein Logisch „1“-Signal am Ausgang bedeutet in diesem Fall einen Strom von -16 mA , was bei einer üblichen Ausgangs-Impedanz von 50Ω einem Spannungspuls von -800 mV gleichkommt.

Pulsverarbeitung

Aufgrund der unterschiedlichen Laufzeiten der Analog-Signale durch die Verstärker-Module wird im Anschluß an das Diskriminator-Modul ein variables Delay eingebaut mit dem die logischen Signale synchronisiert werden. Da die langsamten Ausgangssignale der Verstärker (Anstiegszeiten von etwa $1\mu\text{s}$ und etwa $2\mu\text{s}$) trotz Einsatz eines Constant-Fraction-Diskriminators für signifikante Schwankungen im Timing der Signale zueinander sorgten, wurden die vom Diskriminator kommenden Logik-Pulse auf etwa 500 ns verbreitert, um eine zuverlässige Koinzidenzmessung zu gewährleisten. Aufgrund der niedrigen Rate der Myonenereignisse in den Kästen stellt dies kein Problem dar. Beide Funktionen werden von einem GSI GG 8000 Delay-Generator übernommen. Dieses Modul akzeptiert als Eingang schnelle NIM-Logik-Signale und lässt eine Delayeinstellung von 65 ns bis zu $12\mu\text{s}$ und eine Pulsverbreiterung auf 40 ns bis etwa $10\mu\text{s}$ zu.

Als Koinzidenzeinheit dient das Modell 622 der Firma LeCroy. Es besitzt vier unabhängige Kanäle mit jeweils zwei Eingängen für NIM-Logik-Signale. Dabei kann zwischen der AND und OR Bedingung gewechselt werden (Logik-Tab. s. Anhang A.1). Liegt also bei einer AND-Einstellung auf beiden Eingangs-Kanälen für mindestens $\approx 1\text{ ns}$ gleichzeitig logisch „1“ an, so werden die Signale als koinzident betrachtet und auch der Ausgang wird auf logisch „1“ geschaltet. Durch die Verbreiterung der Pulse werden demnach auch Signale als gleichzeitig betrachtet, die Zeitunterschiede von bis zu knapp 500 ns aufweisen.

Sollen zusätzlich die vor dem Mikrocontroller ausgekoppelten Signale der Messbox-Elektronik in der Koinzidenz-Einheit verarbeitet und mit dem Zähler registriert werden, muss

ein weiteres Modul verwendet werden. Die von der Messbox-Elektronik erzeugten Signale entsprechen der TTL-Logik-Familie und müssen daher zunächst zu NIM-Logik-Signalen adaptiert werden. Dazu wird das Modell 688 von LeCroy verwendet. Dieses ermöglicht die Umwandlung der Logik-Level der zwei Familien in beiden Richtungen. Bei der TTL-Logik entspricht eine Spannung von unter 0,8 V logisch „0“ und Spannungen von über 2 V logisch „1“.

Auswertung/Zähler

Zur Auswertung der Ereignisse wurde ein Zähler-Modul verwendet. Mit diesem lassen sich registrierte Signale in einem Speicherregister zählen und die ermittelte Anzahl auf einem Display anzeigen.

Dabei wurde zunächst das Modell 994 von ORTEC verwendet. Das Modul besitzt zwei gleichzeitig nutzbare Eingangskanäle, die je nach Einstellung NIM-Logik-Signale oder positive Signale mit einer einstellbaren Schwellspannung von bis zu 9,5 V akzeptieren. Ein interner Timer mit 10 MHz-Takt ermöglicht eine Echtzeit-Zählung der registrierten Signale. Über einen einstellbaren Preset lässt sich zudem eine feste Zeitdauer festlegen, in der gezählt werden soll. Werden beide Eingänge für das Zählen externer Signale genutzt, ist eine gleichzeitige Messung der Zeit leider nicht möglich. Zwei weitere Eingänge ermöglichen das Zählen nach einem externen Takt.

Das später genutzte Modul N1145 von CAEN bietet die Möglichkeit vier Eingangssignale gleichzeitig zu zählen. Ebenso lässt sich für jeden Kanal eine separate Zählzeit (mit bis zu 80 MHz Takt) einstellen. Im Gegensatz zum vorherigen Zählermodul ist dies auch bei gleichzeitigem Betrieb aller vier Kanäle möglich. Dieses Modul akzeptiert sowohl NIM- als auch TTL-Logik-Signale.

3.2.3 Die Messbox-Elektronik

Die vollständigen Schaltpläne sowie das Layout der Messbox-Platine befinden sich in Anhang A.2, A.3 und A.4. Im Folgenden sind nur die jeweils relevanten Ausschnitte dargestellt.

Verstärkung

Die PM-Signale werden zunächst in der von der Universität Mainz stammenden Platine vorverstärkt. Diese befindet sich unmittelbar über dem Betriebskopf des Photomultipliers. Für die Verstärkung der Signale wurde hier der Baustein AD8002 verwendet. Dabei handelt es sich um einen Operationsverstärker mit zwei Verstärkerstufen und einer hohen Bandbreite von 600 MHz, was die Verarbeitung der schnellen PM-Signale möglich macht. Beide Verstärkerstufen wurden durch externe Widerstände zu invertierenden Verstärkern beschaltet. Mit den gewählten Widerständen ergibt sich ein jeweiliger Verstärkungsfaktor

von $v_1 = -\frac{470\Omega}{56\Omega} \approx -8,4$ (8). Die Zahl in Klammern steht dabei hier sowie im Folgenden für den praktisch erwarteten Wert, da es sich bei der theoretischen Formel um eine Idealisierung handelt. Durch Hintereinanderschaltung beider Stufen wird somit eine Verstärkung von $v'_1 \approx +70,6$ (64) erreicht.

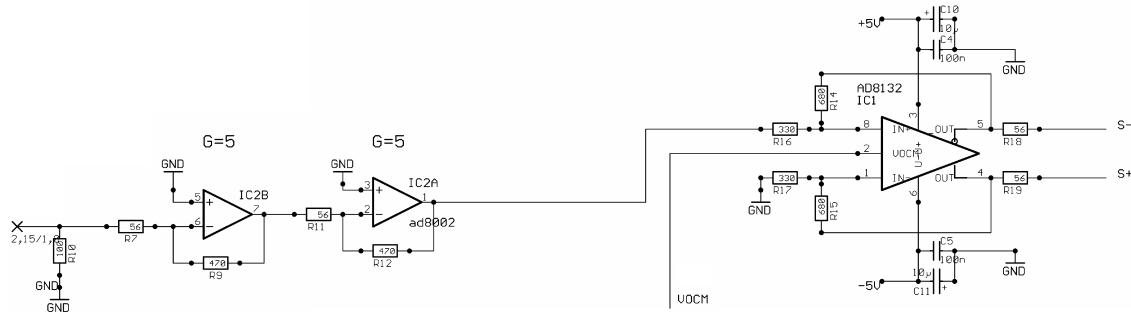


Abbildung 3.7: Ausschnitt aus Schaltplan des Vorverstärkerteils (s. Anhang A.2.1) nach [Fui03].

Der nachfolgende differenzielle Verstärker AD8132 erzeugt ein zusätzliches invertiertes Signal. Dies ermöglicht eine differenzielle Übertragung, bei der das invertierte Signal beim Empfänger vom nichtinvertierten Signal subtrahiert wird. Da das bei der Übertragung über ein Kabel möglicherweise einkoppelnde Rauschen zu beiden Signalen gleichermaßen (zumindest idealer Weise) hinzukommt, fällt dieses bei der Subtraktion heraus. Die Beschaltung durch Widerstände ergibt nochmals eine Verstärkung von $v_2 = \pm \frac{680\Omega}{330\Omega} \approx \pm 2,1$ (2). Die Signal-Übertragung zur Messbox-Platine wird über ein 5 poliges DIN-Kabel realisiert, was die gleichzeitige Spannungsversorgung der Vorverstärker-Platine über zwei der Pole ermöglicht.

Der Empfängerbaustein AD8132 (s. Abb. 3.8) verstärkt wie beschrieben die Differenz der beiden Signale, in diesem Fall um einen Faktor $v_3 = 1 + \frac{510\Omega}{51\Omega} = 2$.

Durch die Subtraktion wird das ursprüngliche Signal zusätzlich verdoppelt.

Insgesamt ergibt sich somit eine Verstärkung von $v_{ges} = 2 \cdot v'_1 \cdot v_2 \cdot v_3 \approx 593(512)$.

Digitalisierung

Zur Digitalisierung dient der Komparator MAX902 (s. Abb. 3.8). Im Gegensatz zur NIM-Elektronik findet hier ein direkter Vergleich der Signale mit einer Schwellspannung statt. Da die verwendeten Verstärker-Bausteine aber die Signale nur linear verstärken und keine zusätzliche Pulsformung stattfindet, besitzen die Signale weiterhin die ursprünglichen kurzen Anstiegszeiten. Ein möglicher „Walk“ beläuft sich somit auf einige Nanosekunden. Die Einstellung der Vergleichsspannung ist über ein Potentiometer möglich, dessen Abgriff mit einer Stellschraube geregelt werden kann. Ein Abgriff der Spannungen zur Außenhülle der Messbox ermöglicht das Auslesen der Schwellwerte mittels Voltmeter.

Die Logik-Level am Ausgang liegen bei diesem Komparator bei 0 V für logisch „0“ und bei etwa 5 V für logisch „1“. Sie sind somit TTL-kompatibel.

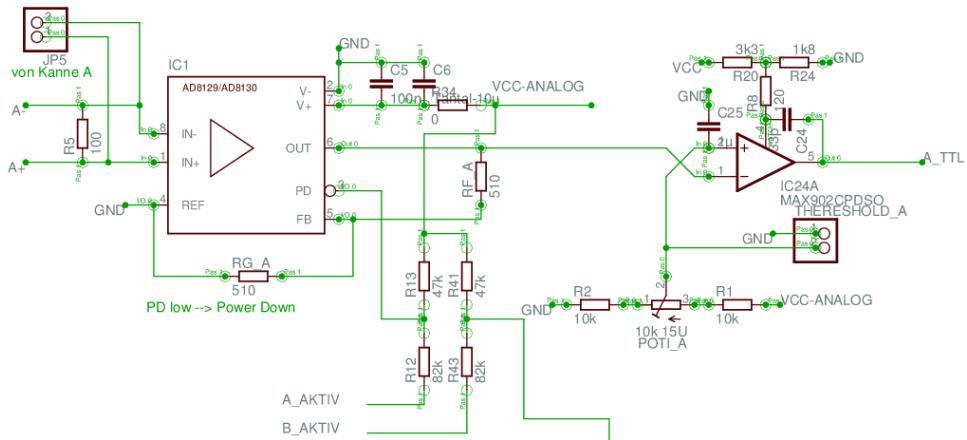


Abbildung 3.8: Ausschnitt aus Schaltplan des Empfangs- und Digitalisierungsteils (s. Anhang A.3.1) nach [Z+10].

Der Komperator enthält zwei Stufen, von denen jeweils eine für einen der beiden Detektoren verwendet wird, die Diskriminierung beider Kanäle findet also im gleichem Baustein statt.

Pulsverarbeitung

Der nachfolgende Baustein 74HC221 (s. Abb. 3.9) sorgt für eine zeitliche Dehnung der Signale. Es handelt sich bei diesem um einen monostabilen Multivibrator oder kurz Monoflop. Ein Monoflop besitzt nur einen stabilen Zustand. Kippt es bei Ansteuerung mit einem Eingangsimpuls also in die entgegengesetzte Lage, so kehrt es nach einer bestimmten Zeit stets in die Ausgangslage zurück. Das Monoflop ist so geschaltet, dass es bei einer aufsteigenden Flanke, also dem Wechsel von einem niedrigen (Low-) zu einem hohen Spannungs-Pegel (High-Level), seinen Ausgang ebenfalls auf ein High-Level schaltet. Dieses Level wird gehalten bis das Monoflop in den stabilen Zustand zurückkippt. Die Haltezeit τ wird üblicherweise über ein RC-Glied (Widerstand, Kondensator) festgelegt und beträgt $\tau = \ln(2) \cdot R \cdot C$ [PhSe]. Obschon der Baustein aus CMOS-Schaltungen aufgebaut ist und diese üblicherweise Teil einer eigenen Logik-Familie sind, sind die Ein- und Ausgänge der 74HC-Bausteine auch mit den Leveln der TTL-Logik kompatibel [PhSe]. Es entsteht somit ein Logik-Puls der Länge der Haltezeit. Mit den verwendeten Größen $R=2\text{k}\Omega$ und $C = 100\text{pF}$ ergäbe sich hier eine Haltezeit von etwa 140 ns. Das Monoflop arbeitet in diesem Bereich jedoch nicht mehr linear. Im Datenblatt [PhSe] ist ein Wert von knapp 300 ns angegeben, welcher auch der im Experiment gefundenen Pulslänge entspricht. Das Monoflop ist außerdem nicht retriggerbar, d.h. weitere aufsteigende Flanken bleiben während der Haltezeit unwirksam.

Über den komplementären Ausgang lassen sich die Signale hier wie oben angesprochen an zwei BNC-Buchsen abgreifen.

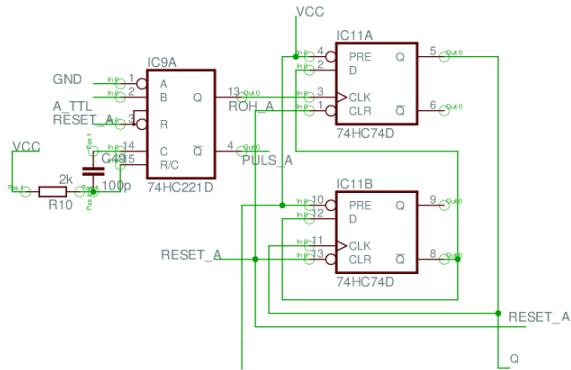


Abbildung 3.9: Ausschnitt aus Schaltplan für die Pulsverarbeitung (s. Anhang A.3.2) nach [Z+10].

Der andere Ausgang führt weiter zu einem zweistufigen D(Data)-Flip-Flop mit zusätzlichen Set- und Reset-Eingängen, dem Baustein 74HC74. Beide Stufen sind so zusammengeschaltet, dass sie wie ein T(Toggle)-Flip-Flop fungieren. Das T-Flip-Flop invertiert bei jeder aufsteigenden Flanke seinen Ausgang. Durch die Belegung der Set- und Reset-Eingänge befindet sich der Ausgang des T-Flip-Flops zunächst auf einem Low-Level. Dies ist bei einer Messung von Doppelereignissen wie bei einer Lebensdauermessung der Myonen (s. Abschn. 4.3) von Nutzen. Aus der Zeitspanne, in der der Ausgang des T-Flip-Flops nach eingehendem Logik-Puls auf dem High-Pegel verharrt (eben bis zum nächsten Eingangs-Puls), lässt sich direkt der Abstand aufeinander folgender Ereignisse bestimmen.

Um zu verhindern, dass das T-Flip-Flop bei ausbleibendem Doppelpuls auf einem High-Pegel verbleibt, wird es nach einer bestimmten Dauer, in der keine „echten“ Doppelereignisse mehr zu erwarten sind, über den Reset-Eingang durch den Mikrocontroller (s.u.) in seinen Ursprungszustand versetzt.

Computerauslese

Hier kommt ein Mikrocontroller zum Einsatz. Bei Mikrocontrollern handelt es sich um programmierbare Schaltungen (Prozessoren), die (mindestens) über Peripherie-Schnittstellen verfügen und sich mit diesen vereint auf einem Halbleiterchip befinden. Ein Programm bestimmt die Funktionsweise der Schaltung. Dabei werden mittlerweile oft auch der Arbeits- und Programmspeicher auf dem Chip integriert. Häufig kommen noch Zusatzfunktionen wie Timersysteme, Analog-Digitalwandler oder Watchdog-Systeme etc. hinzu, die ebenfalls auf dem Chip integriert werden. Verwendet wird hier der Mikrocontroller PIC18F2550 [MTInc]. Er weist einen 32 kB Programm-(Flash), einen 2,048 kB Arbeits-(SRAM) sowie einen 256 Byte Datenspeicher (EEPROM) auf. Zudem besitzt er 4 Timer-Module (1 mit 8-Bit- und 3 mit 16-Bit-Register) und ein 10-Bit 10-Kanal Analog-Digital-Wandler-Modul. Die interne Taktfrequenz beträgt 8 MHz. Die für die Kommunikation über die vorliegende USB-Schnittstelle (s.u.) erforderliche Taktfrequenz von 48 MHz kann aber mit Hilfe einer

Phase-locked-loop-Schaltung und einem externen Taktgeber erreicht werden.

Als Taktgeber fungiert hier ein 20 MHz-Quarz. Der Ausgang des Quarzes führt neben dem Oszillator-Eingang des Mikrocontrollers zusätzlich zu einem AND-Gatter. Dabei wurden jeweils zwei der vier NAND-Gatter (s. Tab. A.2 Anhang A.1) des Bausteins 74HC00 zusammen zu einem AND-Gatter geschaltet. Auf dem anderen Eingang des Gatters liegt der Ausgang des T-Flip-Flops.

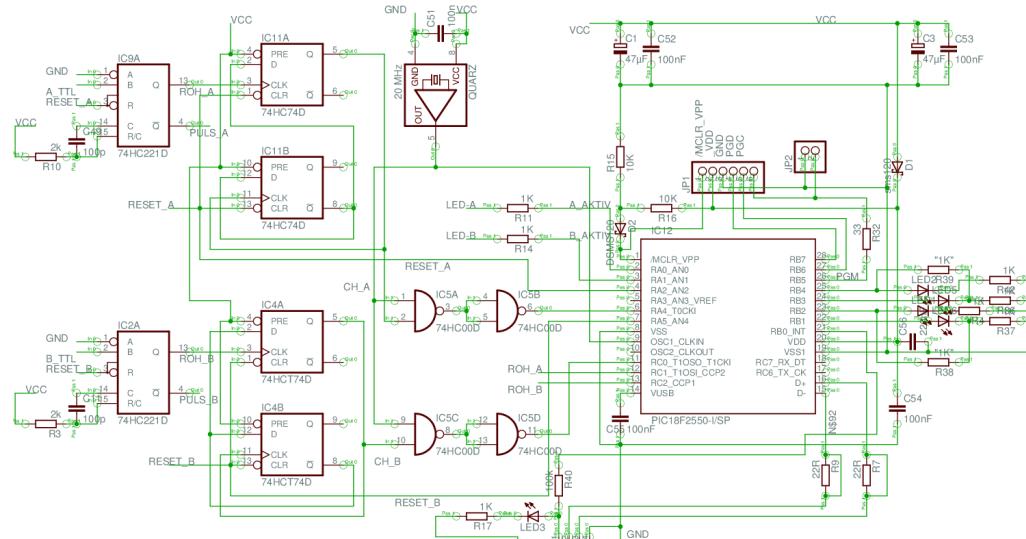


Abbildung 3.10: Ausschnitt aus Schaltplan für die Pulsverarbeitung und den Mikrocontroller (s. Anhang A.3.2) nach [Z⁺10].

Der Ausgang des AND-Gatters schaltet also nur auf einen High-Pegel, wenn Quarz und T-Flip-Flop gleichzeitig ebenfalls ein hohes Spannungs-Level aufweisen. Einer der Timer-Eingänge des Mikrocontrollers ist mit diesem verbunden. Der Timer erhöht bei jeder eingehenden aufsteigenden Flanke sein Register um den Wert 1. Liegt also der Ausgang des T-Flip-Flops durch ein eingehendes Signal auf logisch „1“, inkrementiert der Timer bei jedem Taktpuls des Quarz sein Register. Sobald der Ausgang des T-Flip-Flops durch ein zweites Signal auf logisch „0“ zurückgesetzt wurde, hört der Timer also auf zu zählen.

Der Mikrocontroller überprüft indessen in bestimmten Zeitintervallen (hier alle $200\ \mu\text{s}$) die Werte der Timerregister (für beide Detektoren). Dabei wird zunächst geprüft, ob der Zählerstand ungleich dem Startwert (s.u.) des Timers ist, also ob überhaupt ein Signal registriert wurde. Befindet sich ein solcher Wert im Register, so wird geprüft ob dieser mit dem Wert bei der vorangegangenen Überprüfung übereinstimmt, also ob der Timer mit dem Zählen gestoppt hat. Hat sich der Wert nicht verändert, so wird ein Datenwert erzeugt der dem Zählerstand abzüglich des Starwertes entspricht und der Timer zurückgesetzt. Aufgrund von Synchronisations Problemen musste für den Timer jedoch die Frequenz mit einem Frequenzteiler um den Faktor 2 reduziert werden. Der Timer zählt daher letztlich nur jeden zweiten Taktpuls, weshalb sich die Auflösung für die Zeitabstände auf $100\ \text{ns}$ ($1/10\ \text{MHz}$) beschränkt.

Bleibt das Doppelereignis aus, zählt der Timer fortwährend weiter. Der Mikrocontroller setzt in dem Fall nach einer bestimmten Zeit den Zustand des T-Flip-Flops und den Timer-Wert aktiv zurück. Dazu wurde der Startwert der Timer auf 65535 (16-Bit=65536) minus 5000 gesetzt. Die maximale Zählzeit entspricht dadurch etwa $500\ \mu\text{s}$, danach ist der Timer überlaufen. Ist dies bei der Überprüfung der Zustände der Fall, wird der genannte Reset ausgelöst.

Liegt außerdem innerhalb der $200\ \mu\text{s}$ von beiden Detektoren ein vom Startwert verschiedener Wert in dem jeweiligen Timerregister vor, so wird zusätzlich ein Datenwert gebildet, der der Differenz des höheren abzüglich des niedrigeren der beiden Zählerstände entspricht. Die Auswertung der „richtigen“ Koinzidenzen lässt sich dann nachträglich am Computer vornehmen. Dabei bietet es sich an einen maximal erlaubten Zeitabstand zu wählen, der der Pulsbreite, also etwa 300 ns entspricht.

Neben den Werten für die Zeitabstände im Falle von Doppelereignissen oder Koinzidenzen, erhält jedes Ereignis einen „Zeitstempel“ auf einer internen Zeitskala, die bei Beginn der Datenaufnahme initialisiert wird. Der Wert markiert also, wann ein Ereignis stattgefunden hat, was beispielsweise für eine Ratenmessung (s. Abschn. 4.1) wichtig ist. Die Auflösung für diesen Zeitstempel beschränkt sich auf 1 ms.

Bei der Schnittstelle handelt es sich wie bereits oben erwähnt um eine USB-Schnittstelle. Der Universal Serial Bus (USB) ist ein serieller Bus mit nur vier Leitungen und wird üblicherweise für die Verbindung eines Computers (Host) mit einem externen Gerät (Device) verwendet. Er ermöglicht zudem eine Verbindung beider Geräte im laufenden Betrieb. Wie bei dem differenziellen Kabel (s.o.) erfolgt die Datenübertragung über zwei Leitungen auf denen das Datensignal und das dazu invertierte Signal transportiert werden, die Spannungversorgung ist über die anderen beiden Kanäle sichergestellt. Bei einem seriellen Bus werden die Bits eines Datenpaketes nacheinander übertragen. Für die Geschwindigkeit der Datenübertragung via USB gibt es mehrere Standards. Der Mikrocontroller unterstützt hier die USB 2.0 Spezifikation.

Damit der Mikrocontroller vom Computer erkannt wird, ist zunächst eine Installation von Treibern auf dem jeweiligen Betriebssystem nötig. Der Mikrocontroller meldet sich dabei als virtuelle serielle RS-232-Schnittstelle an und ist über ein Terminal-Programm ansprechbar, unter Windows beispielsweise durch das standardmäßig vorhandene *HyperTerminal*. Die möglichen Befehle zur Steuerung des Mikrocontrollers finden sich in Anhang A.5.

Liegt eines der oben beschriebenen Ereignisse vor, so wird ein Datensignal an den Computer gesendet. Das Datensignal liegt dabei in Form eines Strings (Zeichenkette) fester Länge vor. Der String beginnt mit einem der Zeichen „a“, „b“ oder „c“ für ein Ereignis von Detektor A, Detektor B oder eine Koinzidenz (coincidence). Die nächsten vier Zeichen stehen für den Zeitabstand zwischen entweder den Doppelpulsen oder den Signalen von A und B im Falle einer Koinzidenz. Dabei handelt es sich um einen hexadezimalen Wert mit 4 Ziffern (in Einheiten von 100 ns). Im Falle eines Überlaufs wird ein Wert von

0000 ausgegeben. Ein „at“-Zeichen markiert den Zeitstempel des Ereignisses, der mit 8 weiteren hexadezimalen Ziffern angegeben wird (in Einheiten von 1 ms). Es ergeben sich also beispielsweise folgende Strings:

a0000@000025DA - Detektor A hat ein Ereignis zur Zeit $t=9690\cdot 1$ ms registriert, aber keinen Doppelpuls.

b001B@00009C83 - Detektor B hat zur Zeit $t=40067$ ms einen Doppelpuls mit einem Abstand von $27\cdot 100$ ns= $2,7\mu\text{s}$ registriert.

c0002@0065DF7C - Eine Koinzidenz zwischen beiden Detektoren wurde mit einer Zeitdifferenz von $2\cdot 100$ ns zwischen beiden Signalen detektiert.

Spannungsversorgung (s. Abb. A.2.2 & A.3.3)

Für die korrekte Betriebsspannung der einzelnen Bausteine muss die vom Netzteil gelieferte Spannung angepasst werden. Auf der Platine in der Messbox wird diese Funktion von den Spannungsreglern 7808T und 7805T übernommen, auf der Vorverstärkerplatine von den Spannungsreglern 78L05 und 79L05 (jeweils für positive und negative Spannung). Auf der Vorverstärkerplatine ist zudem ein Spannungs-Konverter, der Baustein ICL7660, notwendig, der die über das DIN-Kabel anliegende positive Spannung inverteert.

Die für den Abgleich der Schwellspannungen mittels Potentiometer bereitgestellte Spannung wird in der bisherigen Version ebenfalls durch die genannten Bausteine geregelt.

Um die Stabilität der Schwellspannungen zu verbessern wurde nun eine neue Referenzspannungsquelle, der Baustein ADR444 [ADIInc] eingebaut. Dabei wurde die Originalschaltung, wie in Abb. 3.11 gezeigt, ergänzt.

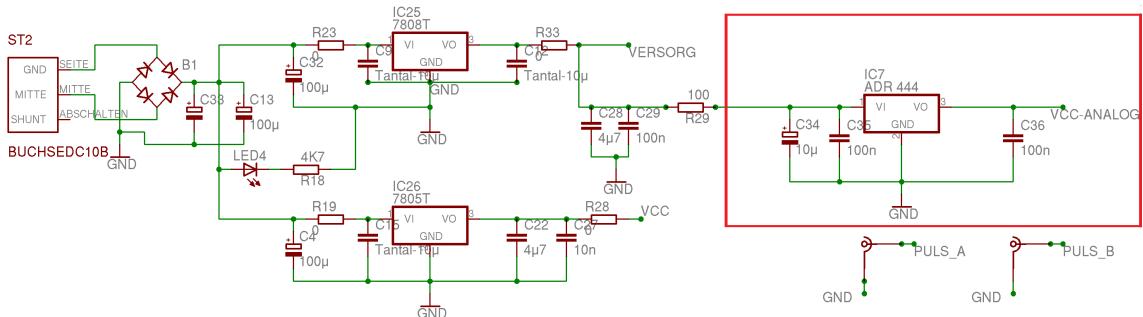


Abbildung 3.11: Ausschnitt aus modifiziertem Schaltplan (s. Anhang A.3.4). Die neu hinzugefügten Komponenten sind durch das rote Rechteck gekennzeichnet.

Der Baustein zeichnet sich durch seine besonders geringe Störanfälligkeit und niedrige Temperaturabhängigkeit aus. Dies zeigt sich auch in den durchgeföhrten Messungen (s. Abschn. 4).

4 Testmessungen

Um die Tauglichkeit des Aufbaus und insbesondere der neuen kompakten Elektronik für Schulbesuche zu testen, wurden verschiedene Tests durchgeführt. Zum einen Messungen, die später nach Möglichkeit auch in der Schule demonstriert werden können sollen (Ratenmessung, Winkelverteilung, Myonlebensdauer), zum anderen zusätzliche Tests zur Überprüfung von störenden Einflüssen auf die Elektronik, die bei eben jenen Messungen in Augenschein getreten sind.

4.1 Ratenmessung

Bei dieser Messung soll die Anzahl der Myonen, die die Thermoskannen je Zeiteinheit durchfliegen, bestimmt werden. Außerdem lässt sich mit dieser Messung die statistische Verteilung der Myoneneignisse veranschaulichen. Zufällige von einander unabhängige Einzelereignisse, die nur mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit auftreten lassen sich gut durch eine diskrete Poisson-Verteilung beschreiben. Die Wahrscheinlichkeitsfunktion dieser Verteilung ist gegeben durch [Sch00]:

$$P(k) = \frac{\lambda^k}{k!} \cdot e^{-\lambda} \quad \text{mit} \quad k \in \mathbb{N}_0 \quad (4.1)$$

Dabei meint P die Wahrscheinlichkeit dafür, dass k Ereignisse auftreten und λ den Erwartungswert der Verteilung.

Die im folgenden vorgestellte Messung erfolgte parallel sowohl mit der NIM- als auch mit der Messbox-Elektronik sowie mit beiden Detektoren, wobei hier in der Konstellation ohne Computer gemessen wurde. Zudem wurde der erwähnte neue Referenzspannungs-Baustein (s. Abschn. 3.2.3 Unterpunkt Spannungsversorgung) kurz vor dieser Messung bereits neu auf der Platine installiert.

Bei der Messung wurde die Zahl der registrierten Ereignisse in einem 10-Sekunden-Intervall jeweils 120 mal (\rightarrow Gesamtzeit: 20 Minuten) bestimmt.

Die Schwelleinstellungen beider Elektroniken wurden jeweils so vorgenommen, dass möglichst viele Ereignisse detektiert wurden, ohne dass sich dabei deutliche Diskrepanzen zwischen NIM- und Messbox-Elektronik zeigten, also so, dass nicht auf elektronisches Rauschen getriggert wurde. Da jedoch thermisches Rauschen der Photomultiplier bei gleichen Schwelleinstellungen auch gleichermaßen von beiden Elektroniken detektiert wird, wurde gleichzeitig darauf geachtet im Mittel eine Rate von unterhalb von 30 Ereignissen je 10 Sekunden zu erhalten. Orientiert wurde sich dabei an den Ergebnissen der im Rahmen der Staatsexamensarbeit von M. Fuidl [Fui03] durchgeführten Messungen mit den gleichen Thermoskannen, nach denen eine mittlere Einzelrate von etwas mehr als 2 Myonen pro Sekunde zu erwarten stand.

Die Werte bei der letzten Überprüfung der Einstellung vor Messbeginn finden sich in Tab. A.3 in Anhang A.6.1.

Abbildung 4.1 zeigt die relative Häufigkeit der jeweils ermittelten Einzelraten von Detektor B - einmal von der Messbox- und einmal von der NIM-Elektronik bestimmt. Mit Detektor A und B ist hier sowie im Folgenden stets eine Einheit aus Kanne, Photomultiplier, PM-Base und Vorverstärkerplatine gemeint.

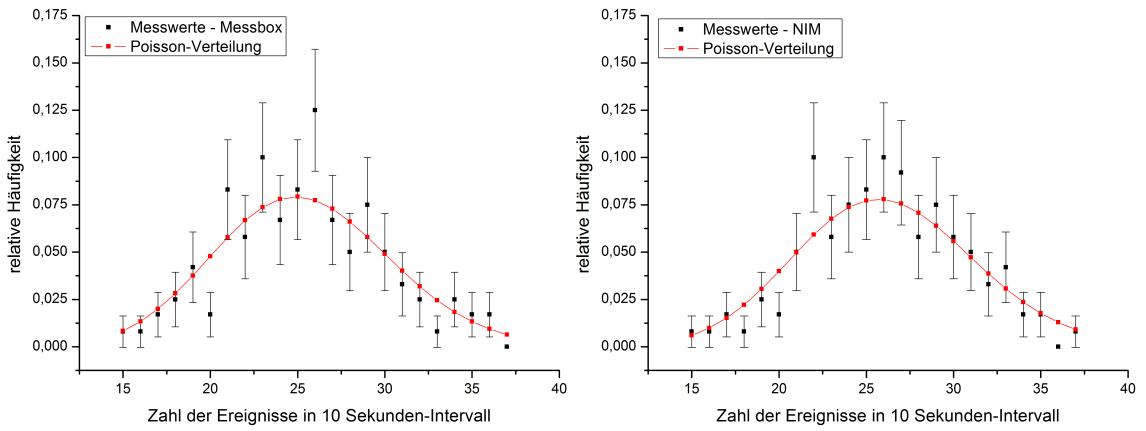


Abbildung 4.1: Verteilung der Einzelrate für Detektor B (Gesamtmeessdauer: 20 min), ermittelt mit der Messbox- (links) und der NIM-Elektronik (rechts).

Die eingetragenen Poisson-Verteilungen basieren auf dem jeweils errechneten Mittelwert der Rate als Schätzer für den „wahren“ Erwartungswert. In der Tat ergibt sich eine gute Übereinstimmung der exp. Werte mit dem so berechneten poissonverteilten Verlauf. Die Mittelwerte ergaben sich zu $\lambda_{\text{Messbox}}^B = (25,4 \pm 0,5) \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$ und $\lambda_{\text{NIM}}^B = (26,1 \pm 0,5) \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$. Der Fehler wurde dabei mit $\sigma = \sqrt{\frac{\lambda}{n}}$ berechnet, wobei n die Gesamtzahl der Einzelmessungen darstellt.

Beide Werte stimmen im Rahmen ihrer Unsicherheiten überein. Ganz im Gegensatz zu einer früheren Messung wichen aber vor allem die einzelnen „Paar-Werte“, also die mit den beiden Elektroniken aufgenommenen Werte im selben 10-Sekunden-Intervall, abgesehen von wenigen „Ausreißern“ nicht um mehr als 5 voneinander ab. Bei jener Messung vor Einbau des neuen Referenzspannungs-Bausteins tauchten Werte im selben Intervall von 27 und 12 oder aber auch umgekehrt von 9 und 21 zwischen den gezählten Ereignissen der Elektroniken auf, was zunächst nicht einmal erkennen lässt, ob dabei neben anderen Ereignissen überhaupt die selben Myoneneignisse registriert wurden. Die wahrscheinlichste Erklärung dafür stellen jedoch die zu diesem Zeitpunkt noch stark schwankenden Schwellspannungen bei der Messbox dar. Die Schwellen schwankten dabei permanent um bis zu $\pm 8\text{ mV}$, was bereits eine messbare Wirkung hatte. Mit zunehmender Messzeit kam auch eine Drift von über 10 mV in eine konstante Richtung hinzu. Durch den Einbau der neuen Referenzspannungsquelle wurde dies stark verbessert. Die Schwellen blieben seitdem auch bei Messungen von über 20 Stunden die gesamte Dauer über hinweg konstant (vgl. Tab. 4.4 Abschn. 4.4).

Um auf die Myon-Rate schließen zu können, muss im Anschluß noch eine Messung ohne

Wasser in den Kannen durchgeführt werden. Dazu wurde nur die Hochspannung herunter- und anschließend wieder heraufgeregelt, die Aufsätze ab- und aufgeschraubt und die Kannen entleert ohne dabei jedoch die Einstellung der Elektronik zu verändern. Die dann registrierten Pulse stammen nicht von Myonereignissen, sondern können als Rauschsignale aufgefasst werden (s. Abschn. 2.3).

In der etwa 10-minütigen (61 Intervalle) Messung ergaben sich folgende Werte (Abb. 4.2):

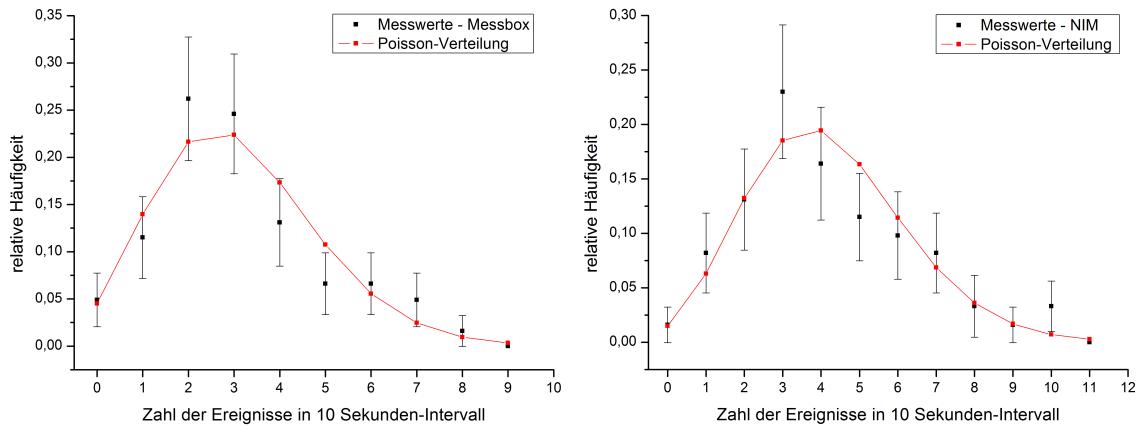


Abbildung 4.2: Messung der Rauschereignisse für Detektor B (Gesamtmeßdauer: 10 min), ermittelt mit der Messbox- (links) und der NIM-Elektronik (rechts).

Auch hier zeigt sich näherungsweise eine Poisson-Verteilung der Ereignisse. Wie zu erkennen ist, liegt auch das Rauschen der NIM-Elektronik etwas über dem der Messbox, was auch den Unterschied zwischen obigen Mittelwerten zu erklären vermag. Vermutlich lag einfach die Schwelleinstellung minimal unter der der Messbox-Elektronik, so dass mehr Ereignisse detektiert wurden. Die Mittelwerte ergaben sich hier zu $\lambda_{\text{Messbox}}^{B,\text{Rausch}} = (3,1 \pm 0,2) \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$ und $\lambda_{\text{NIM}}^{B,\text{Rausch}} = (4,2 \pm 0,3) \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$. Werden diese Werte von den obigen abgezogen, ergeben sich die bereinigten Mittelwerte zu $\lambda_{\text{Messbox}}^{B,\text{ber.}} = (22,3 \pm 0,6) \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$ und $\lambda_{\text{NIM}}^{B,\text{ber.}} = (21,9 \pm 0,6) \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$. Die parallel ermittelten Messwerte für Detektor A sind in Abb. A.1 und Abb. A.2 unter A.6.1 dargestellt. Auch dort stimmen die Verteilungen für beide Elektroniken weitestgehend mit der erwarteten überein und weisen zudem nur geringe Unterschiede zueinander auf. Die Mittelwerte wurden zu $\lambda_{\text{Messbox}}^A = (27,3 \pm 0,5) \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$ und $\lambda_{\text{NIM}}^A = (27,0 \pm 0,5) \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$ bestimmt. Bei der Messung des Rauschens kam es hier jedoch zu einem Problem, so lag bei der Messbox-Elektronik die Rate auch ohne Wasser im Mittel bei etwa 20 Ereignissen pro 10 Sekunden. Möglicherweise wurde hier nach dem Entleeren der Kanne die Konstellation des Aufbaus leicht verändert (beispielsweise die Lage der Kabel → Erdschleifen) oder eine äußere Störung kam hinzu, wobei diese - wie die Verteilung der Ereignisse zeigt - ebenfalls zufälliger Natur gewesen sein müsste. Die Schwellspannungen blieben unverändert. Was genau die Ursache war, ließ sich nicht klären. Wie auch in den weiteren durchgeführten Tests deutlich wird, weist die Messbox-Elektronik eine höhere Anfälligkeit gegenüber Störungen auf.

Bei der NIM-Elektronik ergibt sich eine mittlere Rauschrate von $\lambda_{NIM}^{A,Rausch} = (3,9 \pm 0,3) \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$ und somit ein bereinigter Wert von $\lambda_{NIM}^{A,ber.} = (23,1 \pm 0,6) \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$. Ein Vergleich mit den Werten für Detektor B zeigt, dass sich bereits in einer 20-minütigen Messreihe konsistente Werte für die mittlere Myonrate ermitteln lassen. Die Werte liegen jedoch bereits ohne Berücksichtigung der Effizienz der Kannen leicht über dem aus den Messungen von M.Fuidl [Fui03] erwarteten Wert von etwa $21 \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$. Die leichte beobachtete Diskrepanz könnte z.B. von einer höheren Photomultiplier-Spannung stammen.

Eine Messung über einen Zeitraum von 2 Stunden (720-Intervalle) wurde mit Hilfe des Computers durchgeführt. Aufgrund von Problemen die erst bei Ansprechen des Mikrocontrollers via Computer in Erscheinung traten (s. Abschn. 4.4), gelang es leider nicht eine zufriedenstellende Einstellung für eine genauere Messung der Myonrate zu erzielen. So lag die mittlere Rate bei etwa $(17,3 \pm 0,2) \frac{\text{Ereign.}}{10\text{s}}$, was vermuten ließ, dass ein Teil der Ereignisse aufgrund von Totzeitproblemen verpasst wurde. Der statistische Charakter bleibt davon jedoch unbetroffen. Die ermittelte Verteilung zeigt Abbildung 4.3. Ein Vergleich mit der NIM-Elektronik ist hier nicht möglich.

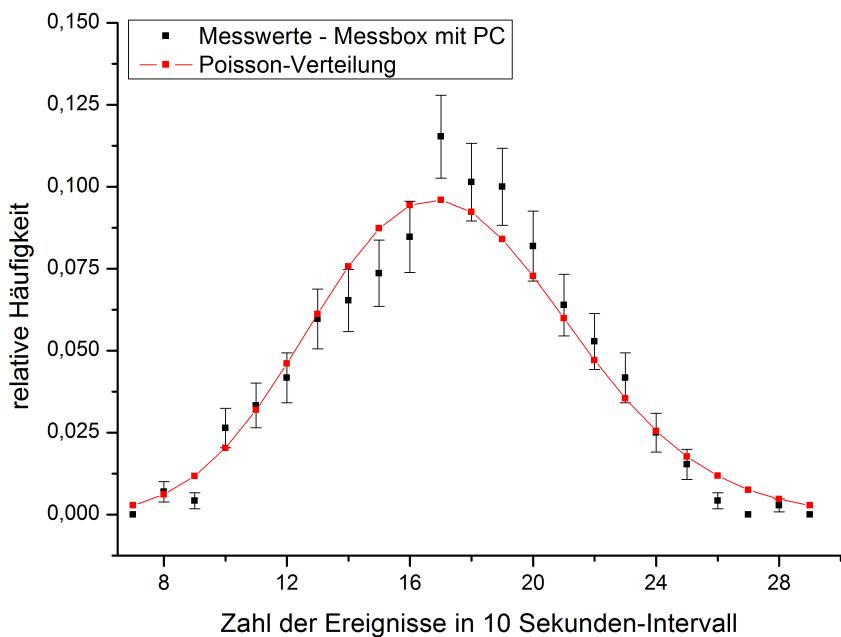


Abbildung 4.3: Verteilung der Einzelrate in 10-Sekunden-Intervallen für Detektor A (Gesamt-messdauer: 120 min), ermittelt mit der Messbox-Elektronik in Verbindung mit einem Computer.

Die Verteilung liegt erkennbar näher an der erwarteten Poissonverteilung.

Die Nutzung des vorliegenden Aufbaus zur Demonstration der statistischen Verteilung der Myonenereignisse sowie zur Bestimmung der Myonrate ist also grundsätzlich möglich. Die bei der Verwendung der Computerauslese auftretenden Komplikationen, bei denen es sich vorrausichtlich um Totzeitprobleme handelt, müssen jedoch behoben werden (s. Abschn. 4.4).

4.2 Messungen zur Winkelverteilung

Zum zukünftigen Zweck dieses Aufbaus, der Demonstration kosmischer Strahlung, eignet sich die Messung der Winkelverteilung wohl am besten. Der „Höhencharakter“ bzw. Ursprung der Teilchen wird dabei durch die mit zunehmendem Zenitwinkel abnehmende Myonen-Intensität plausibel gemacht.

Um die Winkelabhängigkeit nachzuweisen werden beide Detektoren in Koinzidenz geschaltet. Ein Koinzidenz-Signal liegt dann vor, wenn in beiden Detektoren (nahezu) gleichzeitig ein Signal ausgelöst wurde. Von zufälligen Koinzidenzen abgesehen stammt ein solches Signal also von einem Myon, das beide Kannen passiert hat. Je nach Ausrichtung der Detektoren zueinander kann ein Myon aber nur unter bestimmten Winkeln beide Kannen passieren. Durch Variation der Detektorpositionen kann also die Winkelabhängigkeit der Intensität überprüft werden.

Bei einem ersten Versuch eine solche Winkelverteilung nachzuweisen, zeigten sich zunächst Probleme. Gemessen wurde in drei verschiedenen Stellungen der Detektoren: übereinander, nebeneinander und in einem Winkel von etwa 52° zu einander (vgl. Abb. 4.4). Die Einstellung der Schwellen orientierte sich hier an der gemessenen Einzelrate der Detektoren, erfolgte bei dieser Messung jedoch nur ungenau mit Hilfe eines Oszilloskops. Die geschätzten Werte für die mittleren Einzelraten sowie die für die Messbox eingestellten Schwellspannungen finden sich in Tab. A.4 in Anhang A.6.2. Die Einstellungen unterschieden sich bei den einzelnen Messungen der Messreihe teilweise. Ebenso finden sich in der Tabelle die abgeschätzten Werte für Zufallskoinzidenzen. Die Zahl N_r von zufälligen Koinzidenzen pro Zeit berechnet sich dabei aus den Einzelzählraten R_A und R_B der Detektoren wiefolgt [Ren93]:

$$\frac{N_r}{t} = R_A \cdot R_B \cdot 2 \cdot t_w \quad (4.2)$$

Dabei steht t_w für die Breite der Signal-Pulse (500 ns bei NIM- und 300 ns bei Messbox-Elektronik).

Tabelle 4.1 zeigt die Ergebnisse der Messungen.

Tabelle 4.1: erste Messreihe zur Winkelverteilung (ohne Computer)

	Messreihe 1		Messreihe 2		
	überein.	Winkel $\approx 52^\circ$	überein.	Winkel $\approx 52^\circ$	nebenein.
Messdauer	840 min	900 min	850 min	255 min	760 min
Elektronik	Anzahl an Koinzidenzen N				
NIM	2286	1936	1477	557	566
MessBox	4404	257874	3754	1684	3384

Auffällig ist die deutlich höhere Zahl an Koinzidenzen bei der Messbox. Bereits bei der ersten Messung (erste Spalte) lag diese um einen Faktor von etwa 1,9 höher als bei der

NIM-Elektronik. Aufgrund dieses erheblichen Unterschieds wurde hier vermutet, dass die Messbox sich in irgendeiner Art und Weise Störungen eingefangen hat. Diese müssten jedoch gleichzeitig in den Signalwegen beider Detektoren induziert worden sein.

In Betracht gezogen wurde ein Einkoppeln elektromagnetischer Störungen auf der Vorverstärkerplatine im Photomultiplier-Gehäuse (dieses besteht aus Kunststoff und wirkt daher nicht abschirmend) oder ein Übersprechen von Signalen - sogenannte „Crosstalks“ - zwischen Leiterbahnen auf der Platine in der Messbox. Die enorme Zahl an Koinzidenzen in der Messbox bei Messreihe 1, Winkel $\approx 52^\circ$, ließ keinen Zweifel daran, dass dort größere Störungen aufgetreten waren. Für diesen Fall konnte jedoch die Ursache rückblickend geklärt werden (es wurden Störsignale eines benachbarten Experimentaufbaus eingefangen s. Abschn.4.4). Eine Diskussion der Messungen und Tests, die zur Klärung der Störanfälligkeit der Messbox durchgeführt wurden, findet sich in Abschn.4.4.

Um indessen die Winkelabhängigkeit der Intensität zu prüfen, müssen zunächst auch die den Myonen entgegengesetzten Flächen der Detektoren betrachtet werden, welche je nach Stellung variieren. Relevant für die Betrachtung ist dabei nur das in den Kannen befindliche Wasser, dessen Form weitestgehend durch einen Zylinder mit einem Durchmesser von etwa $d=12\text{ cm}$ und einer Höhe von etwa $h=9\text{ cm}$ beschrieben werden kann.

Zur Abschätzung wurde hier die in der Staatsexamensarbeit von M.Fuidl [Fui03] und in der wissenschaftl. Arbeit von D.Burak [Bur07] vorgenommne Näherung verwendet.

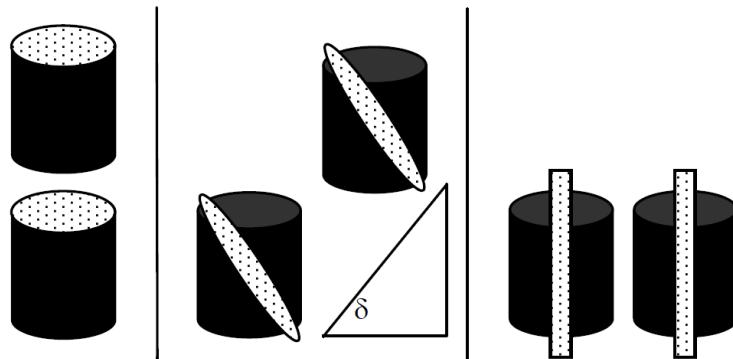


Abbildung 4.4: Näherung für effektive Detektorfläche je nach Ausrichtung der Detektoren [?].

Befinden sich die Kannen übereinander, so wird eine effektive Fläche angenommen, die der Kreisfläche des Zylinders, also $\pi \cdot (\frac{d}{2})^2$ entspricht. Sind die beiden Kannen in einem Winkel δ (vgl. Abb.4.4) zueinander ausgerichtet, wird eine effektive Detektorfläche der Form einer Ellipse mit einem Flächeninhalt von $\pi \cdot \frac{d}{2} \cdot \frac{d}{2\cos(\delta)}$ angenommen. Mit $d \cdot h$ wird schließlich die Fläche im Falle einer Ausrichtung der Kannen nebeneinander abgeschätzt.

In Tabelle 4.2 befinden sich schließlich die Werte für die Zahl der Koinzidenzen pro Zeit und pro Fläche. Zudem wurden die Werte von den abgeschätzten Zufallskoinzidenzen bereinigt.

Im Falle der NIM-Elektronik ist der abfallende Trend nun deutlich erkennbar. Während zwischen den ersten beiden Werten von der Messbox noch eine leichte Abnahme vorliegt,

Tabelle 4.2: Auf Fläche normierte und von Zufallsereign. bereinigte Anzahl Koinzidenzen

	Messreihe 1		Messreihe 2		
	Positionierung	überein.	Winkel $\approx 52^\circ$	überein.	Winkel $\approx 52^\circ$
Messdauer	840 min	900 min	850 min	255 min	760 min
Elektronik	Koinzidenzen N pro Fläche und Zeit [$10^3 \cdot 1/\text{min}/\text{cm}^2$]				
NIM	18,2	10,7	15,3	11,8	6,8
MessBox	46,1	-	38,9	35,9	41,1

zeigt der dritte Wert einen erneuten Anstieg der Intensität, obwohl gerade in der Stellung der Kannen nebeneinander die geringste Anzahl an Koinzidenzen erwartet wurde. In diesem Fall ist daher auch von „Störkoinzidenzen“ auszugehen. Anzumerken ist, dass die Schwellen in Messreihe 2 erhöht wurden, um eventuell durch elektromagnetische Störfelder bedingtes Rauschen reduzieren zu können. Der Unterschied zwischen NIM- und Messbox-Ergebnissen hat sich jedoch sogar noch einmal erhöht.

Ein Versuch eine Winkelverteilungs-Messung mit der Computerauslese des Mikrocontrollers durchzuführen scheiterte. Die Probleme werden in Abschn. 4.4 diskutiert.

Nachdem der neue Spannungsreferenz-Baustein eingebaut wurde, wurde noch einmal eine Messreihe ohne Computer aufgenommen. Zuvor wurden alle Einstellungen der NIM-Elektronik noch einmal überprüft, da es bei mehreren Versuchen die Zahl der „Untergrund-Koinzidenzen“ zu bestimmen, zu Problemen mit einem der Verstärker-Module gekommen war. Dabei fiel auf, dass auch das Delay zwischen den beiden Signalwegen der NIM-Elektronik nicht oder nicht mehr richtig eingestellt war. Die korrekte Einstellung wurde nachfolgend mit Hilfe eines Pulsgenerators vorgenommen. Alle Daten zu dieser Messreihe befinden sich zusammengefasst in Tab.A.5 im Anhang A.6.2. Gemessen wurde diesmal in fünf verschiedenen Winkeleinstellungen, erneut parallel mit NIM- und Messbox-Elektronik. Die jeweils ermittelte Zahl der Koinzidenzen pro Fläche und Zeit ist in der nachfolgenden Tab. 4.3 gezeigt. Der Winkel θ entspricht dabei dem Winkel zum Zenit, also $90^\circ - \delta$, dem Winkel zwischen den Detektoren zur Horizontalen. Die effektiven Flächen wurden dabei erneut mit der oben vorgestellten Näherung berechnet. Die Werte wurden zudem neben den abgeschätzten Zufallskoinzidenzen auch von den sogenannten Untergrund-Koinzidenzen bereinigt. Um letztere zu ermitteln, wurden im Anschluss an die vorangegangenen Winkelmessungen die Kannen noch einmal weit auseinander positioniert, so dass die Wahrscheinlichkeit für den Durchgang eines Myons durch beide Kannen stark verringert wurde. Die Zahl der hierbei mit der NIM-Elektronik detektierten Koinzidenzen (9 pro Stunde) abzüglich der abgeschätzten zufälligen Koinzidenzen (max. 1 pro Stunde), wurde als Zahl der trotz des großen Abstandes der Detektoren verbliebenen „echten“ Koinzidenzen gedeutet (8 pro Stunde). Die Zahl der Untergrund-Koinzidenzen der Messbox wurde dann aus

den von dieser registrierten Koinzidenzen (18 pro Stunde) abzüglich der dort zufällig erwarteten (2 pro Stunde) und der „echten“ Koinzidenzen abgeschätzt (zu etwa 8 pro Stunde).

Tabelle 4.3: Bereinigt und auf Fläche normierte Werte der zweiten Messreihe zur Winkelverteilung

Zenitwinkel	Koinzidenzen pro Fläche und Zeit $[10^3 \cdot \frac{1}{\text{min} \cdot \text{cm}^2}]$				
	$\theta \approx 0^\circ$	$\theta \approx 40^\circ$	$\theta \approx 50^\circ$	$\theta \approx 60^\circ$	$\theta \approx 70^\circ$
NIM	48,9	42,3	25,9	12,8	3,7
Messbox	63,4	54,9	37,4	21,2	7,4

Ein Vergleich der NIM-Werte zwischen dieser Messreihe und der vorherigen zeigt, dass deutlich mehr Koinzidenzen detektiert wurden. Dies deutet darauf hin, dass die Delay-Einstellung dort möglicherweise bereits nicht optimal war. Ein klarer Unterschied zu den Werten von der Messbox-Elektronik besteht jedoch weiterhin, obschon dieser nun kleiner ausfällt. Die Kluft zwischen den Werten von NIM- und Messbox-Elektronik wird mit zunehmendem Winkel θ immer größer. Dies könnte auf eine konstant registrierte Zahl von Stör-Koinzidenzen bei der Messbox hindeuten, die bei abnehmender Intensität stärker ins Gewicht fallen. Eine Erklärung dafür, dass diese bei der erwähnten Untergrund-Messung nicht detektiert wurden, könnte eine räumliche Einstreuung der Störungen im Vorverstärkerteil der Detektoren sein, wodurch die Störpulse bei großen Abständen der Detektoren voneinander nicht mehr gleichzeitig induziert würden.

Werden die jeweiligen Zählraten an Koinzidenzen bei $\theta \approx 0^\circ$ auf 1 normiert, lassen sich die Intensitäten beider Elektroniken mit dem erwarteten Verlauf $I \sim \cos^{1,85}(\theta)$ (vgl. Gl. 2.5) vergleichen. Dies zeigt Abb. 4.5.

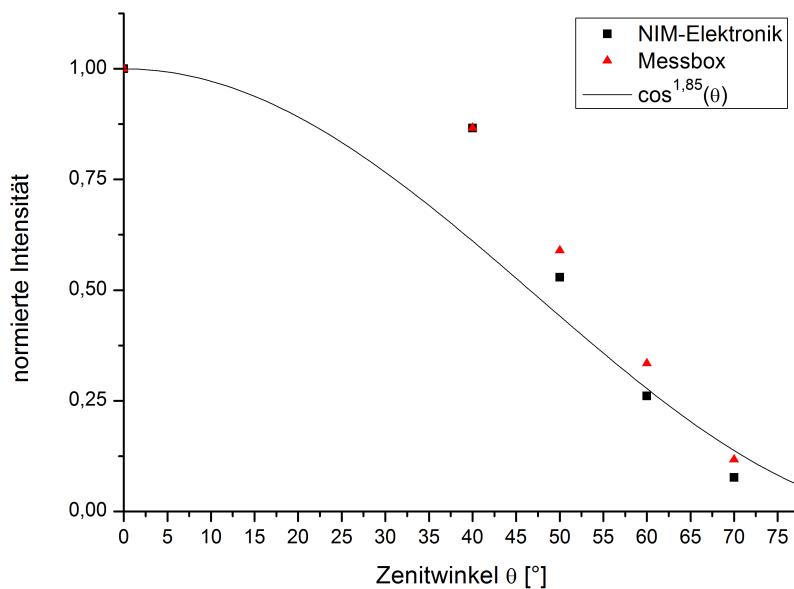


Abbildung 4.5: Die normierten Koinzidenzraten beider Elektroniken in Abhängigkeit des Zenitwinkels im Vergleich zur theoretisch erwarteten Winkelverteilung.

Die abfallende Tendenz ist nun auch deutlich bei den Werten der Messbox zu erkennen. Die teils großen Abweichungen zum erwarteten Verlauf lassen sich dabei weniger mit Problemen der Messung, sondern mit den bei der Näherung der effektiven Detektorflächen unberücksichtigten Faktoren erklären. So ändert sich je nach Stellung der Detektoren auch der Raumwinkel, in dem Myonen beide Detektoren passieren können. In der $\theta \approx 40^\circ$ -Stellung beispielsweise betragen die minimal bis maximal möglichen Zenitwinkel für die Einfallsrichtung der Myonen zwischen etwa 9° und 69° . Dies erklärt die gegenüber der Erwartung deutlich erhöhte Intensität in dieser Position, da der Öffnungswinkel bei der Positionierung der Detektoren übereinander erheblich geringer ist. Da die Detektoren hier zur Variation des Winkels bei gleich bleibendem vertikalem Abstand horizontal auseinander bewegt wurden, sank zudem mit zunehmendem Zenitwinkel der mögliche Bereich der Azimuth-Winkel. Beide Effekte zusammengenommen resultieren in einem steileren Abfall der Intensität, der in obiger Darstellung trotz der Näherung der effektiven Flächen zu erkennen ist. Eine genauere Korrektur für die Akzeptanz der Detektoren in den verschiedenen Winkeleinstellungen, ließe sich beispielsweise mit einer Monte-Carlo Simulation ermitteln. Eine solche konnte im Rahmen der vorliegenden Bachelorarbeit jedoch nicht mehr entwickelt werden.

In jedem Fall kann die Abnahme der Intensität mit dem Zenitwinkel deutlich nachgewiesen werden, weshalb auch der Aufbau mit der Messbox zur Demonstration selbiger genutzt werden kann (mit Zähler anstelle des Computers). Zu beachten ist jedoch, dass die Detektoren für diese Messreihe in Aluminiumfolie gewickelt wurden und die Störquelle, die mit hoher Sichherheit die massive Störung bei der vorherigen Messreihe bewirkte, ausgeschaltet wurde (vgl. Abschn. 4.4).

4.3 Lebensdauermessung

Das Prinzip für die Bestimmung der Lebensdauer der Myonen, ist die Messung des zeitlichen Abstands zweier dicht aufeinanderfolgender Signale. Diese können entstehen, wenn ein Myon innerhalb der Kanne gestoppt wird und zerfällt. Das beim Zerfall entstehende Elektron oder Positron besitzt in der Regel genug Energie, um seinerseits Cherenkov-Licht zu erzeugen und somit einen Signal-Puls auszulösen. Die zeitliche Differenz zwischen diesem Signal und dem bereits zuvor vom Myon selbst ausgelösten Signal entspricht dann in etwa der Lebenszeit des betreffenden Myons.

Bei der fehlgeschlagenen Winkelmessung in Konstellation mit dem Computer wurden auch die Messdaten zu den Doppelpuls-Ereignissen festgehalten. Aus diesen wurden alle Werte für die Zeitdifferenzen zweier Pulse zusammengetragen und daraus ein Histogramm erstellt. Die erreichte Gesamtmeßdauer beträgt etwa 69 Stunden.

Erwartet wird eine Häufigkeitsverteilung der verschiedenen gemessenen Zeitabstände, die dem Zerfalls-Gesetz

$$N(t) = N_0 \cdot e^{\frac{t}{\tau}} \quad (4.3)$$

für den Zerfall der Myonen folgt. Dabei steht τ für die mittlere Lebensdauer der Myonen. Das erstellte Histogramm ist in Abb. 4.6 dargestellt.

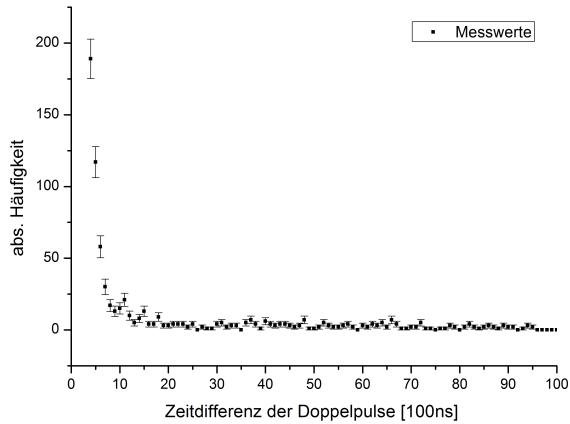


Abbildung 4.6: Histogramm für die Zeitabstände von Doppel-Ereignissen.

Ein exponentieller Verlauf ist gut zu erkennen. Die Intervalle des Histogramms auf der Zeitachse entsprechen der Zeitauflösung des Mikrocontrollers (vgl. Abschn. 3.2.3). Die fehlenden Werte unterhalb von 300 ns röhren von der Breite der Signale bzw. der Sperrzeit des Monoflops.

Logarithmisch aufgetragen, sollten die Messpunkte auf einer Geraden liegen. Beobachtet wird jedoch ein Abknicken des Verlaufs für größere Zeitdifferenzen. Dies erklärt sich daraus, dass durch den Effekt des Kerneinfangs (s. Abschn. 2.2.1) die mittlere Lebenserwartung für die negativen Myonen deutlich reduziert ist. Die folgende Grafik (Abb. 4.7) zeigt einen Bereich von $0,35 \mu\text{s}$ bis $0,95 \mu\text{s}$ und einen Bereich bis zu etwa $6 \mu\text{s}$.

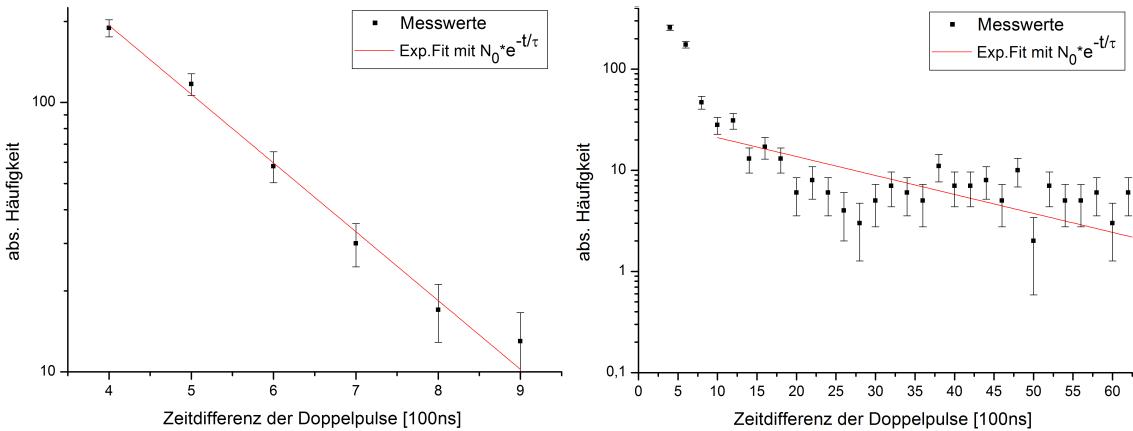


Abbildung 4.7: Auswertung der Lebensdauermessung.

Zu beachten ist, dass für den rechts gezeigten Bereich zur Reduzierung der statistischen Schwankungen jeweils zwei benachbarte Zeitintervalle zusammengefasst wurden. Eine exponentielle Anpassung mit dem Programm Origin 8.0 gemäß Gleichung 4.3 ergibt für den schnellen Zerfall durch Kerneinfang eine mittlere Lebensdauer von $(0,17 \pm 0,01) \mu\text{s}$, vergleichbar mit der Messung von M.Fuidl [Fui03], der zu einem Wert von etwa $0,179 \mu\text{s}$

kam. Wird der Bereich von $1,0\,\mu\text{s}$ bis $6,2\,\mu\text{s}$ betrachtet, ergibt sich bei der Anpassung eine Lebensdauer von etwa $(2,3\pm0,5)\,\mu\text{s}$, was dem Literaturwert für die Lebensdauer freier Myonen von etwa $2,2\,\mu\text{s}$ recht nahe kommt. Der ermittelte Wert hängt dabei jedoch noch von der Wahl der Intervallgröße und dem gewählten Bereich ab, weshalb der Fehler tatsächlich etwas über dem von Origin 8.0 angegebenen Wert anzusiedeln ist.

Um die Messgenauigkeit zu verbessern, sollte die Messzeit merklich gesteigert werden. Ein vergleichbarer Aufbau konnte beispielsweise bei einer Messdauer von einer Woche die statistischen Schwankungen bereits deutlich reduzieren (vgl. [Bur07]).

4.4 Messungen zur Störanfälligkeit

Mehrere Testmessungen mit weit voneinander entfernt positionierten Detektoren deckten einige Probleme auf. Nachdem in zwei der Einzelmessungen der ersten Messreihe zur Winkelverteilung bei der Messbox klar irgendeine Art von Störung aufgetreten ist, sollte mit diesen Tests überprüft werden, wo die Ursache für die Diskrepanz zwischen NIM- und Messbox-Elektronik lag und wie hoch die Anzahl der durch die Störquelle zusätzlich erzeugten Koinzidenzen ist. Bei jeder dieser Messungen traten jedoch Koinzidenzraten auf, die sogar die Zahl der Koinzidenzen in der Position beider Kannen übereinander überstiegen. Letzlich stellte sich heraus, dass ein anderer Versuchsaufbau im selben Laborraum dafür verantwortlich war. Dieser Versuch arbeitet ebenfalls mit Hochspannung. Bereits der Ausschaltvorgang eines der Hochspannungs-Geräte des Nachbaraufbus konnte bis zu 900 Koinzidenzen auf einmal hervorrufen. Vor allem der Abgriff der Hochspannung für einen Anoden-Draht des Aufbaus zeigte eine enorme Wirkung. Bei Abgriff der vollen Spannung am benachbarten Aufbau zählte die Messbox binnen 30 Sekunden etwa 100.000 Koinzidenzen. Auch bei der NIM-Elektronik ergab sich eine Wirkung, dort wurden jedoch lediglich 2100 „künstliche“ Koinzidenzen detektiert. Die Zahl der Einzelereignisse auf beiden Kanälen der Messbox lag nur knapp unterhalb der Zahl der Koinzidenzen, beinahe jeder registrierte Puls wurde also in beiden Detektoren gleichzeitig induziert. Ein Abschirmen der Kannen durch Aluminiumfolie konnte den Effekt nicht vermindern. Eine eineinhalbstündige Messung während eines Betriebes des anderen Versuchsaufbaus bei niedrigerer Spannung führte aber ebenfalls auf 1678 Koinzidenzen.

Auch ohne Spannungsabgriff konnten die eingeschalteten Geräte zumindest zu einer Erhöhung der Einzelzählrate führen. Bei einer direkten Überprüfung erhöhte sich die Einzelrate von Detektor B bspw. von etwa $(47,2\pm0,7)\,\text{Hz}$ (2 min Testzeit) auf etwa $(70,9\pm0,8)\,\text{Hz}$ (ebenfalls 2 min Testzeit). Dies ist auch eine mögliche Erklärung für die vielfach festgestellten widersprüchlichen Werte bei der Überprüfung der Einstellungen vor und nach einer Messung. Zuvor wurde aufgrund dieser u.a. eine Instabilität der verwendeten Hochspannungsversorgung der Photomultiplier in Betracht gezogen. Um dies zu überprüfen, wurde ein anderes Modul für die Versorgung verwendet, welches ebenfalls in Abb. 3.5 unter 3.2.2 zu sehen ist. Der Verdacht auf eine Instabilität der HV-Versorgung konnte in einer weite-

ren Testmessung ausgeräumt werden. Jedoch fiel bei dieser Messung zum ersten Mal ein anderer Effekt auf. So erhöhte sich deutlich die Einzelzählrate als jemand das Deckenlicht einschaltete. Da die Änderung bei der Messbox gegenüber der NIM-Elektronik wesentlich größer ausfiel, wurde zunächst ein elektrischer Effekt vermutet. Eine Abschirmung durch Aluminiumfolie reduzierte den Unterschied zwischen ein- und ausgeschaltetem Deckenlicht auf ein Minimum. Eine spätere Messung mit schwarzem Filz über den Kannen zeigte jedoch die gleiche Wirkung. Vermutlich sind die Aufsatzgehäuse der Kannen für die Photomultiplier etwas lichtdurchlässig. Bereits in einem relativ dunklem Raum ohne eingeschaltetes elektrisches Licht führen Aluminiumfolie oder Filz zu einer erkennbaren Verminderung der Zählraten. Das Ausmaß hängt dabei klarerweise von der Einstellung der Schwellspannungen ab. Da bei vorherigen Messungen nicht immer bewusst auf das Licht geachtet wurde, kann auch dies dazu geführt haben, dass ein Abgleich der Schwellspannungen auf die Einzelzählraten schwierig war.

In einigen der Messungen tauchten noch weitere Fehlerquellen auf: So konnte ein eingeschalteter Computer-Monitor ebenfalls zur Erhöhung der Zählrate, nicht aber der Zahl detekterter Koinzidenzen führen. Dieses Phänomen ließ sich aber nicht in jeder Konstellation reproduzieren. Das Ein- oder Ausschalten eines der Oszilloskope im Laborraum konnte hingegen etwa 10-20 Koinzidenzen erzeugen. Im Gegensatz zum Ausschalten eines der Hochspannungsgeräte des benachbarten Versuchsaufbaus wurden die Koinzidenzen in diesem Fall auch von der NIM-Elektronik registriert. Auch ein Hinzuschalten von Geräten (auch ausgeschalteter) in der selben Steckerleiste konnte ebenfalls zu einer Erhöhung der Einzelzählraten führen.

Nach den gewonnenen Erkenntnissen wurde noch einmal eine Messung zur Bestimmung der Untergrund-Koinzidenzen angesetzt, diesmal mit Aluminiumabschirmung, ausgeschaltetem Deckenlicht, aus der Steckerleiste entfernten Geräten und ohne einen Betrieb des anderen Versuchsaufbaus. Die Messung ergab folgende Werte (Tab. 4.4):

Tabelle 4.4: Messung zur Bestimmung der Untergrund-Koinzidenzen

Messzeit: 1223 min	Messbox - Rate [Hz]		Messbox - Schwelle [V]	
	Kanal A	Kanal B	Kanal A	Kanal B
zu Beginn	39,8±0,3	41,7±0,3	2,456±0,001	2,273±0,001
am Ende	29,1±0,3	37,6±0,4	2,456±0,001	2,273±0,001
über ges. Messzeit	30,02±0,02	32,80±0,02		
Koinzidenzen	zuf. erw. 43*	gem. 338		

*Die zufällig erwarteten Koinzidenzen wurden berechnet wie in Tab. A.5

Der ermittelte Wert für die Zahl der Koinzidenzen pro Zeit bei der Messbox liegt nahe dem bei der Anschlussmessung zur Winkelverteilung (vgl. Tab. A.5) bestimmten Wert. Bei dieser lagen die selben Schwellspannungen vor. Das Ergebnis lässt sich also reproduzieren.

zieren. Da bei der NIM-Elektronik ein Problem mit einem der Verstärker-Module auftrat und zudem die Delay-Einstellung noch nicht angepasst worden war, können die von der NIM-Elektronik ermittelten Werte in diesem Fall nicht zur Referenz dienen.

Wie bereits dort beschrieben, vermag die bestimmte Anzahl an Koinzidenzen jedoch nicht den Unterschied zwischen NIM-Elektronik und Messbox bei der Winkelverteilungsmessung zu erklären. Da bei dieser Messung alle bekannten Störquellen vermieden wurden, bedarf die Frage nach der Herkunft dieses Unterschieds noch weiterer Klärung.

Bei den Messungen mit Verbindung zu einem Computer, kam es zu größeren Problemen mit der Einstellung der Schwellspannungen. So bewirkte ein Herabsetzen der Schwellspannung auf dem einen Kanal, einen starken Abfall der Signalrate auf dem anderen Kanal. Die Schwellspannung auf dem anderen Kanal hatte sich jedoch währenddessen nicht verändert. Zudem ließ sich die Signalrate auf einem Kanal trotz Herabsenkens der Schwellspannung bis auf Null (bzw. auf einen Offset-Wert von etwa 2 V), nicht über 50 Hz hinaus steigern. Bei der gleichen Einstellung ohne Anbindung an einen Computer, befand sich die Zählrate bereits weit im kHz-Bereich. Um diese Merkwürdigkeit zu überprüfen, wurde die Messbox geöffnet und die Signale hinter dem differenziellen Verstärker und dem Komparator wurden über eine Sonde an einem Oszilloskop betrachtet. Dabei kam es zu mehrmaligen Abstürzen der Verbindung zum Computer. War diese abgebrochen, so zeigten sich neue Ungereimtheiten: Der Komparator lieferte Signale, obwohl hinter dem Verstärker kein Signal gemessen werden konnte. Umgekehrt verblieb teilweise der Komparator auf dem Low-Pegel, während hinter dem Verstärker deutliche Signale auszumachen waren.

Die beobachteten niedrigen Zählraten bei aktivem Mikrocontroller deuten auf ein Totzeitproblem der Auslese hin. Aufgrund der Verbindung zwischen dem „Power-Down“-Pin des Verstärkerbausteins und dem Mikrocontroller, könnte eine Fehlfunktion des Controllers dafür verantwortlich sein.

Bei Betrachtung der Signale über die Sonde ohne eine Verbindung zum Computer, ergab sich der erwartete Zustand: Der Komparator schaltete nur dann auf High-Pegel, wenn ein klares Signal hinter dem Verstärker gemessen wurde.

5 Zusammenfassung

Der im Rahmen dieser Arbeit getestete Aufbau, bestehend aus zwei Detektor-Einheiten (Kannen, Photomultiplier, Vorverstärker) sowie einer nach Plänen der Universität Wuppertal [Z⁺10] aufgebauten neuen Messelektronik, wurde erfolgreich für die Bestimmung von Myonenraten, der Winkelabhängigkeit der einfallenden Myonen sowie zur Messung der Myonenlebensdauer eingesetzt. Es konnten Werte ermittelt werden, die mit den Erwartungen aus der Theorie oder vorherigen Experimenten übereinstimmen. Um einen erfolgreichen Betrieb der neuen Elektronik gewährleisten zu können, muss jedoch auf die Vermeidung äußerer Störeinflüsse geachtet werden. So zeigten die Parallelmessungen mit der als Referenz aufgebauten NIM-Elektronik eine allgemein hohe Störanfälligkeit des Aufbaus auf. Äußere elektrische Einstreuungen führten zu einer erheblichen Verfälschung der Messergebnisse. Eine Erweiterung des bestehenden Photomultiplier-Gehäuses bspw. durch ein abschirmendes Metall-Gehäuse könnte in diesem Fall eine Verbesserung hervorbringen. Ein Entstehen von Störungen innerhalb der Elektronik z.B. durch Crosstalk zwischen den Leiterbahnen der Platine in der Messbox konnte noch nicht vollständig ausgeschlossen werden. Das Problem einer Lichtdurchlässigkeit der PM-Gehäuse ließ sich durch das Abdecken der Detektoren mit schwarzem Filz leicht beheben. Für den Einsatz an Schulen sollte jedoch eine universellere Lösung angestrebt werden.

Die Schwellspannungen unterlagen in der Originalschaltung teils starken Schwankungen, die eine versuchsgerechte Einstellung deutlich erschwerten und wiesen zudem eine erhebliche Abhängigkeit von der an der Messbox anliegenden Last auf. Der Einbau einer neuen Referenzspannungsquelle konnte dieses Problem beilegen. Die Schwellspannungen bleiben nun über lange Zeiträume konstant, zeigen keine Lastabhängigkeit und weisen zudem eine Unempfindlichkeit gegenüber thermischen Drifts auf.

Eine Messung zur Bestimmung der Lebensdauer der Myonen brachte zwar Ergebnisse hervor, die mit den Erwartungen in Einklang standen, die von statistischen Schwankungen herrührenden Unsicherheiten waren jedoch noch groß. In der jetzigen Konstellation müssen daher Messdauern von etwa einer Woche oder mehr eingeplant werden, um eine genauere Auswertung zu ermöglichen. Dies liegt zum Teil an den Problemen bei der Computerauslese, die aufgrund einer hohen Totzeit die gemessenen Ereignisraten unnötig vermindert. Da hier eventuell ein Problem mit der Firmware vorliegt, besteht Hoffnung dieses in naher Zukunft in Rücksprache mit den Autoren [Z⁺10] der Firmware zu lösen.

Bis dahin kann eine Ratenmessung oder eine Messung der Winkelverteilung der Myonen am besten mit einer zusätzlichen Elektronik durchgeführt werden. Der geplante Einbau eines unabhängigen Zählerdisplays, welches sowohl die Einzelraten als auch die Koinzidenzraten anzeigt, sollte jedoch in Kürze fertiggestellt werden. Damit wird der Aufbau unabhängig von externer NIM-Elektronik oder einer Auslese über den USB-Port und kann mit wenig Aufwand als mobiles Demonstrationsexperiment eingesetzt werden.

A Anhang

A.1 Logik-Tabellen

Tabelle A.1: Logik-Tabellen für AND(links)- und OR(rechts)-Bedingung.

AND		
IN 1	IN 2	OUT
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1

OR		
IN 1	IN 2	OUT
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1

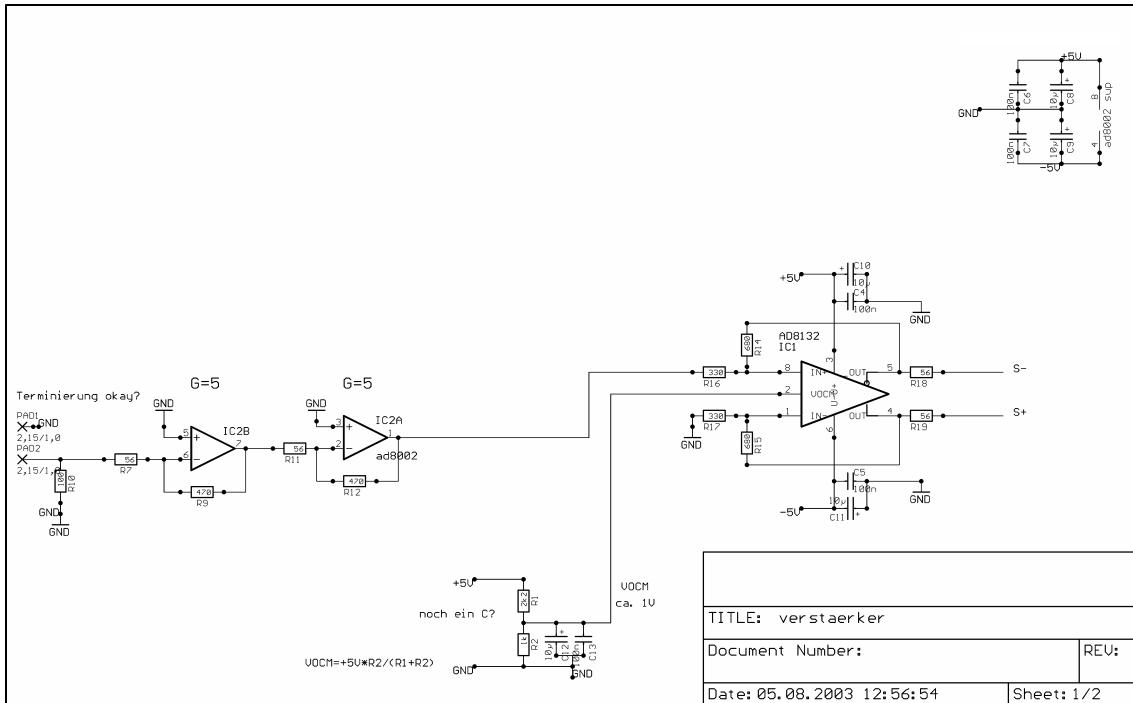
Tabelle A.2: Logik-Tabellen für NAND(links)- und NOR(rechts)-Bedingung.

NAND		
IN 1	IN 2	OUT
0	0	1
0	1	1
1	0	1
1	1	0

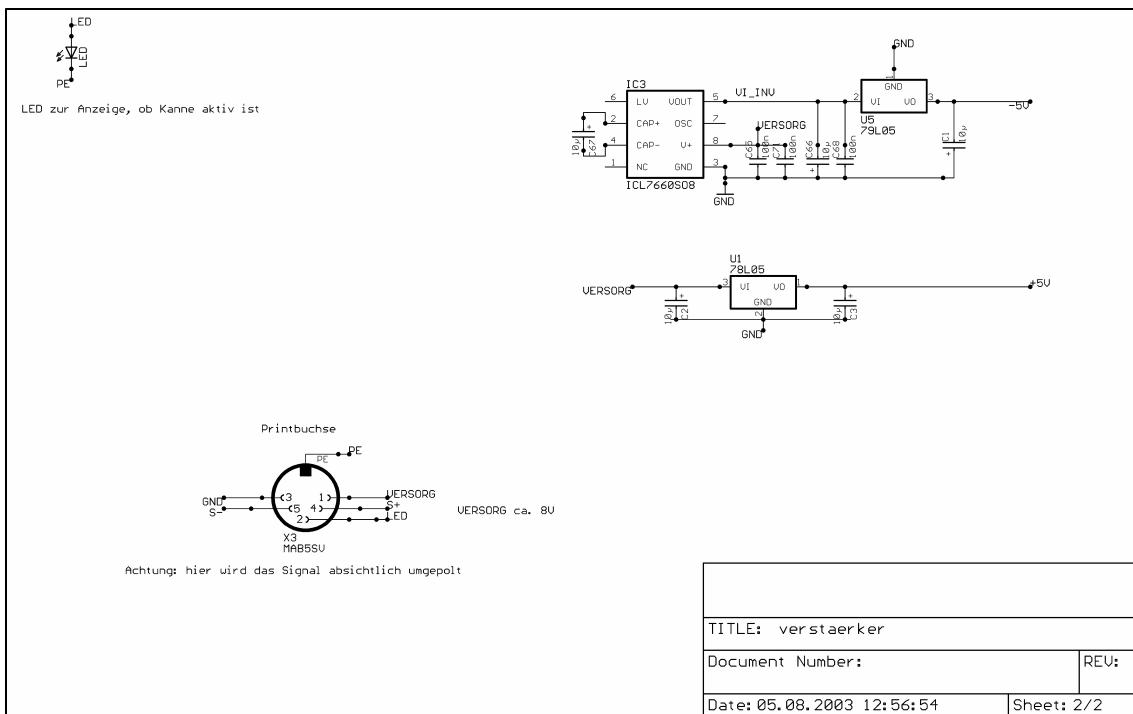
NOR		
IN 1	IN 2	OUT
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	0

A.2 Schaltpläne für Vorverstärkerplatine

A.2.1 Verstärkerteil [Fui03]

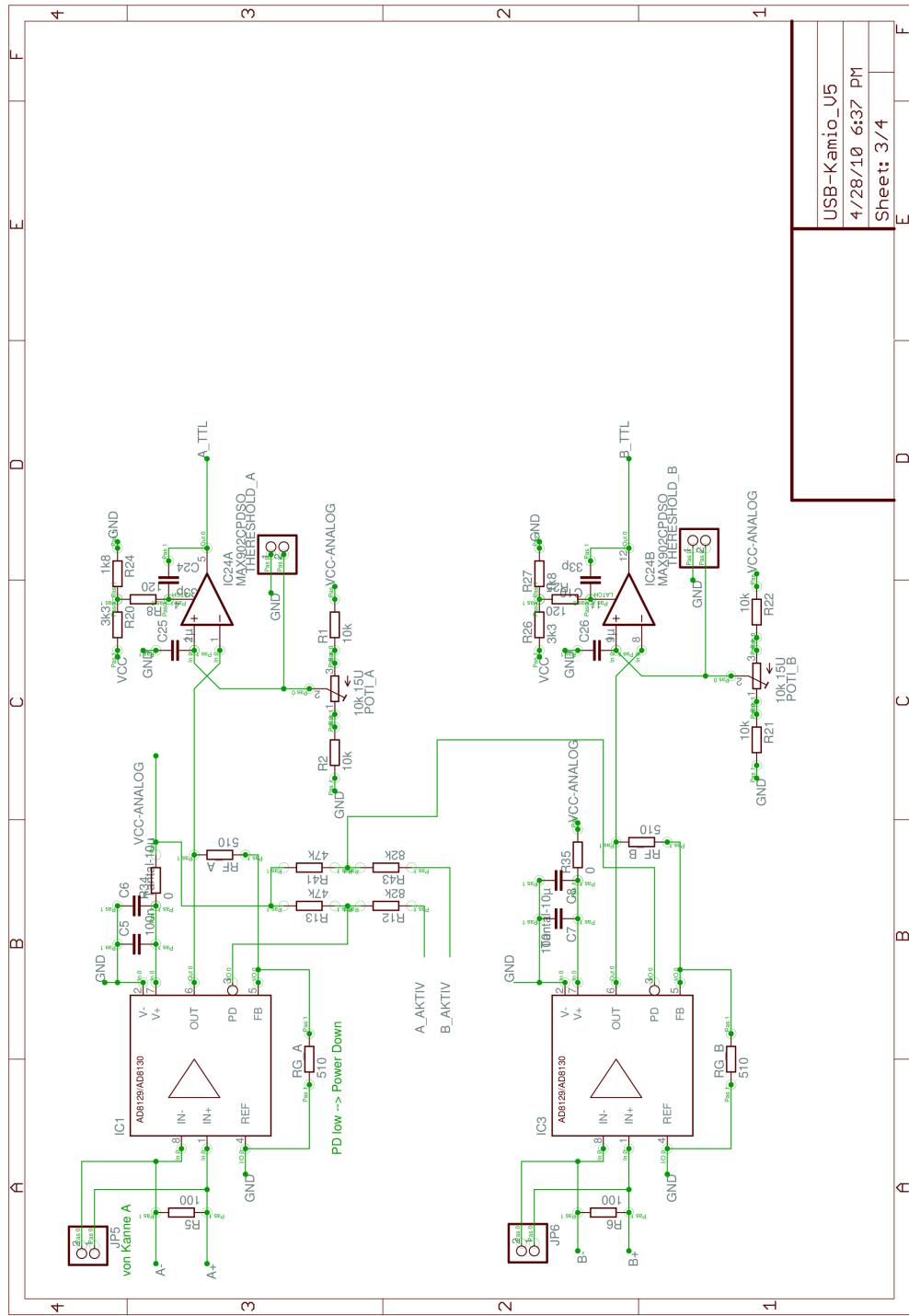


A.2.2 Spannungsversorgung und Anschlusseinheit [Fui03]

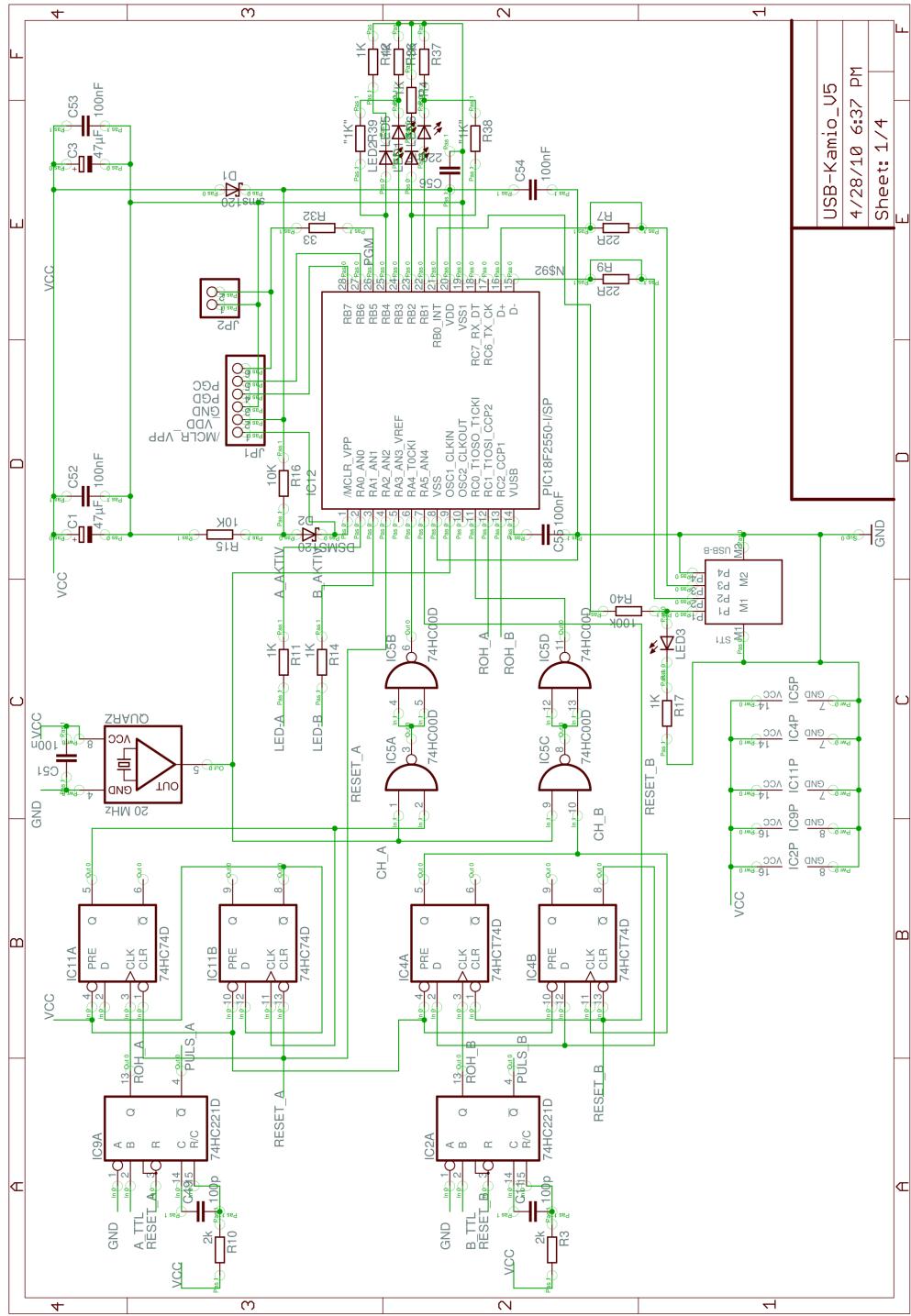


A.3 Schaltpläne für Messbox-Platine

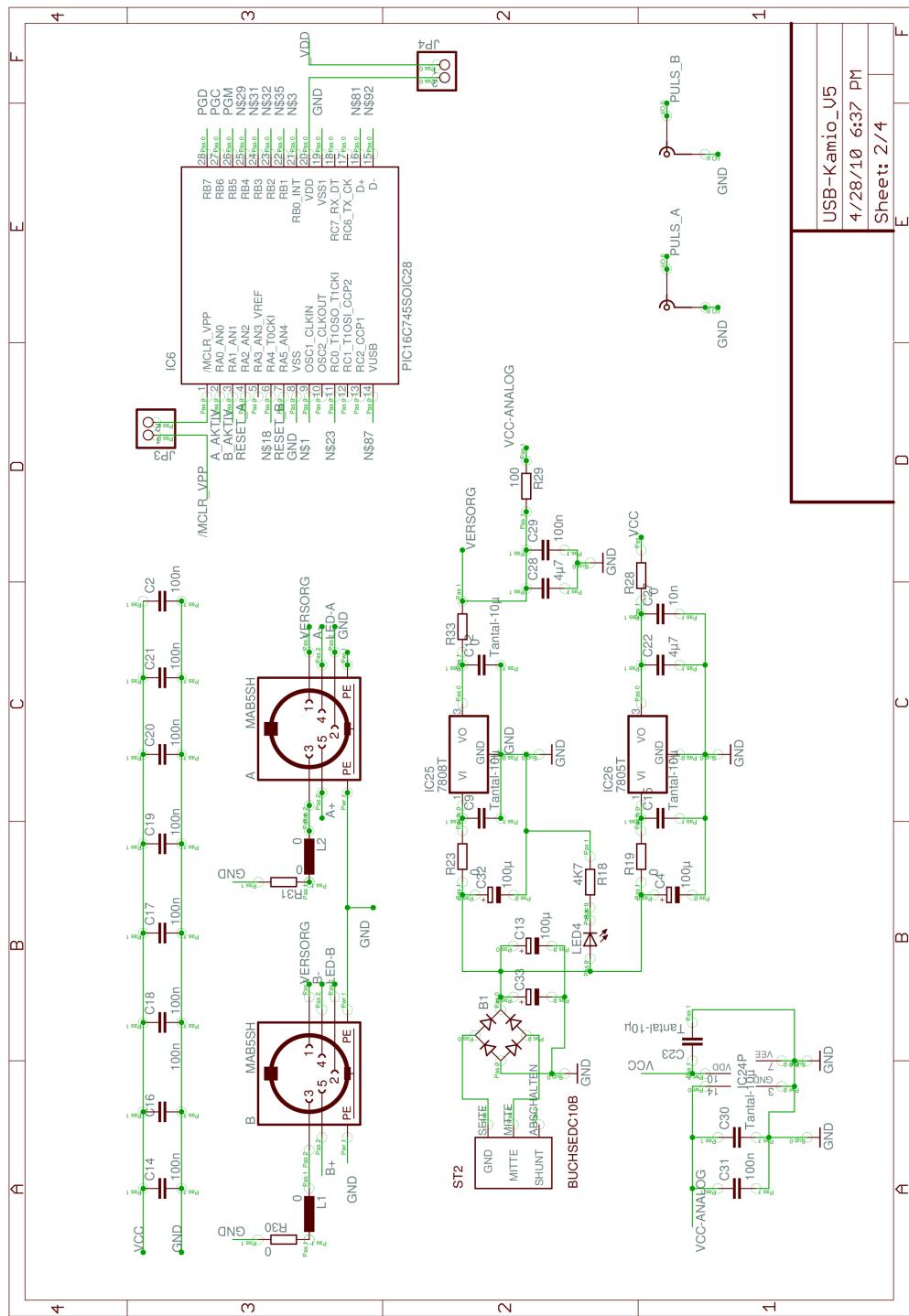
A.3.1 Empfangs- und Digitalisierungsteil [Z⁺10]



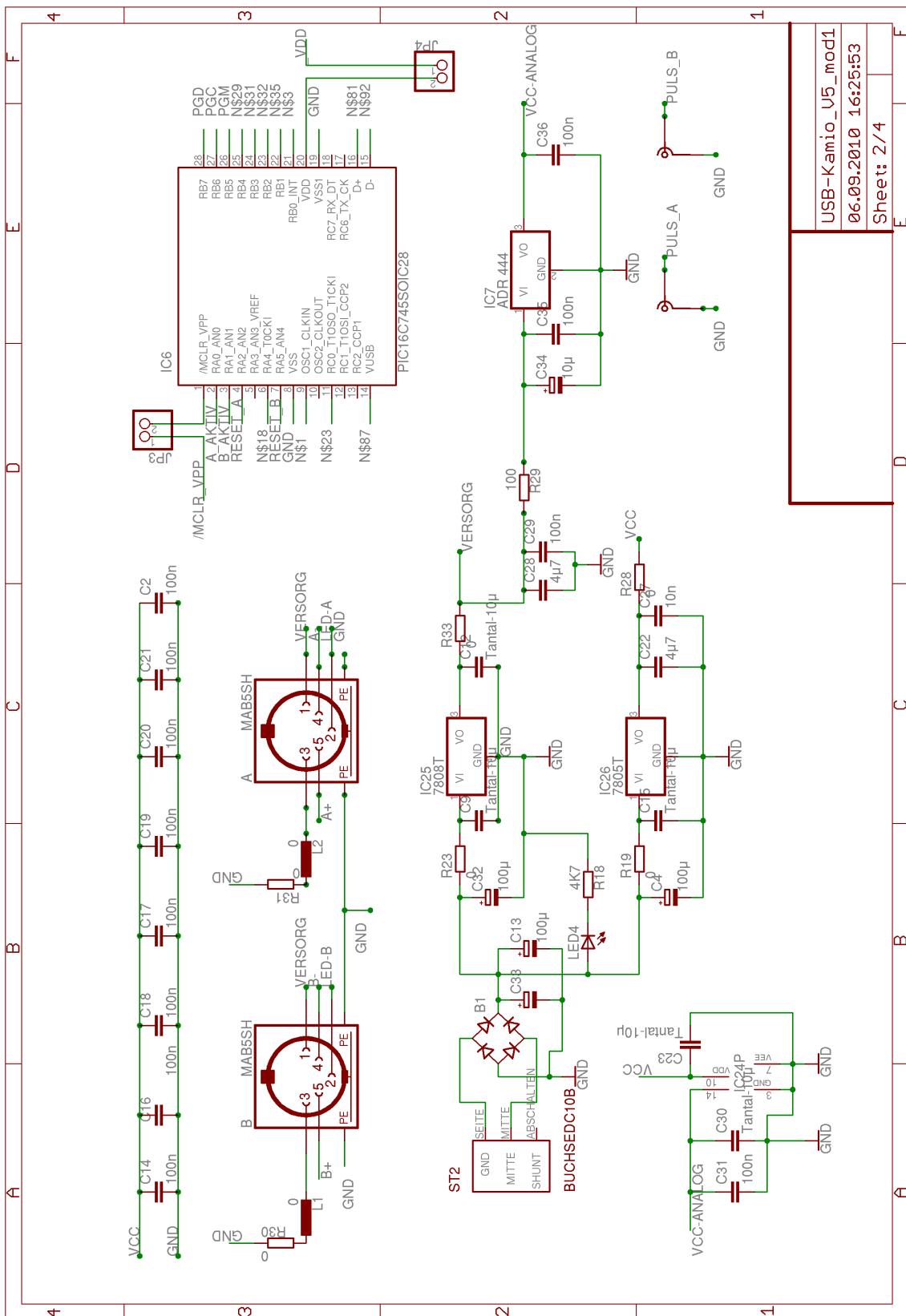
A.3.2 Mikrocontroller und Pulsverarbeitung [Z⁺¹⁰]



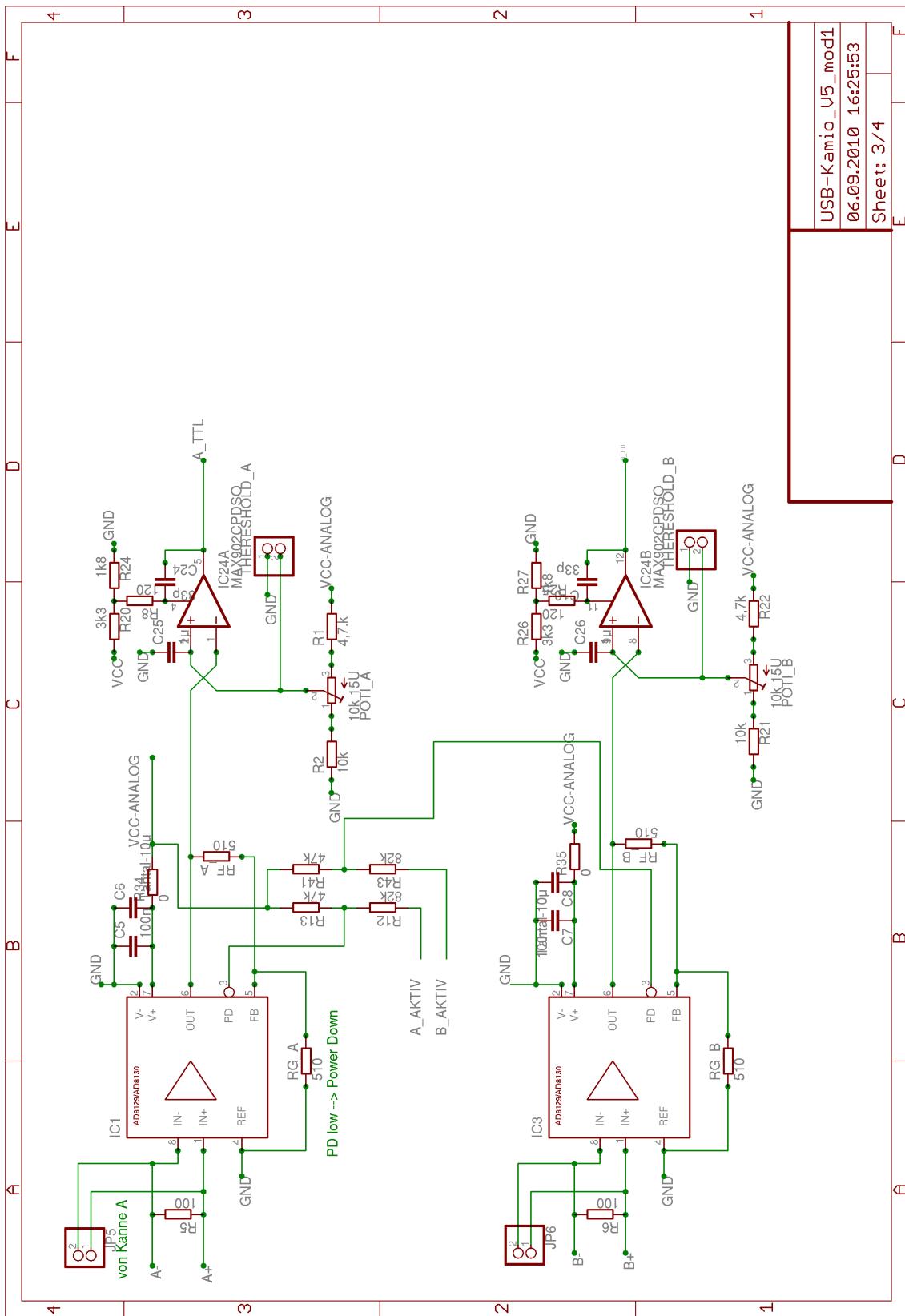
A.3.3 Spannungsversorgung/-regelung [Z⁺10]



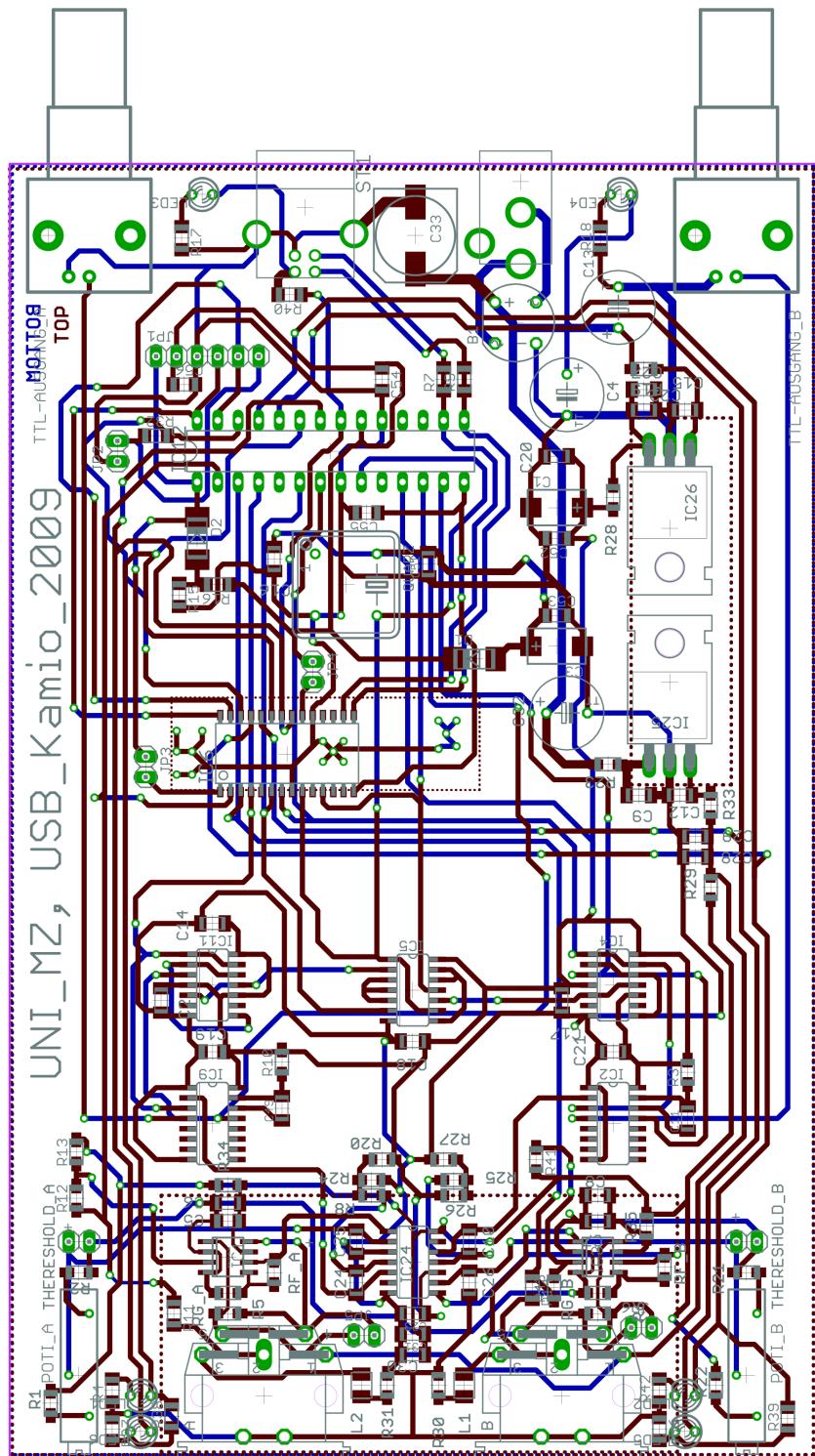
A.3.4 modifizierte Schaltung mit neuer Referenzquelle.



A.3.5 angepasste Widerstände (R1 und R22)



A.4 Layout der Messbox-Platine [Z⁺¹⁰]



A.5 Befehle zum Ansprechen/Konfigurieren des Mikrocontrollers über ein Terminalprogramm am Computer [Z⁺¹⁰]

Commands:

=====

”?”: get welcome string

”v”: get firmware version

”!”: no response, can be used by software watchdog on the PC side

”b”: blink LEDs in order to check connection

”d”: set default configuration (DAQ enabled for both Kannen)

”c”: configure DAQ

substrings:

”a0”: disable Kanne A

”a1”: enable Kanne A

”b0”: disable Kanne B

”b1”: enable Kanne B

”c0”: disable coincidence detection

”c1”: enable coincidence detection

”t0”: disable sending of timestamp

”t1”: enable sending of timestamp

”s0”: disable sending of DAQ values

”s1”: enable sending of DAQ values

”p”: print configuration Byte

”r”: stop and reset DAQ

”s”: stop DAQ

”a”: start acquisition

A.6 Tabellen und Grafiken zu den Testmessungen

A.6.1 Ratenmessung

Tabelle A.3: Überprüfte Raten- und Schwellwerte vor Messbeginn.

Messzeit:	NIM-Elektronik		Messbox-Elektronik			
	Detektor A	Detektor B	Detektor A	Detektor B	Schwelle A [V]	Schwelle B
Ereignisse	473	518	463	520	$2,647 \pm 0,001$	$2,444 \pm 0,001$

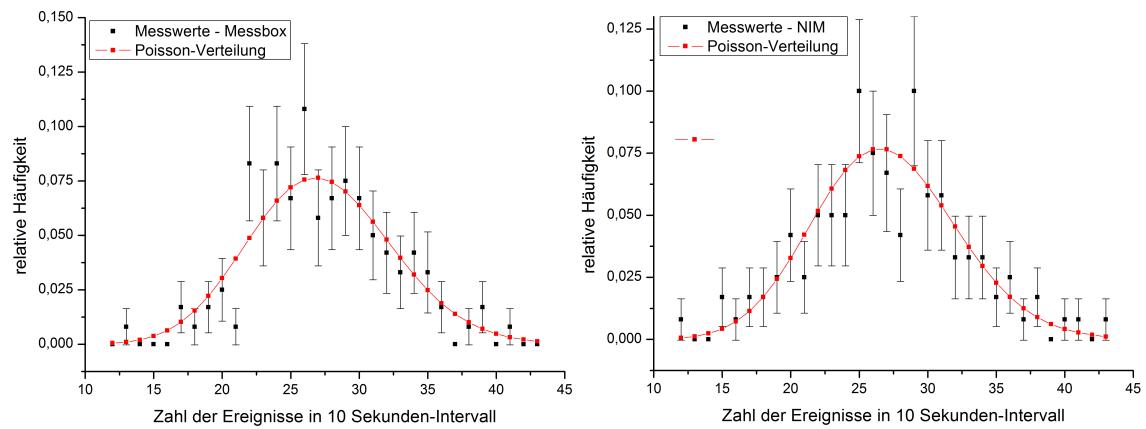


Abbildung A.1: Verteilung der Einzelrate für Detektor A (Gesamtmeessdauer: 20 min), ermittelt mit der Messbox- (links) und der NIM-Elektronik (rechts).

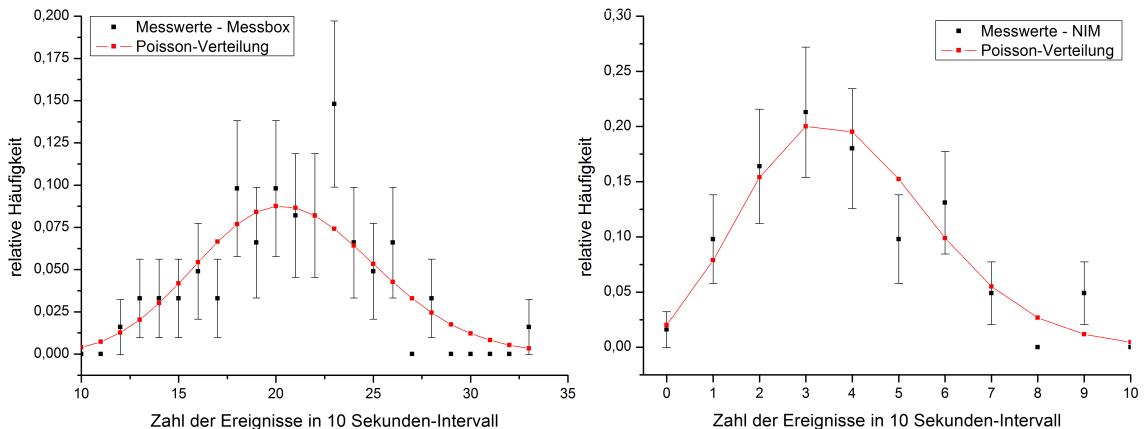


Abbildung A.2: Messung der Rauschereignisse für Detektor A (Gesamtmeessdauer: 10 min), ermittelt mit der Messbox- (links) und der NIM-Elektronik (rechts).

A.6.2 Messreihen zur Winkelverteilung

Die Tabellen mit den Informationen zur Winkelverteilungs-Messung befinden sich auf den nachfolgenden beiden Seiten.

Tabelle A.4: Informationen zur ersten Messreihe zur Winkelverteilungs-Messung

Messung	Zeitpunkt	Einzelrate [Hz]				Abgeschätzte Zufalls-Koinzidenzen/min *	Zeitpunkt	Detektor A	Detektor B	Messbox - Schwellspannung [V]
		zu Beginn		am Ende						
Messreihe 1 übereinander	Elektronik	Detektor A	Detektor B	Detektor A	Detektor B	0,66	zu Beginn	2,400	2,268	
	NIM	15-100; Ø60	30-100; Ø70	40-170; Ø100	40-170 ; Ø110	0,03	am Ende	2,445	2,314	
Messreihe 1 nebeneinander	Messbox	15-100; Ø40	15-100; Ø35	15-80; Ø30	15-30; Ø18	0,18	zu Beginn	2,540	2,362	
	NIM	20-100; Ø50	20-110; Ø60	40-170; Ø110	<10-50; Ø25					
Messreihe 2 übereinander	Messbox	15-100; Ø40	20-120; Ø50	10-50; Ø20	<10-20; Ø<10	0,07	am Ende	2,567	2,392	
	NIM	<10-20; Ø15	<10-20; Ø15	unverändert	unverändert	0,014	zu Beginn	2,579	2,368	
Messreihe 2 Winkel 52°	Messbox	<10-20; Ø14	<10-20; Ø12	unverändert	20-100; Ø40	0,02	am Ende	2,550	2,344	
	NIM	<10-25; Ø18	<10-20; Ø15	<10-20; Ø13	unverändert	0,016	zu Beginn	2,595	2,384	
Messreihe 2 nebeneinander	Messbox	<10-20; Ø12	<10-20; Ø14	unverändert	<10-20; Ø<10	0,006	am Ende	2,575	2,368	
	NIM	<10-25; Ø17	<10-25; Ø15	unverändert	unverändert	0,015	zu Beginn	2,597	2,380	
	Messbox	<10-20; Ø12	<10-20; Ø15	<10-20; Ø<10	<10-15; Ø<10	0,007	am Ende	2,614	2,408	

* Die Zufallskoinzidenzen wurden hier jeweils von oben her abgeschätzt. Dabei wurde zwischen den Werten der Raten vor und nach einer Messung, die jeweils höhere Einstellung als Rate über die gesamte Messdauer betrachtet und damit nach Gl.4.2 die Zahl der Zufallskoinzidenzen pro Zeit berechnet.

Tabelle A.5: Informationen zur zweiten Messreihe zur Winkelverteilungs-Messung

Position/ Meszeit		NIM-Elektronik			Messbox-Elektronik		
		Rate A [Hz] *	Rate B [Hz] *	Rate A [Hz] *	Schwelle A [V]	Rate B [Hz] *	Schwelle B [V]
Übereinander	zu Beginn	27,1±0,3	42,5±0,4	106,4±0,6	2,456±0,001	24,5±0,3	2,273±0,001
Start: 14:53	am Ende	21,8±0,4	44,2±0,6	92,9±0,9	2,456±0,001	23,7±0,4	2,273±0,001
Ende: 16:03	über ges.Dauer			96,7±0,2		25,6±0,1	
Dauer: 70 min	Koinzidenzen	zuf. erw. max 5	gem. 392	zuf. erw. 6	gem. 515		
Im Winkel 50°	zu Beginn	24,8±0,5	44,0±0,6	106,4±0,9	2,456±0,001	24,2±0,5	2,273±0,001
Start: 16:26	am Ende	21,6±0,6	40,2±0,8	90,8±1,2	2,456±0,001	23,2±0,6	2,273±0,001
Ende: 17:26	über ges.Dauer			97,7±0,2	23,5±0,1		
Dauer: 60 min	Koinzidenzen	zuf. erw. max 4	gem. 451	zuf. erw. 5	gem. 593		
Im Winkel 40°	zu Beginn	24,3±0,5	42,3±0,6	104,5±0,9	2,456±0,001	23,8±0,5	2,273±0,001
Start: 17:38	am Ende	21,5±0,6	44,2±0,9	101,2±1,3	2,456±0,001	21,9±0,6	2,273±0,001
Ende: 18:38	über ges.Dauer			94,7±0,2		23,0±0,1	
Dauer: 60 min	Koinzidenzen	zuf. erw. max 4	gem. 233	zuf. erw. 5	gem. 344		
Im Winkel 30°	zu Beginn	21,8±0,6	43,6±0,9	96,8±1,3	2,456±0,001	21,0±0,6	2,273±0,001
Start: 18:45	am Ende	20,7±0,6	38,5±0,8	82,9±1,2	2,456±0,001	22,4±0,6	2,273±0,001
Ende: 19:45	über ges.Dauer			82,9±0,2		22,7±0,1	
Dauer: 60 min	Koinzidenzen	zuf. erw. max 3	gem. 103	zuf. erw. 4	gem. 178		
Im Winkel 20°	zu Beginn	18,7±0,6	43,4±0,9	77,7±1,1	2,456±0,001	24,0±0,6	2,273±0,001
Start: 20:00	am Ende	18,4±0,6	46,5±0,9	75,9±1,1	2,456±0,001	23,8±0,6	2,273±0,001
Ende: 21:03	über ges.Dauer			69,3±0,1		26,0±0,1	
Dauer: 60 min	Koinzidenzen	zuf. erw. max 3	gem. 30	zuf. erw. 4	gem. 70		
weit auseinander	zu Beginn	15,0±0,4	30,0±0,5	55,6±0,7	2,456±0,001	29,5±0,5	2,273±0,001
Start: 21:53	am Ende	14,0±0,5	33,3±7	53,1±0,9	2,456±0,001	29,5±0,7	2,273±0,001
Ende: 22:53	über ges.Dauer	9		56,9±0,1		30,0±0,1	
Dauer: 60 min	Koinzidenzen	zuf. erw. max 1	gem. 9	zuf. erw. 2	gem. 18		

* Die unterschiedlichen Fehler bei ähnlichen Raten resultieren aus verschiedenen Überprüffreizeiten.

Die Zahl der erwarteten Zufallskoinzidenzen wurde für die Messbox direkt aus der Rate über die ges. Messdauer berechnet, für die NIM-Elektronik analog zur vorherigen Messung (vgl. Tab. A.4).

Literatur

- [ADInc] Analog Devices, Inc.: Data Sheet: *Ultralow Noise, LDO XFET Voltage Reference with Current Sink and Source*, 2010; <http://www.analog.com>.
- [AugOb] Pierre Auger Observatorium: <http://www.auger.org/> [Stand: 08.2010].
- [Bin03] S. Bingert: *Verwendung gedünnt simulierter Luftschauder für die Detektorsimulation von KASCADE-Grande*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2003.
- [Bur07] D. Burak: *Nachweis kosmischer Myonen mittels Wasser-Cherenkov-Zähler*, Wissenschaftliche Arbeit zur Zulassung zum Ersten Staatsexamen im Fach Physik, Universität Karlsruhe, 2007.
- [Cos09] F. Cossavella, *Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte*, FZKA 7513, 2009.
- [Dem10] W. Demtröder: *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, 3. Auflage, Springer-Verlag, 2010.
- [Fui03] M. Fuidl: *Kosmische Myonen in Schulversuchen*, Staatsexamensarbeit, Universität Mainz, 2003.
- [Gri01] K. F. Grieder: *Cosmic Rays At Earth: Researcher's Reference Manual And Data Book*, 1. Auflage, Elsevier Science Publishing Company, 2001.
- [Gru05] C. Grupen: *Astroparticle Physics - „The Universe in the light of cosmic rays“*, engl. Übersetzung der dt. Originalausgabe, 1. Auflage, Springer-Verlag, 2005.
- [ITWi] IT Wissen - Das große Onlinelexikon für Informationstechnologie: <http://www.itwissen.info/> [Stand: 08.2010].
- [KAERI] Korea Atomic Energy Research Institute, Nuclear Data Evaluation Lab. : <http://atom.kaeri.re.kr> [Stand: 08.2010].
- [Leo94] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*, 2. Auflage, Springer-Verlag, 1994.
- [MRRS95] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger: *Kern- und Elementarteilchenphysik*, 2. Auflage, Verlag Harri Deutsch, 1995.
- [MTInc] Microchip Technology Inc., Data Sheet: *PIC18F2455/2550/4455/4550*, 2009; <http://www.microchip.com/>.
- [NIST] National Institute of Standards and Technology (NIST), Physical Reference Data: <http://www.nist.gov/physlab/data/> [Stand 08.2010].

- [OFRC] Olympus FluView Resource Center: <http://www.olympusfluoview.com/theory/pmtintro.html> [Stand: 08.2010].
- [PhSe] Philips Semiconductors: www.semiconductors.philips.com, Data Sheets: *74HC/HCT221: Dual non-retriggerable monostable multivibrator with reset*, 1990 und *FAMILY SPECIFICATIONS HCMOS family characteristics*, 1988.
- [PRSZ07] B. Povh, K. Rith, Ch. Scholz, F. Zetsche: *Teilchen und Kerne*, 7. Auflage, Springer-Verlag, 2007.
- [Ren93] B. Renk: *Messdatenerfassung in der Kern- und Teilchenphysik*, Teubner Verlag, 1993.
- [Sch00] W. Scharlau: *Mathematik in Biologie und Geowissenschaften - Münsteraner Einführungen: Mathematik/Informatik 2*, LIT Verlag, 2000.
- [Sch06] T. Schmidt: *Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte*, FZKA 7231, 2006.
- [Sta10] T. Stanev: *High Energy Cosmic Rays*, 2. Auflage, Springer-Verlag, 2010.
- [UGFP] Universität Giessen, Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, Teil II, Compton-Streuung: <http://pcweb.physik.uni-giessen.de/fprakt/fpra/compton/default.htm> [Stand: 08.2010].
- [Ulr04] H. Ulrich: *Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte*, FZKA 6952, 2004
- [Y⁺06] W.-M. Yao et al. Review of Particle Physics: *Journal of Physics G* 33, 1 (2006); Particle Data Group: <http://pdg.lbl.gov/> [Stand: 08.2010].
- [Z⁺10] C. Zeitnitz et al., Universität Wuppertal, private Korrespondenz (E-mail-Kontakt), 2010.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben. Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Christian Weinheimer für die Bereitstellung dieser Bachelorarbeit. Des Weiteren möchte ich mich bei Roland Berendes und Wladimir Buglak aus der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik in Münster bedanken. Für die freundliche Unterstützung und die Bereitstellung der verwendeten Schaltpläne und eines programmierten Mikrocontrollers, bedanke ich mich bei Christian Zeitnitz et al. von der Universität Wuppertal. Ein besondere Dank geht an meinen Betreuer Dr. Volker Hannen für die intensive Betreuung. Er nahm sich stets Zeit und hatte ein offenes Ohr für alle Fragen. Auch Raphael Jöhren und Jonas Mader standen mir mit Ratschlägen zur Seite, dafür bedanke ich mich.

Ich versichere hiermit, dass ich meine Bachelor-Abschlussarbeit „*Aufbau und Test eines Wasser-Cherenkov-Detektors zur Demonstration kosmischer Strahlung*“ selbstständig und ohne fremde Hilfe angefertigt habe, und dass ich alle von anderen Autoren wörtlich übernommenen Stellen wie auch die sich an die Gedankengänge anderer Autoren eng anlehnden Ausführungen meiner Arbeit besonders gekennzeichnet und die Quellen zitiert habe.

Münster, den (07.09.2010)

Matthias Brandt