

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Masterarbeit

Im Studiengang Physik

vorgelegt von

Jannis Weimar

geboren in Breisach

2017

Entwicklung und Charakterisierung eines
¹⁰B-basierten Neutronendetektionssystem zur
Bestimmung von Bodenfeuchte auf der
Hektarskala.

Die Masterarbeit wurde von Jannis Weimar

ausgeführt am

Physikalischen Institut

unter der Betreuung von

Prof. Dr. Ulrich Schmidt

und **Prof. Dr. Sascha Oswald**

Entwicklung und Charakterisierung eines ^{10}B -basierten Neutronendetektionssystems zur Bestimmung von Bodenfeuchte auf der Hektarskala.

Kosmische Neutronendetektoren werden erfolgreich dazu benutzt, um Bodenfeuchte auf einer Fläche von bis zu 16 Hektar und mit einer Eindringtiefe von bis zu 83 cm zu messen. Auf dieser, für viele hydrologische Fragestellungen relevanten, Skala ist die Methode konkurrenzlos. Bisher wurden vorwiegend ^3He -gefüllte Proportionalzählrohre zur Detektion kosmischer Neutronen eingesetzt. In Zukunft wird dies aller Voraussicht nach nicht mehr möglich sein, da ^3He in den letzten Dekaden knapp und damit sehr teuer geworden ist.

Diese Arbeit stellt die Entwicklung eines Neutronendetektionssystems vor, welches nicht nur die ^3He -Technologie für diese Anwendung ersetzen könnte, sondern auch durch höhere Zählraten dem aufkommenden Bedarf an mobilen, luftgestützten Messungen genügen soll. Der erste Prototyp des Neutronendetektors ist ein, mit ^{10}B beschichtetes, Proportionalzählrohr mit hexagonalem Querschnitt und einer Nachweiseffizienz von 6,5 % im thermischen Energiebereich. Die entwickelte Verstärkerelektronik in Kombination mit einem Mikrocontroller (Arduino) ermöglicht eine verbesserte Differenzierung zwischen Neutronen und anderer detektierbarer Strahlung.

Im Rahmen erster Messungen konnte die Tauglichkeit des Detektionssystems zur Bodenfeuchtemessung bei einer Zählrate von ca. 300 kosmischen Neutronen pro Stunde verifiziert werden. Die Ergebnisse dieser Messung konnten weiterhin mit Monte-Carlo-Simulationen reproduziert werden.

Design and characterization of a ^{10}B -based neutron detection system for measurements of soil moisture at the hectar-scale.

Cosmic-Ray neutron sensors are widely used to determine soil moisture of an area of up to 16 hectares, reaching maximum soil penetration depths of 83 cm. The method is unrivaled on this scale, which is relevant to many hydrological research fields. Until now mostly ^3He -filled proportional chambers have been deployed to measure cosmic neutrons. Most likely this won't be feasible anymore in future applications since ^3He has become scarce and expensive during past decades.

The present work introduces a newly developed neutron detection system, which has been designed not only to be a possible substitute for the ^3He -technology for this purposes but also to enhance counting rates for the increasing demand for mobile and airborne measurements. The neutron detector's first prototype consists of a solid ^{10}B -lined proportional counter with a hexagonal shape. It possesses an efficiency of 6.5 % for thermal neutrons.

The electronic amplifier features a microcontroller (arduino board) which allows for an improved differentiation between neutrons and other detectable radiation. A proof of concept measurement showed the prototype's capability for soil moisture measurements with a counting rate of approximately 300 cosmic neutrons per hour. Moreover these results could be reproduced by means of Monte Carlo simulations.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Kosmische Strahlung und die Produktion von Neutronen	2
1.2	Bodenfeuchtemessungen mittels kosmischer Neutronen: Die COSMOS-Methode	6
1.3	Luftgestützte Messungen und der Bedarf an einem neuen Detektions-system	8
2	Physik der Neutronendetektoren	11
2.1	Neutron-Materie-Interaktion	11
2.2	Das Proportionalzählrohr	17
2.2.1	Funktionsweise	17
2.2.2	Füllgas	18
2.2.3	Transport von Elektronen und Ionen in Gasen	21
2.2.4	Das ^3He -Zählrohr als aktueller Standard der COSMOS-Methode	24
2.3	Detektor-Konzept eines ^{10}B -beschichteten Proportionalzählrohrs . . .	25
2.3.1	Eigenschaften von ^{10}B als fester Konverter	25
2.3.2	Das theoretische Energiespektrum eines ^{10}B -Zählrohrs	27
3	Der wabenförmige Neutronendetektor	29
3.1	Detektorkonzept	29
3.2	Der große Wabendetektor	31
4	Elektronik	33
4.1	Die Zähleinheit - Der nCatcher	36
4.1.1	Pulslängenmessung mit der Input Capture Funktion des AT-mega328	39
4.1.2	Pulshöhenmessung mit einem SAR ADC	41
5	Ergebnisse	45
5.1	Pulshöhenspektren des wabenförmigen Zählrohrs	45
5.2	Automatisierte Auswerterroutine: Erste Ansätze	48
5.3	Gasverstärkung	50
5.3.1	Gasverstärkung nach empirisch ermittelten Parametern	50
5.3.2	Simulation des Ladungstransports	51
5.3.3	Diskussion und Vergleich: Gasverstärkung	54
5.4	Gasdichtigkeit des Detektors	56

5.5	Vergleich der Detektionssysteme: ^3He - und ^{10}B -Zählrohre im Test . . .	59
5.5.1	Cadmium-Differenzmessung - Energieabhängigkeit der Nach- weiseffizienz	59
5.5.2	Erste Messungen der Bodenfeuchte	62
5.6	Erste Messergebnisse des großen Wabendetektors	67
6	Zusammenfassung und Ausblick	69
A	Literaturverzeichnis	73
B	Appendix	81

1 Einführung

Obwohl der Boden nur ein kleines Reservoir des gesamten Wassers der Erde darstellt, ist sein Wassergehalt von entscheidender Bedeutung für einen Großteil der Biosphäre, Lithosphäre und Atmosphäre. Die Bodenfeuchte spielt beispielsweise eine Schlüsselrolle im Bezug auf Nahrungssicherheit, dem Umgang mit Dürren und Fluten und der Grundwasserneubildung. Aufgrund dessen ist die Messung und Modellierung von Bodenfeuchte, insbesondere in wasserarmen Regionen ausschlaggebend, um dem Bedarf an effizientem Wassermanagement nachzukommen (Vereecken et al. (2008)). Neben zahlreichen Methoden zur lokalen bzw. punktförmigen Bodenfeuchtemessung, wie z.B. TDR (*Time Domain Reflectometry*) und kapazitative Sensoren, wurden in den letzten Jahren Bodenfeuchtemessungen durch satellitengestütztes Remote-Sensing vorangetrieben. Obwohl die räumliche Auflösung der Satelliten immer weiter verbessert wird und mit SMAP nun eine Genauigkeit von 1 - 3 km erreicht hat, gibt es eine große Lücke in der räumlichen Auflösung zwischen diesen Methoden (NASA, 2017a). Weiterhin besitzen die Radiometer der Satelliten eine physikalisch begrenzte Eindringtiefe von maximal 5 cm, eine geringe Zeitauflösung und können Wolken nicht durchdringen (Wagner et al., 2007). Zreda et al. (2012) stellten eine passive Methode vor um Bodenfeuchte auf der Hektarskala und mit Eindringtiefen von bis zu 80 cm zu messen. Das repräsentative Messvolumen deckt damit die Maße eines typischen landwirtschaftlichen Feldes und die Wurzeltiefe der meisten Nutzpflanzen ab. Gleichzeitig entspricht dies auch der räumlichen Skala des Atmosphäre-Boden-Austausches, insbesondere im Bezug auf die Energiebilanz, und ist somit für regionale Klimamodelle von erheblichem Interesse (Brunsell und Gillies, 2003). Die Methode wird in der Literatur unter dem Namen COSMOS geführt (*the COsmic-ray Soil Moisture Observing System*).

Die COSMOS-Methode nutzt die Intensitätsabhängigkeit bodennaher, kosmischer Neutronen zur Bodenfeuchte aus. Die etablierte Technologie zur Detektion dieser Neutronen basiert auf dem Heliumisotop ^3He . Fast das gesamte weltweit verfügbare Vorkommen stammt aus der US-amerikanischen Kernwaffenproduktion und ist beinahe erschöpft und rationiert. Um die Methode auch in Zukunft einsetzen und weiter ausbauen zu können muss nach neuen Lösungen für ein Detektionssystem gesucht werden. So werden vermehrt Neutronendetektoren beruhend auf ^{10}B in Form von $^{10}\text{BF}_3$ eingesetzt. $^{10}\text{BF}_3$ reagiert allerdings zusammen mit Wasser zur hochgiftigen Fluorwasserstoffsäure. Diese Masterarbeit stellt ein Detektorkonzept vor, dass auf dem Borisotop ^{10}B als Festkörper basiert. Im Unterschied zu bestehenden, kompakten Detektorkonzepten, die vorwiegend aus der Kern- und Teilchenphysik stammen, soll dieses eine hohe Zählrate durch ein großes Volumen erlangen.

1.1 Kosmische Strahlung und die Produktion von Neutronen

Zum besseren Verständnis der COSMOS Methode wird sich dieses Kapitel mit der Entstehung bodennaher kosmischer Neutronen befassen. Diese sind ein Produkt der Spallation von vorwiegend Sauerstoff und Stickstoff durch hochenergetische, galaktische Primärstrahlung.

Herkunft kosmischer Strahlung Grundsätzlich wird bei kosmischer Strahlung zwischen solarer, galaktischer und extragalaktischer Strahlung unterschieden je nachdem, wo diese emittiert bzw. auf ihre Energie beschleunigt wird. Diese Namensbezeichnung meint damit die Entstehung innerhalb des Sonnensystems und innerhalb bzw. außerhalb der Milchstraße.

Im Bezug auf die Teilchenstromdichte macht der Sonnenwind den größten Anteil der kosmischen Strahlung, die auf das Erdmagnetfeld trifft, aus (siehe Tabelle 1.1). Aufgrund der geringen Energie dieser Teilchen werden diese in der magnetischen Flasche des Erdmagnetfeldes, dem Van-Allen-Gürtel, gefangen. An den Magnetpolen können sie bis in die Ionosphäre eintreten und dort durch Anregung von Sauerstoff und Stickstoff die Aurora borealis auslösen.

Da die Bestandteile des Sonnenwindes, wegen derer geringen Energie, das Erdmagnetfeld nicht in steilen Winkeln durchstoßen können, können diese nicht in den mittleren Breiten in die Atmosphäre eindringen. Weiterhin besitzen sie nicht genug Energie für Spallationsprozesse und sind daher für die Bildung kosmischer Neutronen irrelevant. Die extragalaktische Primärstrahlung, die die Erde erreicht, besitzt zwar ausreichend Energie, um obige Anforderungen zu erfüllen, jedoch ist der Teilchenstrom von wenigen Teilchen pro cm^2 und Jahr vernachlässigbar gering. Kosmische Sekundärstrahlung und damit auch Neutronen entstehen folglich vor allem aus galaktischer Primärstrahlung. Im weiteren Verlauf wird kosmische Primärstrahlung und galaktische Primärstrahlung synonym verwendet.

Tabelle 1.1: Teilchenstromdichte und Energie der kosmischen Strahlung, die auf das Erdmagnetfeld trifft (Werte aus [Auger Observatory \(2017\)](#), [Mewaldt \(2017\)](#) und [Blasi \(2013\)](#)). Die Energiebereiche schwanken je nach Quelle und sind hier nur als grobe Einteilung der Strahlung zu betrachten.

Herkunft	Teilchenstromdichte [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	Energie [MeV]
Sonnenwind	$10^7 - 10^{10}$	$10^{-3} - 1$
galaktischer Wind	1	$10^2 - 10^{11}$
extragalaktischer Wind	10^{-7}	$10^{11} - 10^{14}$

Galaktische Primärstrahlung, die auf das Erdmagnetfeld trifft, besteht vor allem aus Protonen, zu rund 10 % aus Helium Kernen und einem geringen Anteil aus

Kernen schwerer Elemente (eine ausführliche Übersicht über galaktische Primärstrahlung findet sich in [Blasi \(2013\)](#)).

Neben diesen Bestandteilen erreicht auch hochenergetische elektromagnetische Strahlung, sowie Elektronen und Positronen aus den gleichen Quellen die Erde. Obwohl diese nur einen geringen Anteil an der gesamten kosmischen Strahlung ausmachen, sind sie wichtig zur Rekonstruktion der Herkunft und Verbreitung kosmischer Strahlung.

Die Teilchenverteilung pro Energie aller hochenergetischer ($E \geq 500$ MeV) kosmischer Primärstrahlung, die auf die Erde trifft, hat ein Maximum bei ca. 1 GeV. Zum einen nimmt die Wahrscheinlichkeit, dass Teilchen auf eine bestimmte Energie beschleunigt werden mit der Energie ab. Zum anderen wird kosmische Primärstrahlung mit geringerer Energie durch die Heliosphäre und das Erdmagnetfeld abgelenkt.

Interstellare Materie sowie die Abstrahlung von Materie durch Sterne besteht zu einem Großteil aus ionisiertem Plasma und bildet damit das Ausgangsmaterial kosmischer Primärstrahlung. Es wird angenommen, dass der Großteil der hochenergetischen galaktischen Primärstrahlung durch Supernova-Überreste auf diese Energien beschleunigt wird ([Ackermann et al., 2013](#)). Supernova-Überreste bilden, wenn sie auf interstellare Materie treffen, Schockfronten mit verdichteten Magnetfeldern aus, in denen die geladenen Teilchen so lange im Umlauf gehalten und beschleunigt werden, bis sie die Fluchtgeschwindigkeit erreicht haben. Daneben wurde erst kürzlich gezeigt, dass das supermassereiche Schwarze Loch Sagittarius A im Zentrum der Milchstraße als Beschleuniger galaktischer Strahlung in Frage kommt ([Abramowski et al., 2015](#)).

Ausbreitung kosmischer Strahlung Da kosmische Strahlung neben hochenergetischen Photonen aus geladenen Teilchen besteht, werden diese, gemäß der Lorentzkraft, durch Magnetfelder abgelenkt. Die Stärke der Ablenkung hängt vom Impuls und der Ladung des Teilchens ab. Dadurch stellen galaktische Magnetfelder, die Heliosphäre, induziert durch die Sonnencorona und die Sonnenwinde, sowie das Erdmagnetfeld Barrieren für kosmische Strahlung dar. Die Größe Cutoff Rigidity beschreibt den minimalen Impuls pro Ladung, den ein Teilchen besitzen muss, um durch ein Magnetfeld zu einer bestimmten Position gelangen zu können.

Abbildung 1.1 stellt analog dazu die Mindestenergie abhängig vom Breitengrad dar, die ein Proton besitzen muss um in die Erdatmosphäre eindringen zu können. Da Energien von mehreren 100 MeV ausreichen um Neutronen durch Spallation zu erzeugen, ist die Intensität kosmischer Neutronen Positions- und insbesondere Breitengrad abhängig ([Nesterenok, 2013](#)).

Zeitliche Variationen der Primärstrahlung Die Entwicklung eines Supernova-Überrestes spielt sich auf Zeitskalen von 100-1000 Jahren ab ([NASA, 2017b](#)). Galaktische Magnetfelder sind ebenso konstant über die Zeitskala, die für Bodenfeuchtemessungen relevant ist ([Beck, 2017](#)). Die Quellen galaktischer Strahlung werden somit in diesem Kontext als konstant angesehen.

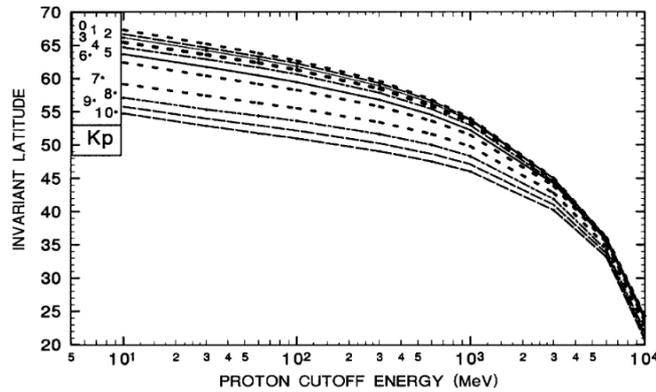


Abbildung 1.1: Mindestenergie die ein Proton besitzen muss, um in die Atmosphäre eindringen zu können abhängig vom Breitengrad. Die magnetische Aktivität des Erdmagnetfeldes wird durch den Kp-Wert angegeben (aufsteigende Werte bedeuten höhere Aktivität). Entnommen aus [Smart und Shea, 2004](#).

Zeitliche Variationen kosmischer Strahlung liegen daher, vor allem im Transport begründet und werden durch die Dynamik der Heliosphäre (Magnetfeld der Sonne) bestimmt ([Potgieter, 2009](#)). Insbesondere ist dessen 11-Jahreszyklus die am stärksten ausgeprägte temporale Struktur im Intensitätssignal der Primärstrahlung ([Potgieter et al., 2012](#)). Darüber hinaus sind sogar hochfrequente Schwankungen zu beobachten, wie z.B. die Rotationsdauer der Sonne von 25 - 27 Tagen ([Potgieter, 2009](#)). Dabei verändert sich nicht nur die Abschirmung galaktischer Strahlung durch die Heliosphäre, sondern auch die Verformung des Erdmagnetfeldes durch den Sonnenwind. Dieser führt zu einer Kompression des Erdmagnetfeldes auf der Sonnenseite bzw. einer Ausdehnung auf der sonnenabgewandten Seite.

Periodische Änderungen des Erdmagnetfeldes finden auf Zeitskalen in der Größenordnung von 10.000 – 100.000 Jahren statt und werden daher hier als konstant betrachtet ([Shea and Smart, 2004](#)). Als Indikatoren für die Intensität der galaktischen Strahlung werden hierbei kosmogene Nuklide, wie z.B. ^{10}Be , und Neutronendetektoren herangezogen ([Neutron Monitor Database, 2017](#)). Wir wollen uns daher im anschließenden Abschnitt derer Bildung in der Atmosphäre widmen. An dieser Stelle sei vorweggenommen, dass die Rate kosmischer Neutronen in Bodennähe zwischen Maxima und Minima des 11-Jahreszyklus bis zu 15 % variiert ([Potgieter, 2009](#)). Um lokale bzw. temporäre Intensitätsschwankungen der galaktischen Primärstrahlung und somit der kosmischer Neutronen zu korrigieren, wird in der COSMOS Methode die Neutronenzählrate mithilfe des oben erwähnten, international operierenden, Systems von Neutronendetektoren kalibriert.

Bildung und Interaktion kosmischer Neutronen Kosmische Sekundärstrahlung und insbesondere Neutronen werden durch Spallation gebildet, wenn Protonen oder

andere Teilchen des galaktischen Windes auf Stickstoff oder Sauerstoff in der äußeren Atmosphäre treffen. Der Hauptanteil von 66 % des kosmischen Nukleonenflusses entsteht durch primäre Protonen mit Energien von $E = 1 - 7,5$ GeV und α -Teilchen mit $E = 0,6 - 5$ GeV (Nesterenok, 2013). Bei diesen Spallationsprozessen entstehen Neutronen und Protonen, aber auch neutrale und geladene Pionen und Kaonen, welche später in Myonen und Photonen zerfallen. Die Neutronen und Protonen können weitere Spallationprozesse induzieren wodurch kaskadenförmig viele Millionen Teilchen pro primär einfallendem Teilchen gebildet werden und auf eine Fläche von bis zu mehreren Quadratkilometern die Erde treffen können (Auger Observatory, 2017). Diese Ereignisse werden kosmische Schauer genannt.

Neben der kaskadenförmigen Bildung der Neutronen, werden diese teilweise abgebremst und absorbiert. Aufgrund dessen existiert ein Intensitätsmaximum in einer Höhe von ca. 15,8 km (80 g/cm^2) (Pfozner, 1936). Während danach die Gesamtintensität der Neutronen exponentiell mit einer Breitengrad-abhängigen Abschwächungslänge von 130 - 150 g/cm^2 abnimmt, verändert sich die Form des Spektrums nur geringfügig (Sato und Niita, 2006 und Kowatari et al. (2005)).

Neutronen, die aus Spallation durch Primärstrahlung entstanden sind, haben typischerweise eine Energie von etwa 100 MeV (siehe Peak bei ≈ 100 MeV in Abb. 1.2). Die Energie der Neutronen liegt dabei weit über der Bindungsenergie der Nukleonen weshalb die Neutronen direkt mit einzelnen Nukleonen interagieren. Treffen diese hochenergetischen Neutronen auf weitere Atomkerne, so lösen sie kaskadenförmige intramolekulare Prozesse aus (Gudima et al., 1983). Jeder dieser Prozesse führt zu einem angeregten Kernzustand. Der Kern kann die Anregung einer dieser Zustände mittels Gamma-Strahlung, radioaktiven Zerfall oder Evaporation abgeben. Aus der Evaporation entstehen die sogenannten schnellen Neutronen, die eine Energie von 1 - 2 MeV besitzen (siehe Peak bei ≈ 1 MeV in Abb. 1.2). Die Schalenkonfiguration der Kerne verschiedener Elemente führt dazu, dass es in diesem Energiebereich viele Resonanzen und somit hohe Absorptionswirkungsquerschnitte gibt (ausführlicher in Abschnitt 2.1).

Im Sub-MeV Energiebereich (epithermische Neutronen) ist die dominante Wechselwirkungsform der elastische Stoß und die Neutronen interagieren mit dem Atomkern des Streuers, unabhängig dessen chemischer Bindung. Da die kinetische Energie der Stoßpartner, d.h. der Luftteilchen, unter der Energie der Neutronen liegt führt elastische Streuung zu einer kontinuierlichen Energieabnahme der epithermischen Neutronen.

Während die zuvor beschriebenen Wechselwirkungen immer einen Energieverlust des Neutrons zur Folge haben, liegen die Energien von Neutronen und Streupartner im thermischen Bereich $E \approx 25$ meV in der gleichen Größenordnung, wodurch kein signifikanter Energieübertrag stattfindet.

1.2 Bodenfeuchtemessungen mittels kosmischer Neutronen: Die COSMOS-Methode

Beim Eindringen in den Boden wechselwirken die Neutronen mit diesem in analoger Weise zur Atmosphäre, gemäß ihrer Energie, wie oben beschrieben. Die Eigenschaft eines Elements kosmische, epithermische Neutronen durch elastische Streuung abzubremsen, auch moderieren genannt, hängt maßgeblich von drei Faktoren ab. Erstens von der Masse des streuenden Atomkerns. So wird der Impulsübertrag, wie bei dem Stoß zweier Kugeln, maximal wenn die Streupartner die gleiche Masse besitzen. Zweitens von der Wahrscheinlichkeit, dass das Neutron an dem Atomkern dieses Elements streut, beschrieben durch den Streuwirkungsquerschnitt (diese beiden Eigenschaften werden in Abschnitt 2.1 noch genauer diskutiert). Drittens von der Häufigkeit des Elements in der Umgebung des Neutrons.

Aufgrund der ähnlichen Masse von Neutron und Proton sowie der hohen Streuwahrscheinlichkeit des Neutrons am Proton, moderiert Wasserstoff kosmische, epithermische Neutronen wesentlich effektiver als andere Elemente, die in Böden zu finden sind, insbesondere Sauerstoff und Silizium (Zreda et al., 2012). Dies führt dazu, dass die Anzahl der, am Boden reflektierten, epithermischen Neutronen (Albedoneutronen) mit steigender Bodenfeuchte abnimmt, da diese im Boden thermalisieren (siehe Abb. 1.2).

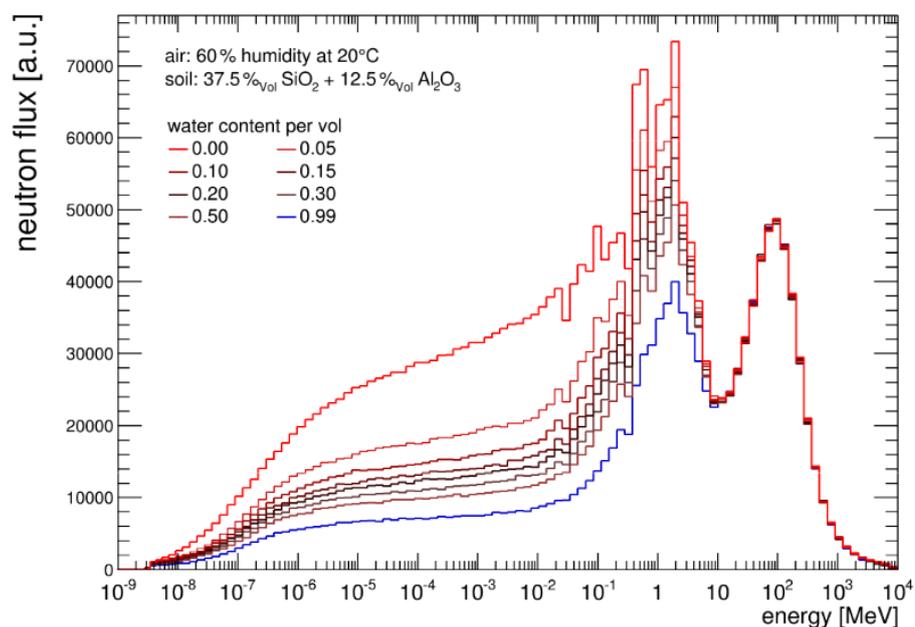


Abbildung 1.2: Energiespektrum der Neutronen über dem Boden in Abhängigkeit zur Bodenfeuchte. Die Spektren sind Ergebnisse von Monte-Carlo-Simulationen. Das Ausgangsspektrum der einfallenden kosmischen Neutronen basiert auf Sato und Niita, 2006. Persönliche Kommunikation: Markus Köhli.

Schon bei einem Wassergehalt von 0.1 kg/kg macht Wasserstoff 9/10 der Moderation der epithermischen Neutronen aus (Zreda et al., 2012). Die COSMOS-Methode beruht auf dieser herausragenden Eigenschaft von Wasserstoff, um aus dem Signal der kosmischen, epithermischen Neutronen den Wasserstoffgehalt der Umgebung und damit die Bodenfeuchte zu bestimmen.

Nach dem Austreten aus dem Boden werden die epithermischen Neutronen an Luftteilchen gestreut. Die Streufunktion ist in diesem Energiebereich isotrop und die Neutronenbewegung ähnelt daher einer Zufallsbewegung (Random Walk). Das Streuverhalten ähnelt dem eines Gases, welches aufgrund von Bodenfeuchtevariationen räumlich heterogen verteilt ist. Die Neutronen verteilen sich vergleichbar mit einem Diffusionsprozess, wobei der Unterschied darin liegt, dass diese während der Streuprozesse Energie verlieren und sich somit ihre mittlere freie Weglänge verkürzt. Die mittlere freie Weglänge epithermischer Neutronen beträgt in Luft einige zehn Meter (Köhli et al., 2015). Da ein Großteil der Luftteilchen, insbesondere Stickstoff und Sauerstoff, Neutronen nicht stark moderiert, bewegen sich diese über bis zu wenige hundert Meter ohne signifikanten Energieverlust. Die Intensität epithermischer Neutronen, gemessen an einer bestimmten Position mit einem Neutronendetektor, korreliert also mit der Wasserstoffdichte innerhalb mehrerer Hektar. Die Stärke des Einflusses der einzelnen Wasserstoffreservoirs, innerhalb dieses Gebietes, auf die Intensität der epithermischen Albedoneutronen hängt stark vom Abstand derselben zum Detektor ab. Jedoch ist der Einfluss der Wasserstoffreservoirs, aufgrund der isotropen Streufunktion, unabhängig von der Richtung aus der die epithermischen Neutronen in den Detektor gelangen.

Die Abbildung 1.3 zeigt diese radiale Gewichtungsfunktion eines bodennahen Detektors für epithermische Neutronen (CRNS, *cosmic ray neutron sensor*) für homogene Bodenfeuchten von 3 und 50 %. Die Monte Carlo Simulation wurde zusammen mit einer GUI unter dem Namen URANOS von Köhli et al. (2015) veröffentlicht.

Die Größe Footprint ist definiert, als das Bodenvolumen in dem 86 % der detektierten Neutronen gestreut wurden. Das impliziert nicht nur die radiale Gewichtungsfunktion, sondern auch die vertikale Eindringtiefe der epithermischen Neutronen in den Boden. Diese hängt sehr stark von der Bodenfeuchte ab und liegt zwischen 83 und 15 cm direkt unter dem Sensor bzw. 50 und 12 cm in etwa 200 m Entfernung für Bodenfeuchten von 1 % bzw. 50 % (Details zum Footprint eines CRS sind in Köhli et al. (2015) enthalten).

Mit diesem repräsentativen Messvolumen in der Größenordnung von 10 Hektar und einer Eindringtiefe von bis zu 83 cm ist die COSMOS Methode einzigartig. Das eignet sie unter anderem dafür, die Lücke bzgl. der horizontal-räumlichen Skala zwischen punktförmigen und satellitengestützten Fernerkundungsmessungen zu schließen. Darüber hinaus besitzt keine andere nicht-invasive Methode vergleichbare Eindringtiefen. Anwendungsfelder auf wissenschaftlicher Ebene sind zum Beispiel die Validierung von Satellitendaten (Montzka et al., 2017), kontinuierliche Schneehöhenmessungen (Schattan et al., 2017) sowie die Aufzeichnung von saisonalen Variationen von Biomasse (Baroni und Oswald, 2015). Gleichzeitig umfasst der Footprint das typische Volumen eines Agrarfeldes mit Eindringtiefen, die die Wurzeltiefe der

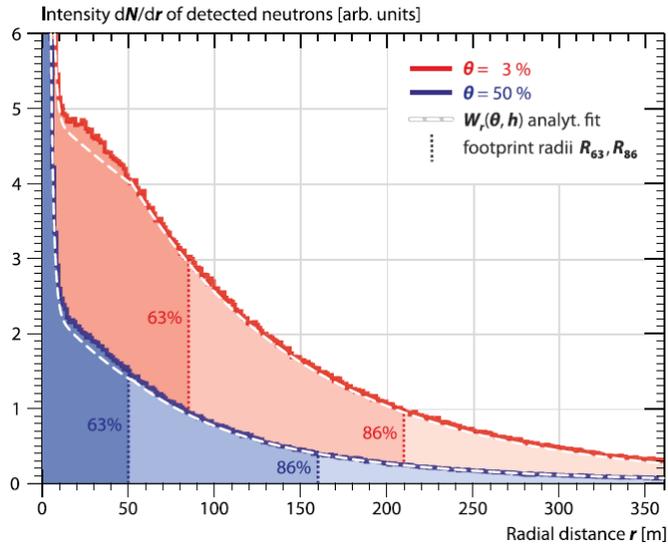


Abbildung 1.3: Radiale Gewichtungsfunktion des CRS für Bodenfeuchten von 3 und 50 %. Wobei r die Distanz zwischen Detektor und Herkunft des Neutrons beschreibt. Herkunft meint hier den Punkt des ersten Bodenkontaktes oder der Entstehung des epithermischen Neutrons. Entnommen aus Köhli et al. (2015).

meisten Nutzpflanzen abdecken (MagazinInnovation, 2010). Darüber hinaus sind landwirtschaftlich genutzte Felder aufgrund ihrer oftmals homogenen Bodenstruktur und Bepflanzung leichter zu modellieren und die Neutronenrate kann eindeutiger interpretiert werden. Wohingegen in inhomogenem Terrain mögliche Wasserstoffsreservoirs nur schwierig abzuschätzen sind. Dennoch stellt auch das Szenario eines homogenen Feldes noch eine große Herausforderung an die Methode dar (Peterson et al., 2016).

1.3 Luftgestützte Messungen und der Bedarf an einem neuen Detektionssystem

Eine bedeutende Eigenschaft des Footprints ist der starke Einfluss der ersten wenigen Meter Abstand zum Detektor auf das gemessene Signal (siehe Abb. 1.3). Dadurch könnten lokale Strukturen, wie z.B. geteerte Straßen bei mobilen Einsätzen, einen starken Einfluss auf die Messung haben und zu Fehlinterpretation derselbigen führen. Mobile Einsätze wurden bisher vor allem durch Neutronendetektoren platziert in Automobilen durchgeführt. Auch wenn kürzlich vorgeschlagen wurde, dass der „road effect“ durch einen analytischen Ansatz korrigiert werden kann (Zacharias et al., 2016). Dennoch beinhaltet diese Korrektur Unsicherheiten, da Beschaffenheit und Maße der Straße genau bekannt sein müssen.

Aus diesen Gründen und um mobile Messungen über unbefahrbarem Terrain durch-

führen zu können, ist es wissenschaftlich vorteilhaft einen luftgestützten CRS zu entwickeln. Um das theoretische Fundament dafür zu legen, wurden weitere Monte Carlo Simulationen mithilfe von URANOS durchgeführt, bei denen der Detektor in bis zu 200 m Höhe über dem Erdboden platziert wurde (Schrön, 2016). Abbildung 1.4 zeigt wie sich der radiale Footprint des CRS mit der Höhe verändert. Der Punkt maximaler Sensitivität liegt nun nicht mehr direkt im Lotfußpunkt unter dem Detektor, sondern in einigen zehn Metern von diesem entfernt. Die Distanz zwischen Lotfußpunkt und maximaler Sensitivität steigt mit der Höhe. Gleichzeitig flacht der Footprint mit der Höhe ab. Das führt dazu, dass der Einfluss lokaler Strukturen weniger stark ist, wie Wasserstoffreservoirs im Lotfußpunkt bei bodennahen Messungen. Weiterhin bedeutet dies auch, dass der radiale Footprint mit der Höhe des Sensors zunimmt und in 100 m Höhe einen Radius von ca. 300 m erreicht.

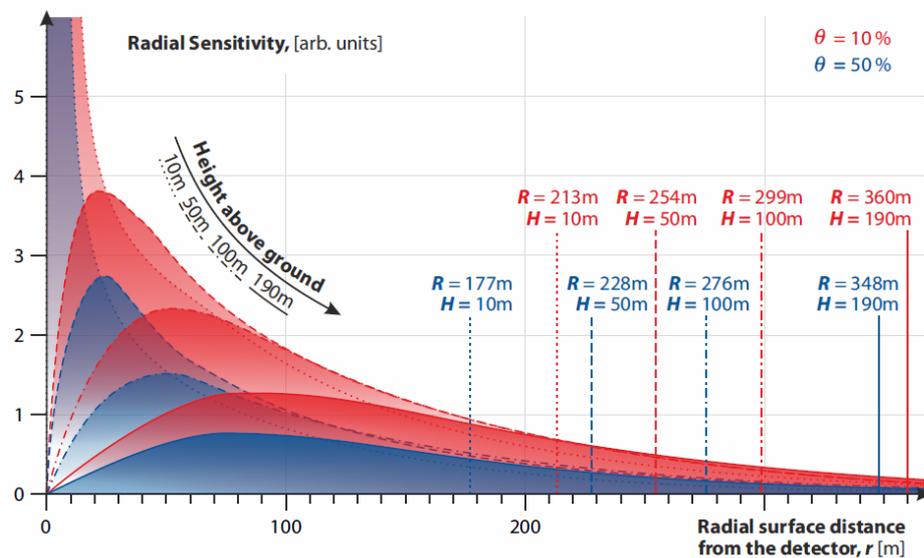


Abbildung 1.4: Radiale Gewichtungsfunktion des CRNS für Bodenfeuchten von 10 und 50 % in Abhängigkeit der Höhe (in Analogie zu Abb. 1.3). Hervorzuheben ist der Übergang zu einem flacheren Footprint und einer Verschiebung des Sensitivitätsmaximums mit der Höhe (Schrön, 2016).

Luftgestützte Messungen erfordern aber auch einen Sensor mit höheren Zählraten. Zwar nimmt die Gesamtanzahl der epithermischen Neutronen mit der Höhe über dem Boden zu (siehe Abschnitt 1.1), jedoch sinkt auch die Intensität der Albedoneutronen. In 200 m Höhe waren nur noch 30 - 40 % der detektierten Neutronen in Kontakt mit dem Boden. Wobei in diesem Fall eine Änderung von 40 % in der Bodenfeuchte nur noch eine Variation von 10 % im Neutronensignal bedeutet. Im Fall eines bodennahen Detektors waren ca. 80 % der epithermischen Neutronen in Kontakt mit dem Boden.

Um auch kleine Variationen abbilden zu können und gleichzeitig eine mobile Messung

zu realisieren, sollte der Detektor während einiger Minuten bis zu 10000 Neutronen detektieren (relativer Fehler 1 %, Gaußstatistik als Grenzfall der Poissonstatistik für hohe Erwartungswerte). Das bestehende Standarddetektionssystem, das CRS1000 von Hydroinova, bietet, je nach Höhe und Wasserstoffgehalt der Umgebung, Zählraten zwischen 400 und 6000 Neutronendetektionen pro Stunde und genügt damit luftgestützten Messungen nur unzureichend. Jedoch gibt es noch weitere Gründe für die Entwicklung eines neuen Detektionssystems. Die begrenzte Tragkraft eines Flugkörpers stellt kritische Anforderungen an ein geringes Gewicht des Detektors und dessen Stromversorgung (und damit an dessen Stromverbrauch). Wie in Abschnitt 2.2.4 noch genauer diskutiert wird, basiert das CRS1000 Detektionssystem auf ^3He als Neutronenkonverter. Der Preis von ^3He hat sich in den letzten Dekaden um ein Vielfaches erhöht, während der Vorrat in gleichem Maße sank. Dies ist wohl der Hauptgrund für die Entwicklung einer Ersatztechnologie im Rahmen der COSMOS Methode und damit ausschlaggebend für das Zustandekommen dieser Masterarbeit.

2 Physik der Neutronendetektoren

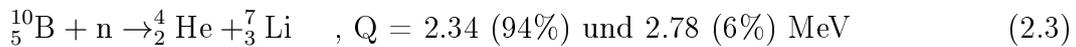
2.1 Neutron-Materie-Interaktion

Das Neutron unterliegt drei elementaren Kräften: der Gravitation, der elektromagnetischen und der schwachen Kernkraft sowie indirekt über das Yukawa-Potential der starken Kernkraft. Sowohl die Gravitation als auch die elektromagnetische Kraft, welche nur durch das kleine magnetische Moment (10^{-3} dessen des Elektrons) auf das Neutron wirkt, können aber insbesondere in diesem Kontext vernachlässigt werden. Das freie Neutron zerfällt über die schwache Kernkraft in ein Proton, Elektron und Elektron-Antineutrino mit einer Lebensdauer von 880 s (Particle Data Group, 2014). In der Praxis ist der Zerfall des freien Neutrons jedoch nicht von Bedeutung, da dieses in der Regel von einem Atomkern absorbiert wird bevor es zerfällt. Zwischen Entstehung und Thermalisierung eines kosmischen Neutrons vergeht beispielsweise weniger als eine Sekunde. Das Neutron interagiert über die Kernkraft, beschrieben durch das Yukawa-Potential eines Pion-Austauschs, fast ausschließlich mit den Nuklei der Atome (Yukawa, 1935). Die Kernkraft wirkt jedoch, wegen der Masse der Pionen, nur über kurze Distanzen, was zur Folge hat, dass das Neutron erst in einer Distanz von $\approx 10^{-13}$ m mit dem Nukleus wechselwirkt (Leo, 1994). Da die Ausdehnung der Atomkerne sehr klein ist ($r_{\text{Atom}}/r_{\text{Nukleus}} \approx 10^5$) durchdringen Neutronen die meiste Materie ohne stark mit dieser zu interagieren. Eine grobe Energieeinteilung der Neutronen, wie wir sie in dieser Arbeit auch noch öfters verwenden werden ist:

- Schnelle Neutronen, $E > 1$ MeV: Dies entspricht dem hochenergetischen Peak im kosmischen Neutronenspektrum (siehe Abb. 1.2).
- Epithermische Neutronen $1 \text{ MeV} > E > 0,5 \text{ eV}$: In diesem Energiebereich liegt der sensitive Bereich eines CRNS.
- thermische Neutronen, $E \approx 25 \text{ meV}$: Neutronen die energetisch im Gleichgewicht mit der Umgebung sind und daher ein Maxwell-verteiltes Energiespektrum besitzen.

Neutron-Kernreaktionen Zum Nachweis eines Neutrons muss dieses eine Energieänderung innerhalb des Detektionsvolumens hervorrufen. Diese muss auch eine gewisse Intensität überschreiten, um sie vom Detektor- bzw. elektronischen Rauschen unterscheidbar zu machen. Das Rauschen des Detektors meint hier Energieänderungen im Detektorvolumen aufgrund thermischen Rauschens bzw. häufiger ionisierender Ereignisse wie z.B. dem photoelektrischen Effekt ($\mathcal{O}(E) = 10 \text{ eV}$).

Da das Neutron elektrisch neutral ist und nur schwach mit Materie wechselwirkt, ist eine Neutron-Kernreaktion notwendig, um über Zerfallsprodukte dieser Reaktion nachweisbare ionisierende Strahlung bzw. Ladung zu erzeugen. Das bedeutet, dass die Neutronen indirekt über diese Zerfallsprodukte detektiert werden. Diese Konversion von Neutron in ionisierende Strahlung geschieht mithilfe von Elementen, die eine hohe Absorptionswahrscheinlichkeit besitzen. Neutronenkonverter sind zum Beispiel:



Bei obigen Reaktionen wird aufgrund des Massendefekts die Energiemenge Q frei, die in Form von kinetischer Energie an die Konversionsprodukte übertragen wird. Bei der Neutronenabsorption durch ${}^{10}\text{B}$ wird in 94 % der Fälle der Li-Kern im angeregten Zustand emittiert, wodurch die Konversionsprodukte weniger kinetische Energie besitzen. Es hat sich eine Kurzschreibweise für die verschiedenen Interaktionen etabliert, wie z.B. bei der Reaktion 2.3 mit ${}^{10}\text{B}(\text{n},\alpha){}^7\text{Li}$.

Die Eigenschaft Neutronen einzufangen wird durch die physikalische Größe des Absorptionswirkungsquerschnittes σ_{abs} charakterisiert (siehe Abb. 2.1). Sie gibt die Wahrscheinlichkeit der Reaktion an. So ist bei der Gleichung 2.1 der Absorptionswirkungsquerschnitt verhältnismäßig klein und damit ${}^{14}_7\text{N}$ ungeeignet für einen nachweisstarken Neutronendetektor. Entscheidend für die Größenordnung von σ_{abs} ist die Konfiguration der Nukleonen im Kern (Schalenkonfiguration und Spins der Nukleonen, Demtröder (2016)). Nach der Absorption befinden sich Kern und Neutron in einem quasi-statischen, angeregten Zustand, der sich durch Emission eines oder mehrerer Teilchen abregt oder zerfällt. Der Absorptionswirkungsquerschnitt besitzt zwei charakteristische Bereiche. Für mittlere Neutronenenergien (bei ${}^{10}\text{B}$ bedeutet das: $100 \text{ keV} \leq E \leq 10 \text{ MeV}$ und bei ${}^{235}\text{U}$: $1 \text{ eV} \leq E \leq 1 \text{ keV}$) besitzt der Kern Resonanzen. Jeder Resonanz-Peak steht dabei für einen langlebigen Nukleus der durch ein Neutron der entsprechenden Energie (Q -Wert plus kin. Energie) und dem Kern geformt wird. Die Beschaffenheit der Resonanzregion ist also eine Folge der diskreten Schalenkonfiguration des Kerns.

Zu kleineren Energien zeigen die Absorptionswirkungsquerschnitte einen Verlauf proportional zu $\frac{1}{v}$ bzw. $\frac{1}{\sqrt{E}}$, wobei v die Geschwindigkeit und E die Energie des Neutrons ist (Abb. 2.1). Eine geometrische Überlegung zur Energieabhängigkeit von σ_{abs} liefert das Ramsauer Modell (Lawson, 1953). Nehmen wir die de Broglie Wellenlänge

λ_n des Neutrons als seinen effektiven Radius und R als den effektiven Kernradius an:

$$\sigma_{abs,geo} \propto \pi(R + \lambda_n(E))^2 = \pi \left(R + \frac{h}{\sqrt{2mE}} \right)^2 \quad (2.4)$$

wobei h das plancksche Wirkungsquantum, m die Masse des Neutrons und E dessen Energie ist. Anhand dieser Überlegung zeigt sich, dass für $R \ll \lambda_n$, $\sigma_{abs,geo}$ proportional zu $\frac{1}{\sqrt{E}}$ bzw. $\frac{1}{v}$ ist. Für kleine v befindet sich das Neutron eine längere Zeit in der Reichweite des Yukawa-Potential und die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit steigt. Im Fall von ^{10}B und einem Neutron mit der Energie $E = 25$ meV ist $R \approx 10^{-15} \ll 10^{-10} \approx \lambda_n$.

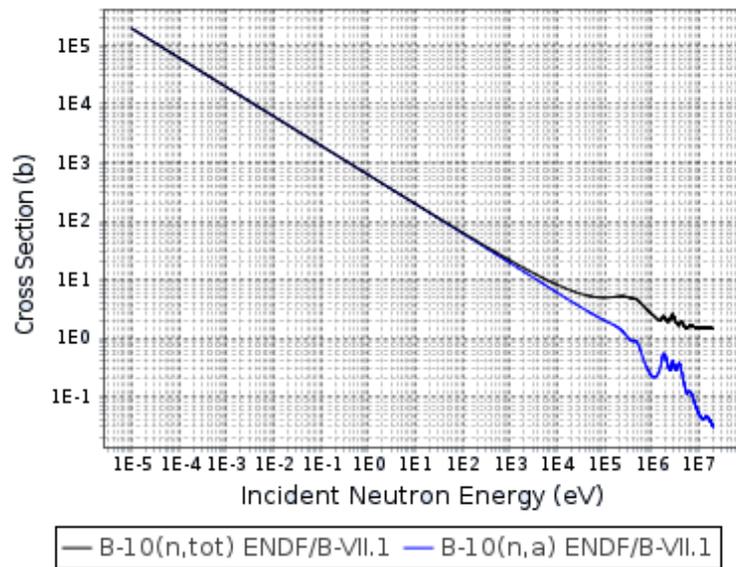


Abbildung 2.1: Totaler- (schwarz) und Absorptionswirkungsquerschnitt (blau) für ^{10}B . Das Spektrum zeigt die beiden charakteristischen Bereiche: Erstens die $1/v$ -Region: Je kleiner die Geschwindigkeit, desto länger die Zeit, die das Neutron in der Reichweite der Wechselwirkung des Yukawa-Potentials verbringt. Zweitens die Resonanzregion, die durch die Bindungsenergien bzw. Schalenkonfiguration der Nukleonen im Kern festgelegt ist (KAERI, 2012).

Moderation von Neutronen Neben der Absorption interagieren Neutronen mit Materie durch Kernspaltung und radioaktiven Neutroneneinfang (denen Absorption vorausgeht) sowie inelastischer und elastischer Streuung (Leo, 1994). Wir wollen uns hier den Energieverlust des Neutrons durch elastische Streuprozesse, wegen der zentralen Bedeutung für die COSMOS-Methode, genauer anschauen. Treffe nun ein Neutron mit Energie E_0 und Geschwindigkeit v_0 auf einen ruhenden Nukleus mit der Massenzahl A . Im Schwerpunktsystem (cm, *center of mass*) nehmen die Geschwin-

digkeitsbeträge des Neutrons v_0 bzw. des Nukleus V folgende Formen an (siehe Abb. 2.2 links):

$$v_{\text{cm}} = \frac{A}{A+1}v_0 \quad (2.5)$$

$$V = \frac{1}{A+1}v_0 \quad (2.6)$$

Nach dem Streuprozess ändert sich die Flugrichtung, v_{cm} bleibt jedoch konstant. Die Geschwindigkeit des Neutrons im Laborsystem nach der Streuung (v_{lab}) berechnet sich wie folgt:

$$(v_{\text{lab}})^2 = (v_{\text{cm}})^2 + V^2 - 2v_{\text{cm}}V \cos(\pi - \theta_{\text{cm}}) \quad (2.7)$$

Wobei θ_{cm} der Streuwinkel im Schwerpunktsystem ist. Einsetzen der Gleichungen 2.5 und 2.6 sowie $E = \frac{1}{2}mv^2$ ergibt für die Energie E des Neutrons, mit einer Anfangsenergie E_0 , nach dem elastischen Stoß:

$$\frac{E}{E_0} = \left(\frac{v_{\text{lab}}}{v_0}\right)^2 = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos(\theta_{\text{cm}})}{(A+1)^2} \quad (2.8)$$

Hier zeigt sich, dass der Energieübertrag für leichte Kerne groß ist und im Fall des Protons die untere Grenze gegen Null geht:

$$\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_0 < E < E_0 \quad (2.9)$$

Für Energien $E \leq 15$ MeV trägt nur der Drehimpuls $l = 0$ zur Streuung bei und die Streufunktion ist isotrop (S-Wellen-Streuung). Die differentielle Energieverteilung ($\frac{dw_n}{dE}$) nach n elastischen Stößen mit Wasserstoff kann exakt durch

$$\frac{dw_n}{dE} = \frac{1}{E_0(n-1)!} \left(\ln \frac{E_0}{E}\right)^{n-1} \quad (2.10)$$

angegeben werden. Die Energieverteilungen nach mehreren elastischen Stößen für ein allgemeines A sind in Abb. 2.2 rechts dargestellt. Die logarithmische Energieabnahme pro Stoß wird in der Neutronenphysik Lethargie genannt. Die mittlere Lethargie ξ pro Stoß kann über Gl. 2.8 und der Isotropie der Streufunktion bestimmt werden:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (2.11)$$

Die mittlere Stoßanzahl um ein Neutron der Energie E_0 auf die Energie E_f zu moderieren ist dann:

$$n = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E_f} \quad (2.12)$$

Die mittlere Stoßzahl die die Elemente {H, O, C, Si, Al} zur Thermalisierung ($E_f = 25$ meV) eines 10 keV Neutrons benötigen ist daher {13, 108, 82, 185, 178}. Diese Elemente sind die Grundbausteine eines durchschnittlichen Bodens in Deutschland mit 45 Vol-% Mineralien (hauptsächlich Silikate), 5 Vol-% organischem Material und Wasser und Luft mit jeweils ca. 25 Vol-% (Steiermark, 2017). Für eine ausführlichere Abhandlung obiger Rechnungen ist auf Leo (1994) verwiesen.

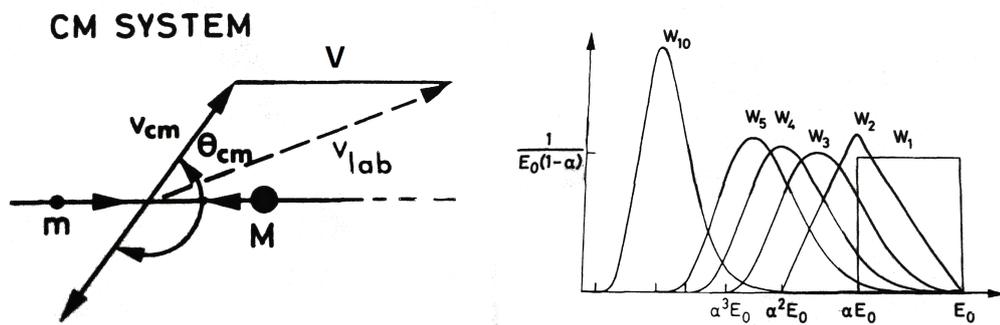


Abbildung 2.2: Elastische Streuung eines Neutrons am Atomkern. Links: Schwerpunktsystem (cms), Neutron mit Masse m trifft auf Nukleus mit Masse M . Wobei das Neutron im cms bei gleichem Geschwindigkeitsbetrag v_{cm} die Richtung um θ_{cm} ändert. Die Geschwindigkeit im Laborsystem v_{lab} kann aus den Geschwindigkeitsbeträgen der Stoßpartner im cms und dem Winkel θ_{cm} berechnet werden. Rechts: Energieverteilung von Neutronen nach mehreren Stößen mit einem Nukleus der Massenzahl A , wobei $\alpha = [(A - 1)/(A + 1)]^2$. Die Isotropie der Streufunktion zeigt sich darin, dass die Energieverteilung nach dem ersten Stoß über das Intervall $\alpha E_0 < E < E_0$ konstant ist.

Die geringe Stoßzahl zur Thermalisierung und der hohe Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung $\sigma_{el} = 22$ b bilden die herausragende Moderationseigenschaften von Wasserstoff. So haben oben genannte Elemente, die in Böden am häufigsten vertreten sind, alle Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung die unter 1 b liegen. Diese Charakteristik ist nicht nur Grundlage der Korrelation zwischen Bodenfeuchte und Intensität kosmischer Neutronen sondern auch von Wichtigkeit für Neutronendetektoren. Oben haben wir gesehen, dass der Absorptionswirkungsquerschnitt von ^{10}B für Neutronen im Energiebereich $E < 100$ keV eine $1/v$ Abhängigkeit aufweist. Dies gilt insbesondere für alle gängigen Neutronenkonverter. Um dennoch Neutronen aus dem epithermischen Energiebereich effektiv in ionisierende Strahlung zu konvertieren, müssen diese zu thermischen Energien ($E \approx 25$ meV) moderiert wer-

den. Dabei umhüllt man den Detektor mit einer wasserstoffhaltigen Substanz, deren Dicke und Anordnung so gewählt ist, dass die mittlere Stoßzahl eines einfallenden epithermischen Neutrons zur Thermalisierung führt (siehe Gl. 2.11). Der Moderator bestimmt also maßgeblich den sensitiven Energiebereich des Neutronendetektors.

Die exakte Berechnung der Moderation ist jedoch aufgrund ihrer stochastischen Natur analytisch nicht ausführbar. So können Neutronen an den Innenseiten des Moderators reflektiert werden und so das Detektorvolumen mehrfach durchdringen. Dabei weist die Stoßzahl eine große Varianz auf. Dazu kommt, dass im thermischen Bereich der Absorptionswirkungsquerschnitt von Wasserstoff signifikant wird (bei 25 meV ca. 1/100 des elastischen Wirkungsquerschnittes). Außerdem können in diesem Energiebereich Eigenbewegung der Stoßpartner sowie Molekül- bzw. Bindungsenergien im Festkörper nicht mehr vernachlässigt werden. Für die Simulation der Interaktionen thermischer Neutronen in einer natürlichen Umgebung kommt erschwerend hinzu, dass eine Vielzahl an Elementen signifikante Wirkungsquerschnitte aufweisen. Deren Vorkommen bzw. Dichte im realen Bodenmaterial stellt jedoch meist eine unbekannt große Größe dar.

Wir haben gesehen, wie wir epithermische Neutronen über einen Moderator und einen Konverter effektiv in ionisierende Strahlung umwandeln können. Der nächste Abschnitt zeigt auf, wie die ionisierende Strahlung in ein elektrisches Signal überführt werden kann.

2.2 Das Proportionalzählrohr

Eine Möglichkeit der Detektion ionisierender Strahlung (als Produkt einer Neutronenkonversionsreaktion) stellen Gasdetektoren und insbesondere das Proportionalzählrohr dar. Eine detaillierte Beschreibung anderer Detektionssysteme, auf die hier nicht weiter eingegangen wird, befindet sich in [Leo \(1994\)](#) und [Knoll \(1979\)](#).

2.2.1 Funktionsweise

Das Proportionalzählrohr ist ein elektrisch leitender Zylinder, in dessen Symmetrieachse ein Draht gespannt ist (siehe Abb. 2.3). Es ist mit einem Gas gefüllt, welches durch die Konversionsprodukte (siehe Gln. 2.3 und 2.2) ionisiert wird. Die Gasfüllung wird in Abschnitt 2.2.2 genauer beschrieben. Dabei entstehen primäre Ladungsträger, deren Anzahl über die Ionisierungsenergie des Gases proportional zur kinetischen Energie der Konversionsprodukte ist. Für die Konverter ${}^3\text{He}$ und ${}^{10}\text{B}$ und standardmäßige Gasmischungen liegt die Anzahl der primären Ladungsträger in der Größenordnung von 10.000. Zur Trennung der primären Elektronen und Ionen liegt zwischen Zylindermantel und Draht eine Potentialdifferenz V_0 an. Das resultierende elektrische Feld für einen unendlich langen Zylinder hat einen Absolutbetrag von ([Leo, 1994](#)):

$$E = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln\left(\frac{r_{\text{Zyl}}}{r_{\text{Draht}}}\right)}. \quad (2.13)$$

Mit r : Abstand zur Symmetrieachse, r_{Zyl} : Innenradius des Zylinders, r_{Draht} : Drahtradius. Im Realfall zeigt das Feld Abweichungen am Rand des Zylinders wodurch das effektive Detektorvolumen kleiner als das gesamte Zylindervolumen ist.

Während die Primärelektronen aufgrund des elektrischen Felds in Richtung Draht driften nimmt dessen Stärke gemäß obiger Formel zu und die Elektronen werden immer stärker beschleunigt (genauere Diskussion der Transportmechanismen in Abschnitt 2.2.3). Bis zu dem Punkt, an dem die mittlere freie Weglänge eines Elektrons ausreicht, um dieses auf die Ionisierungsenergie des verwendeten Füllgases zu beschleunigen. Das führt dazu, dass in der Nähe des Drahtes eine Ladungslawine und damit Sekundärladung entsteht ([Townsend \(1915\)](#)). Da jedes so entstandene Elektron das Gas weiter ionisieren kann, nimmt die Ladungsmenge exponentiell zu:

$$N(r) = N_0 \exp \left[\int_{r_{\text{Draht}}}^r \alpha(x) dx \right] = N_0 \cdot G \quad (2.14)$$

Wobei N_0 und $N(r)$ die Anzahl der Primärladungen bzw. die der Gesamtladung, die den Draht erreicht, sind. α ist der, gas- und feldabhängige, Townsend Koeffizient und G die Gasverstärkung. Wir werden sehen, dass die Gasverstärkung erst unmittelbar am Draht stattfindet und daher die Primärladung in guter Näherung abseits dieses Bereiches gebildet wird (Kapitel 5.3.1). Bei einem Proportionalzählrohr wird

das Potential des Drahtes so gewählt, dass das Ladungssignal, das am Draht erfasst wird, proportional zur Anzahl der primären Ladungsträger und damit zur Energie, die die Konversionsprodukte im Gas deponieren, ist. Im Gegensatz dazu ist bei einem, ansonsten baugleichen, Geigerzähler das Signal am Draht unabhängig von der Energie der ionisierenden Strahlung (Rutherford und Geiger, 1908).

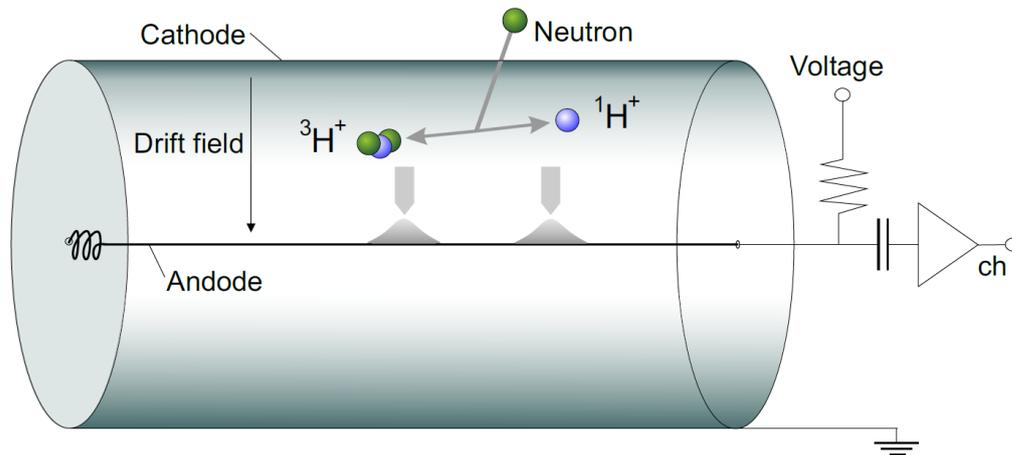


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines Proportionalzählrohrs zur Detektion von Neutronen mithilfe des Neutronenkonverters ^3He (Persönliche Kommunikation: Markus Köhli). Bei der Absorption des Neutrons durch ^3He entsteht ein Proton und ein Tritiumkern, welche ihre kinetische Energie durch Ionisation an das Gas abgeben. Die entstandenen Elektronen werden durch ein elektrisches Feld zur Anode beschleunigt. Hier findet aufgrund der hohen Feldstärken eine Gasverstärkung statt. Das elektrische Signal wird dann durch eine geeignete Elektronik ausgelesen.

In einem Proportionalzählrohr wird ein Neutron also indirekt über die Energie der Produkte seiner Absorptionsreaktion nachgewiesen. Deren kinetische Energie wird durch Ionisation in Ladung umgewandelt welche durch eine geeignete Elektronik ausgelesen werden kann. Eine essenzielle Rolle bei der Funktionsweise kommt der Ladungsverstärkung am Draht zu, die das Signal erst über die elektronische Nachweisgrenze anhebt.

2.2.2 Füllgas

Primärer Bestandteil des Füllgases ist ein Gas, welches, zur Erzeugung einer großen Ladungsträgeranzahl, eine geringe Ionisierungsenergie besitzt. Hier werden Edelgase bevorzugt, da sie als atomares Gas vorkommen (Stoßenergie kann nur in Translation, Ionisation oder elektronische Anregung umgewandelt werden) und da sie chemisch inert sind (Detektor kehrt nach einem Ereignis wieder in den Ausgangszustand zurück). Darüber hinaus besitzen Edelgase eine hohe Ionenmobilität und brauchen

daher nur geringe Feldstärken um Ladungslawinen auszulösen (Leo, 1994). Da Argon alle genannten Eigenschaften in sich vereint und dazu preiswert ist wird es häufig in Gasdetektoren eingesetzt.

Argon besitzt eine hohe Anregungsenergie von 11.6 eV. Innerhalb einer Ladungslawine kann das Argon angeregt statt ionisiert werden und es entstehen UV-Photonen ($\lambda \approx 110$ nm), welche in der unmittelbaren Umgebung des Drahtes weitere Ladungslawinen auslösen können. Die lineare Beziehung zwischen Energie des Konversionsproduktes und $N(r)$ geht dadurch verloren. UV-Photonen können auch beim Aufprall der Ionen auf der Kathode emittiert werden. Um dennoch Proportionalzählrohre mit einer hohen Gasverstärkung zu betreiben, wird dem Gas ein sogenannter Quencher hinzugefügt. Dessen Aufgabe ist die Absorption und Dissipation der UV-Photonen. Ein polyatomares Gas kann die Energie durch Dissoziation, elastische Stöße oder Abregung von Vibrationsmoden an die Umgebung weitergeben. Da der Absorptions-Wirkungsquerschnitt für UV-Licht von Kohlenstoffdioxid einen Peak bei ca. 100 nm besitzt, wird dieser wie auch in unserem Fall häufig als Quencher verwendet (Meadows, 2017). Weitere Quencher sind z.B. CH₄ oder C₂H₆.

Das Füllgas eines Proportionalzählrohrs kann unter anderem einen Neutronenkonverter beinhalten. Dabei können Konverter und das Gas zur Ionenbildung oder der Quencher in einem vereint werden. So wird ³He als Konverter und zur Ionisation benutzt und auf der anderen Seite ist ¹⁰BF₃ Konverter und Quencher in einem. Der Vorteil eines gasförmigen Konverters ist, dass die Konversionsprodukte der Kernreaktion im Mittel den Großteil ihrer Energie im Zählgas deponieren. Dadurch heben sich die Neutronenereignisse deutlicher vom Rauschen ab, als bei einem festen Konverter, dessen Zerfallsprodukte ein hohes dE/dx in demselben besitzen.

Die mittlere Energie, die aufgebracht werden muss um ein Ion-Elektron-Paar zu bilden, liegt bei Argon mit 26 eV unter der von CO₂ mit 33 eV (Leo, 1994). Ein α -Teilchen mit einer Energie von 1,4 MeV bildet damit in einem Ar/CO₂-Gemisch etwas mehr als 50.000 Elektron-Ionenpaare.

Elektronegative Gase Fremdgase können die Funktionsweise des Zählrohrs auf mannigfaltige Weise stören. Zum Beispiel indem sie: chemisch mit dem Füllgas reagieren oder sich auf dem Draht oder festen Konverter ablagern. Den weitaus größten Einfluss haben jedoch elektronegative Gase die einen extrem hohen Elektroneneinfangswirkungsquerschnitt aufweisen. Für jedes auf diese Art absorbierte Primärelektron werden am Draht G weniger Elektronen erfasst (siehe Gl. 2.14). Für undichte Detektoren hat Sauerstoff durch die Reaktion $O_2 + e^- \rightarrow O + O^-$ einen großen Einfluss auf die Messung. Durch das hohe Partialdruckgefälle zwischen Zählrohrvolumen und Umgebung gelangen auch durch kleine Undichtigkeiten schnell Sauerstoffkonzentrationen in den Detektor, die das Signal signifikant beeinflussen.

Aber auch der Quencher CO₂ hat über die Dissoziationsreaktion in analoger Weise zum Sauerstoff $CO_2 + e^- \rightarrow CO + O^-$ eine signifikante Elektroneinfangswahrscheinlichkeit σ_{at} (*attachment cross-section*). In Abb. 2.4 sind diese für O₂ und CO₂ für einen Teil des relevanten Energiebereiches der Elektronen ($1 \text{ eV} \leq E \leq 12 \text{ eV}$) zu

sehen. In Abschnitt 2.2.3 wird noch genauer darauf eingegangen, welche Energien der Elektronen relevant sind. Der Peak von $\sigma_{\text{at},\text{O}_2}$ bei ca. 7,5 eV liegt dabei das 3- bzw. 10-fache über dem der beiden Peaks von $\sigma_{\text{at},\text{CO}_2}$ bei 8 bzw. 4,5 eV. Wobei der Peak von $\sigma_{\text{at},\text{O}_2}$ ein größeres FWHM besitzt. Dennoch bleibt anzumerken, dass das Elektroneneinfangsvermögen von CO_2 nicht vernachlässigbar gering gegenüber dem von O_2 ist. Elektronen erreichen im Zählrohr diese Energien kurz bevor es zur Gasverstärkung kommt, daher können O_2 und CO_2 durch diese Reaktionen eine relevante Zahl an Primärelektronen absorbieren. Eine Ausführliche Abhandlung aller relevanten CO_2 - bzw. O_2 -Elektron Interaktionen findet sich in Itikawa (2002) bzw. Itikawa (2009).

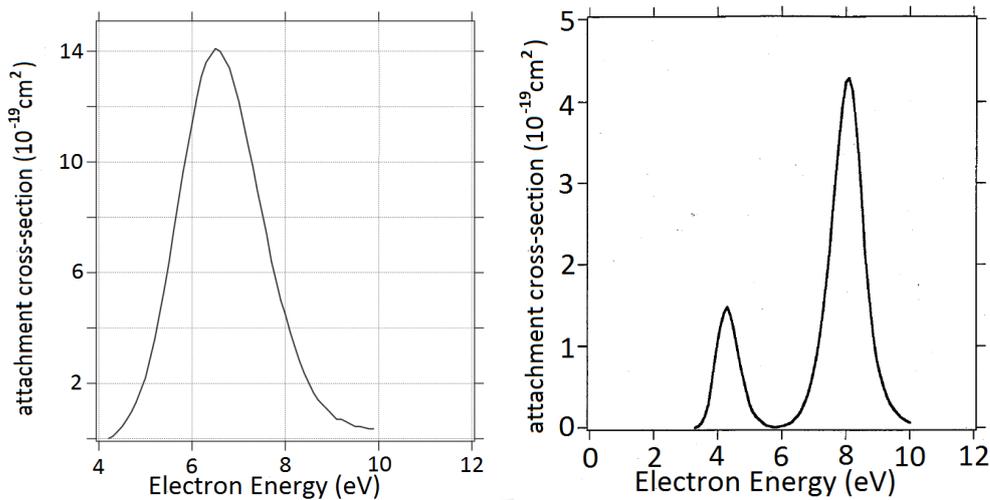


Abbildung 2.4: Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang über die Dissoziationsreaktion: $\text{O}_2 + e^- \rightarrow \text{O} + \text{O}^-$ (links) bzw. $\text{CO}_2 + e^- \rightarrow \text{CO} + \text{O}^-$ (rechts). Entnommen aus Itikawa (2009) bzw. Itikawa (2002).

Der Fano Faktor Neben Ionisation kann ionisierende Strahlung ihre Energie auch über andere Kanäle, wie z.B. Anregung von quantenmechanischen Zuständen, an das Gas abgeben. Das stellt ein Kriterium zur Energieauflösung des Detektors dar, da bei gleicher Energie der ionisierenden Strahlung nicht immer gleich viele Ion-Elektron-Paare entstehen (Fano, 1947). Die Anzahl der Primärelektronen ist dadurch Poisson-ähnlich verteilt. Wobei Mittelwert N und Varianz σ angegeben werden durch:

$$N = \frac{E_{\text{Str}}}{E_{\text{Ion}}} \quad (2.15)$$

$$\sigma^2 = FN \quad (2.16)$$

Wobei E_{Str} die Energie der einfallenden Strahlung und E_{Ion} die mittlere Energie zur Ion-Elektron-Paarbildung ist. F ist der Fano Faktor und beschreibt die Abweichung

zu einer Poisson-Verteilung. Er ist gasabhängig und liegt in der Regel zwischen 0,05 und 0,4. Polyatomare Gase wie z.B. CO₂ besitzen aufgrund der Vielzahl an Anregungsmoden einen relativ hohen Fano Faktor ($F = 0,32$) und Edelgase einen wesentlich kleineren (Argon: $F = 0,19$). Zur Abschätzung des Fano Faktors für ein Ar/CO₂ Gemisch richten wir uns an Bronicv (1998) und schätzen den Fano Faktor ab mit:

$$F_{mix} = \frac{\sum F_i E_{Ion,i} \sigma_i C_i}{\sum E_{Ion,i} \sigma_i C_i} \quad (2.17)$$

Wobei σ_i und C_i der Wirkungsquerschnitt der Ionisation bzw. die Konzentration der Gaskomponenten sind. Das Verhältnis zwischen den Wirkungsquerschnitten wurde durch das Verhältnis der Ionisationsdichten für α -Teilchen bei 1 MeV Energie abgeschätzt. Dadurch erhalten wir für ein Gemisch von $c_{Argon} = 90$ Vol-% und $c_{CO_2} = 10$ Vol-% einen Fano Faktor von $F = 0,21$. Das ist gleichbedeutend mit einem FWHM von 5 keV bei 1 MeV. Es wird sich zeigen, dass die praktische Auflösung des Detektors weit über dieser theoretischen Untergrenze liegt.

2.2.3 Transport von Elektronen und Ionen in Gasen

Elektronen Ohne äußeres elektrisches Feld und bei Energien $E \leq 10$ eV stoßen Elektronen fast ausschließlich elastisch mit Gasmolekülen, deren mittlere Energie gemäß der Maxwell-Boltzmann-Verteilung bei $3/2$ kT liegt. Der resultierende Random-Walk führt zu einer Diffusion. Beim Anlegen eines elektrischen Feldes wird die Zufallsbewegung von einer gerichteten überlagert (Sharma, 1998) und es entsteht eine Tropfen-ähnliche Ladungsverteilung (siehe Abb. 2.5). Die Beschleunigung wird dabei immer wieder von Stößen unterbrochen, wobei der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung σ_{el} und damit die mittlere freie Weglänge ($\lambda = (n\sigma_{el})^{-1}$) stark von der Energie abhängt.

Abbildung 2.6 zeigt die Wirkungsquerschnitte für Argon und CO₂ für Elektronen. Wir werden diese Gasmischung auch als Zählgas verwenden. Als polyatomares Gas besitzt CO₂ wesentlich mehr Anregungsmoden und die Elektronen können durch Stöße Vibrations-, Rotations- und elektronische Übergänge anregen. Bemerkenswert ist, dass der gesamte Wirkungsquerschnitt von CO₂ für Energien $E \leq 10$ eV ein bis über zwei Größenordnungen über dem von Argon liegt. Das Ar/CO₂-Mischverhältnis sollte daher enorme Einflüsse auf die Transporteigenschaften der Elektronen haben.

Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ist, aufgrund dieser Energieabhängigkeiten und dem inhomogenen elektrischen Feld, sehr komplex und die Transport-

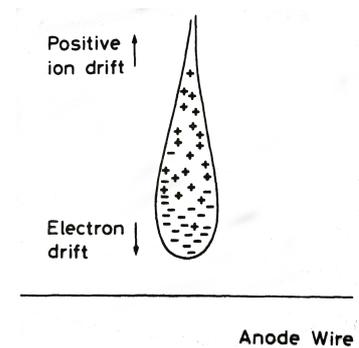


Abbildung 2.5: Ladungsverteilung im Feld eines Proportionalzählrohrs vor der Gasverstärkung (entnommen aus Loeb (1961))

prozesse müssen simuliert werden (siehe Abschnitt 5.3.2). Wenn das elektrische Feld die Elektronen zwischen den Stößen bis zu den Energien beschleunigt, die im Mittel zur Ionisation benötigt werden (26 eV bzw. 33 eV für Argon bzw. CO₂), tritt wie oben erwähnt Gasverstärkung ein, wobei ab $E \approx 100$ eV Ionisation für Argon die dominante Wechselwirkung ist und für CO₂ die Anregung elektronischer Zustände.

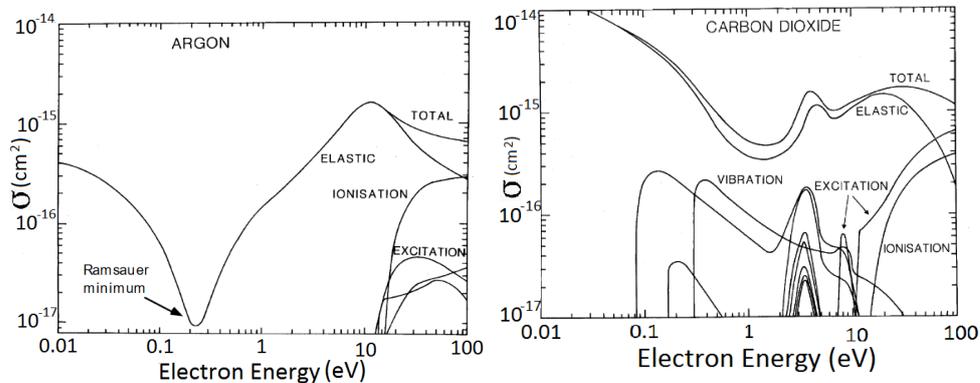


Abbildung 2.6: Wirkungsquerschnitte für Elektronen in gasförmigen Argon (links) und CO₂ (rechts). In beiden Fällen ist die dominante Wechselwirkung die elastische Streuung für Energien $E \leq 20$ eV. Der Wirkungsquerschnitt wird minimal für ≈ 0.2 eV bei Argon (Ramsauer Minimum) und 1.5 eV bei CO₂. Bei diesen Energien wird die mittlere freie Weglänge maximal und die Elektronen können auf hohe Energien beschleunigt werden. Beide Grafiken sind aus [Sharma \(1998\)](#) entnommen.

Ionen Eine sinnvolle Größe zur Beschreibung der Kinematik geladener Teilchen in Gasen ist die Ionenbeweglichkeit μ definiert über:

$$\mu = \frac{u}{E}. \quad (2.18)$$

Wobei u die Driftgeschwindigkeit und E das elektrische Feld ist. Während μ für Elektronen eine komplexe Funktion der Gasmischung und des elektrischen Feldes ist, hängt u für positiv geladene Ionen linear von E/p ab. Wobei p der Druck des Gases ist. Damit ist μ für Ionen, für gleichbleibenden Druck, konstant. Insgesamt ist die Driftgeschwindigkeit der Ionen klein verglichen mit ihrer thermischen Geschwindigkeit.

Die Potentialänderung und damit das Signal am Zählrohr wird nicht nur durch den Einfang der Elektronen bestimmt, sondern vor allem auch durch die Ladungsverschiebung der Ionen (siehe [Leo \(1994\)](#), p. 138 ff für Details). Die Ionen bewirken als Spiegelladung durch ihre Anziehung, dass die Elektronen am Draht erst durch deren Verschiebung zeitverzögert zur Elektronik abfließen können. Die zeitliche Re-

lativänderung des Potentials am Zähldraht aufgrund eines Ereignisses kann durch:

$$V(t) = -\frac{q}{4\pi\epsilon l} \ln\left(1 + \frac{t}{r_{\text{Draht}}^2 \pi\epsilon/\mu CV_0}\right) \quad (2.19)$$

angegeben werden. Wobei ϵ die dielektrische Konstante des Gases, $C = 2\pi\epsilon/\ln(r_{\text{Zyl}}/r_{\text{Draht}})$ die Kapazität der Anordnung und l die Länge des Zylinders ist. Da normalerweise nicht das ganze Ladungssignal benötigt wird und im Interesse einer hohen Ratenakzeptanz die Pulslänge begrenzt sein muss, wird das Signal durch einen Integrator gekürzt. Dies entspricht einem exponentiellen Abfall (Details zu integrierenden RC Schaltkreisen sind in [Horowitz und Hill, 2015](#) zu finden). Abbildung 2.7 zeigt Pulsformen in Abhängigkeit zur Zeitskala des Integrators $\tau = RC$. Diese sind für eine Ar/CO₂-Mischung von 90/10 und einen zylindrischen Detektor der Länge 40 cm, Radius 5 cm und einem Drahtdurchmesser von 12 μm berechnet worden ($\mu \approx 1/6000$ und $\epsilon \approx 1$ nach [Schultz et al. \(1977\)](#) bzw. [Engineering Toolbox \(2017\)](#)).

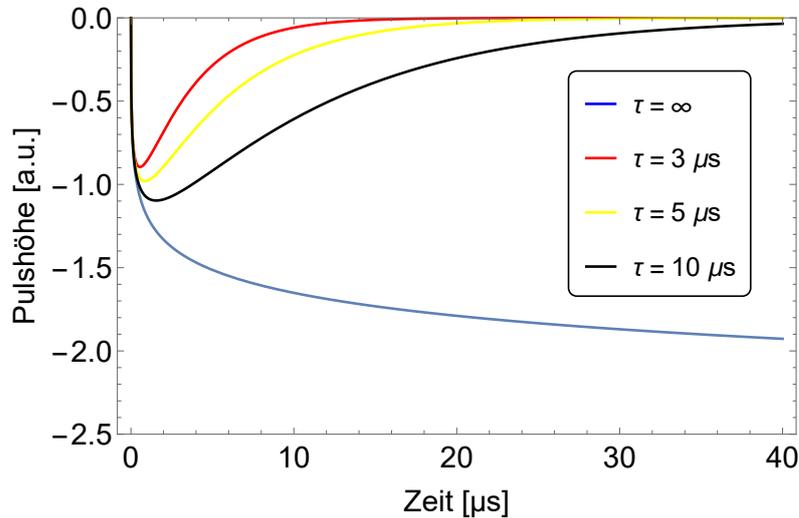


Abbildung 2.7: Theoretische Pulsform nach Gl. 2.19 abgeschnitten durch einen Integrator mit Zeitkonstanten $\tau = \{3, 5, 10\} \mu\text{s}$. Bemerkenswert ist, dass nicht nur die Pulslänge sondern auch die Pulshöhe mit der Zeitkonstanten wächst. Gleichzeitig bedeutet eine lange Zeitkonstante eine größere Totzeit.

Rekombination Elektronen und Ionen können bei geringen Feldstärken zu einem neutralen Atom rekombinieren. Die Rekombinationsrate ist dabei proportional zur Ionen- n_{I} bzw. Elektronendichte n_{e} :

$$\frac{dn_{\text{e}}(t)}{dt} = -bn_{\text{e}}(t)n_{\text{I}}(t) \quad (2.20)$$

Wobei $n_I = n_e$ und b der Rekombinationskoeffizient ist. Neben der Rekombination mit dem Ionisationspartnern kann ein Elektron auch mit anderen Ionen aus der Ionisationsspur rekombinieren. Letzterer Fall ist jedoch nur bei Ionisationsspuren entlang einer Feldlinie möglich.

Bei hohen Zählraten wird die Rekombination eines Elektrons mit Ionen eines anderen Ionisationsereignissen wahrscheinlich. Dies ist jedoch für unsere Anwendung irrelevant.

2.2.4 Das ^3He -Zählrohr als aktueller Standard der COSMOS-Methode

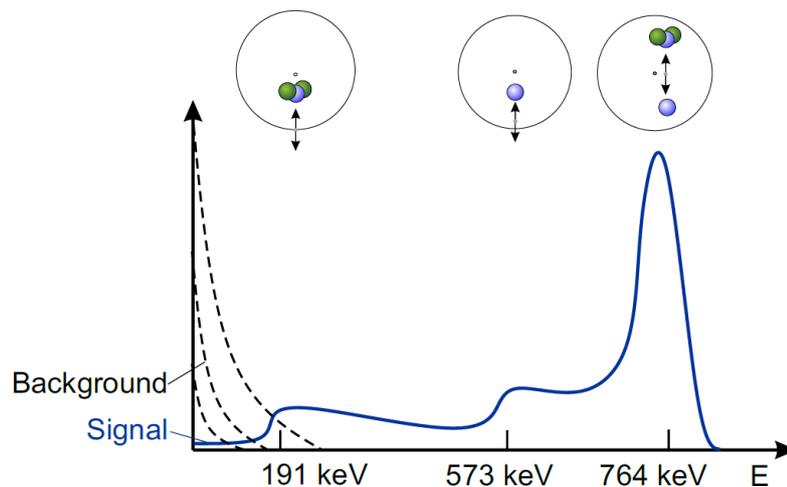


Abbildung 2.8: Das Pulshöhenspektrum eines ^3He -Proportionalzählrohrs. Die Energie, die bei einem Neutronenereignis im Zählgas deponiert wird, hängt vom Ort der Konversion ab. Findet diese direkt am Zylinderrand statt so deponiert entweder nur das Tritiumion ($E_{\text{kin}} = 191 \text{ keV}$) oder das Proton ($E_{\text{kin}} = 573 \text{ keV}$) seine Energie im Zählvolumen. In einem Abstand zur Wand und bei geeigneter Emissionsrichtung wird die komplette Energie der Kernreaktion (Q Wert= 764 keV) im Zählgas durch Ionisation freigesetzt. Das Verhältnis zwischen diesem Peak und den beiden Schultern wird durch die Dimensionen des Rohres festgelegt. Persönliche Kommunikation: Markus Köhli.

Das ^3He -Zählrohr der Firma GE Reuter Stokes ist ein Proportionalzählrohr, wie es im vorigen Kapitel beschrieben wurde, und aktueller Standarddetektor im Rahmen der COSMOS-Methode (Ge Reuter Stokes, 2005). Die Besonderheit liegt darin, dass ^3He , sowohl Konverter als auch Zählgas ist und daher in den meisten Fällen beide Konversionsprodukte ihre Energie im Zählrohr deponieren können. Findet die Kernreaktion jedoch am Rand statt und einer der beiden Partner trifft unmittelbar in die Zylinderwand so kann er im Gegensatz zu dem anderen das Gas nur geringfügig ionisieren. Dies führt zu einem charakteristischen Energiespektrum wie in Abb. 2.8 zu sehen ist.

Mit einem Druck von 1,5 bar und einem Durchmesser von 2 Zoll erreicht das Zählrohr eine Effizienz von 55 % für thermische Neutronen. Der Druck hat jedoch eine geringe Driftgeschwindigkeit der Ionen zur Folge und damit lange charakteristische Pulse (siehe voriges Kapitel). Dies bedingt eine geringe Ratenakzeptanz von 10 - 20 kHz/cm², welche wie die geringe, geometrisch bedingte, Ortsauflösung keine Rolle für die COSMOS-Methode spielt. Die hohe Effizienz und das Pulshöhenspektrum, welches eine leichte Diskriminierung zwischen Neutronen und Rauschen ermöglicht, macht das ³He-Zählrohr mit allen oben genannten Eigenschaften zu einem adäquaten CRNS für die COSMOS-Methode.

Die ³He-Krise

Bis heute ist die ³He-Förderung aus natürlichen Gasen nicht rentabel und begründet sich daher auf den Tritiumzerfall in der Kernwaffenproduktion. Seit den Anschlägen von 2001 hat die USA, als Hauptlieferant von ³He, den Großteil akkumulierter Reserven für Grenzkontrollsysteme beansprucht und die Auslieferung immer weiter reduziert. Dies führte nicht nur zu sehr hohen Preisen (2150 \$ pro Liter im Jahr 2010, [IEEE \(2010\)](#)), sondern auch zur fast kompletten Tilgung des amerikanischen Vorrats. Seither werden Detektionsalternativen zum vormaligen Standard angestrebt. Diese Masterarbeit ist ein Unterfangen eine dieser Alternativen zu verwirklichen.

2.3 Detektor-Konzept eines ¹⁰B-beschichteten Proportionalzählrohrs

2.3.1 Eigenschaften von ¹⁰B als fester Konverter

Wie wir in Abschnitt 2.2.4 gesehen haben ist das Pulshöhenspektrum eines gasförmigen Konverters leicht vom Rauschen zu trennen und damit vorteilhaft. Dies könnte durch, mit ¹⁰B angereichtes, Bortrifluorid erreicht werden. Dieses reagiert jedoch zusammen mit Wasser zu Flussäure. Aufgrund deren hochgiftiger Eigenschaften wurde ein fester Konverter als Beschichtung an der Wand des Proportionalzählrohrs und eine Ar/CO₂-Mischung als Füllgas gewählt.

Die Schlüsselrolle fällt dem Konverter zu, der preiswert und leicht verarbeitbar sein soll, sowie ein geeignetes Zerfallsschema besitzen muss. Das bedeutet idealerweise, dass die Zerfallsprodukte leicht in einem Proportionalzählrohr nachzuweisen sind, also eine entsprechend große Energie und Ionisationsdichte (dE/dx) aufweisen. Wie wir noch sehen werden erfüllt ¹⁰B diese Anforderungen insoweit, dass ein ähnlich nachweisstarker Detektor wie das ³He-Zählrohr zu einem günstigeren Preis konstruiert werden kann (siehe Tab. 6.1).

Die Verwendung von ¹⁰B als fester Konverter geht mit einem kritischen Kompromiss einher: Je dicker die Borbeschichtung an der Innenseite des Proportionalzählrohrs, desto wahrscheinlicher wird, gemäß dem Lambert-Beer-Gesetz, ein einfallendes Neu-

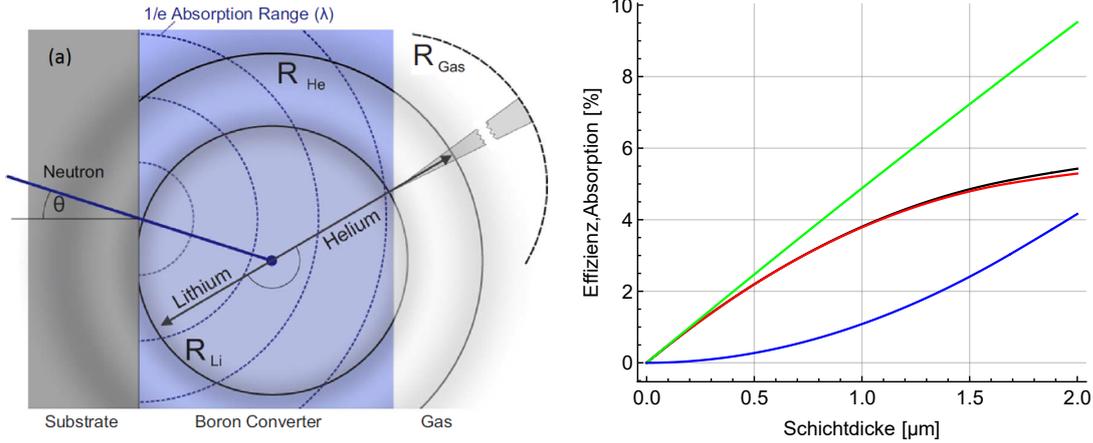


Abbildung 2.9: Konversionsprozess und resultierende Effizienz bzw. Absorption in einer Borcarbidsschicht mit 96% ^{10}B -Anteil. Links: Neutronkonversionsprozess in einer ^{10}B -Schicht. Helium- und Lithiumkern werden in entgegengesetzte Richtung emittiert, da die kinetische Energie des thermischen Neutrons vernachlässigbar ist. Zu beachten ist die unterschiedlich große kinetische Energie und damit unterschiedliche $1/e$ -Absorptionsreichweite der beiden Produkte. Entnommen aus Köhli et al. (2016). Rechts: Nachweiseffizienz eines Neutrons beim Einfall auf eine Borcarbidsschicht mit 96 % ^{10}B -Anteil und variabler Dicke für Rückwärts- (schwarz) und Vorwärtsrichtung (rot). Vorwärtsrichtung meint, dass das Neutron auf der Innenseite des Detektors auf den Konverter trifft. Rückwärtsrichtung demnach den entgegengesetzten Fall. In grün ist die Gesamtabsorption abhängig zur Dicke aufgetragen und in blau die Differenz zwischen Absorption und Nachweiseffizienz als Mittel aus Rückwärts- und Vorwärtsrichtung.

tron absorbiert (Beer, 1852):

$$N(\vec{r}) = N_0 \exp \left[- \int_{\text{Trajektorie}} \sigma_{^{10}\text{B},\text{abs}} \cdot \rho_{^{10}\text{B}} d\vec{x} \right] \quad (2.21)$$

wobei N_0 und $N(\vec{r})$ die Anzahl der einfallenden bzw. verbliebenen Neutronen am Punkt \vec{r} sind und $\sigma_{^{10}\text{B},\text{abs}}$ und $\rho_{^{10}\text{B}}$ der Absorptionswirkungsquerschnitt und die Teilchendichte von ^{10}B sind.

Gleichzeitig besitzen sowohl der Helium- als auch der Lithiumkern eine hohe Ionisationsdichte in ^{10}B und damit nur eine geringe Reichweite von wenigen μm in ^{10}B (siehe Abb. 2.9 links). Dies bedeutet, je dicker die Schicht desto kleiner die Wahrscheinlichkeit, dass entweder Lithium- oder Heliumkern das Zählgas erreichen und desto kleiner auch die mittlere Energie mit der sie ins Zählgas treffen. Ein Neutron kann nur dann nachgewiesen werden, wenn eines dieser beiden Zerfallsprodukte das Gas erreicht und ionisiert. Folglich hat ^{10}B als fester Konverter eine endliche Nachweiseffizienz.

Bisher ist es technisch noch nicht möglich Aluminium mit reinem ^{10}B zu beschichten. Es wird daher als Borcarbid ($^{10}\text{B}_4\text{C}$) aufgetragen. Aufgrund des Kohlenstoffs und des geringen Dichteunterschiedes werden bei gleicher Schichtdicke in $^{10}\text{B}_4\text{C}$ ca. 18 % weniger Neutronen absorbiert als in reinem ^{10}B . Hingegen besitzen der Lithium- sowie der Heliumkern eine geringfügig größere Reichweite von 1 - 4 % in $^{10}\text{B}_4\text{C}$, trotz der etwas höheren Dichte. Berechnet wurde die Reichweite mit der Monte-Carlo-Simulation TRIM (Ziegler, 2010).

In Abbildung 2.9 rechts ist durch die rote Kurve die Nachweiseffizienz für ein Neutron angegeben, welches auf der Innenseite des Zählrohrs in die Borcarbidschicht eintritt, und durch die schwarze Kurve für ein Neutron, welches von der Außenseite eindringt. Wir gehen hier vereinfacht davon aus, dass jedes Konversionsprodukt welches das Gas erreicht unabhängig von seiner überbliebenen Energie nachgewiesen wird.

Dagegen nimmt die Absorption im relevanten Bereich fast linear zu (Lambert-Beer für kleine x , grüne Kurve). Absorbierte aber nicht nachgewiesene Neutronen sind in Abb. 2.9 rechts durch die blaue Kurve dargestellt. Da man sich in der COSMOS Methode mit sehr kleinen Raten konfrontiert sieht, ist der Verlust solcher Neutronen unbedingt zu vermeiden. Die Idee ist vielmehr mit einer moderaten Zählrohreffizienz das Verhältnis zwischen nachgewiesenen und absorbierten Neutronen hoch zu halten und die Gesamteffizienz des Detektors durch eine geschickte Anordnung mehrerer Zählrohre zu optimieren. Dadurch kann eine hohe Effizienz sowie ein großes Zählvolumen des gesamten Detektors erreicht werden.

2.3.2 Das theoretische Energiespektrum eines ^{10}B -Zählrohrs

Die kinetische Energie eines thermischen Neutrons ist vernachlässigbar gering verglichen zum Q -Wert der ^{10}B -Einfangsreaktion. Dies bedeutet, dass Lithiumkern und α -Teilchen in entgegengesetzter Richtung emittiert werden und nur eines von beiden das Zählgas erreicht. In Abbildung 2.10 links ist ein simuliertes ^{10}B -Zerfallsspektrum mit einer Schichtdicke von $1\ \mu\text{m}$ zu sehen. Der graue Teil stellt das Energie-Spektrum des α -Teilchens dar und der helle Anteil das des Lithium-Kerns, wobei in dieser Darstellung beide Anteile aufsummiert sind. Aufgrund seiner geringeren Masse besitzt das α -Teilchen im Mittel eine größere kinetische Energie. Die Schulter mit $E > 1.5\ \text{MeV}$ stammt von dem Zerfall mit 6 % Wahrscheinlichkeit, bei dem der Lithiumkern im Grundzustand emittiert wird (siehe Gl. 2.3). Da die Konversionsprodukte einen Teil ihrer Energie in der Borschicht deponieren reicht das Spektrum der detektierten Ionen von dem maximalen Energiewert des α -Teilchens bis zu 0 eV. Geringes Rauschen des Zählrohrs und der Elektronik ist somit ausschlaggebendes Kriterium. Um die limitierte Auflösung eines Detektors zu simulieren, kann das theoretische Energiespektrum mit einer Gauß-Verteilung gefaltet werden (Abb. 2.10 rechts). Die Auflösung des Detektors wird vor allem durch die Detektorgeometrie (siehe Abschnitt 3.1), die hohe Varianz in der Gasverstärkung und die langen Laufzeiten der Elektronen im Füllgas bestimmt (siehe Abschnitt 5.3.2).

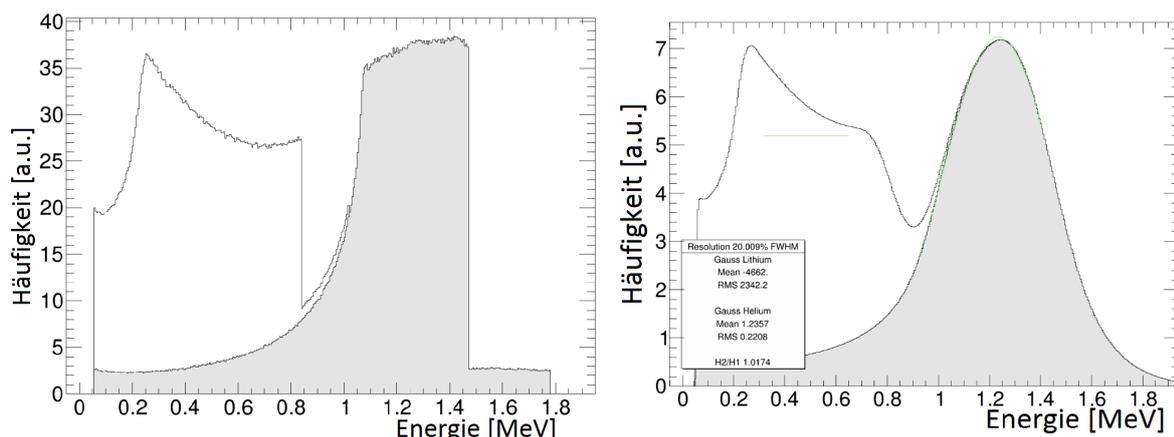


Abbildung 2.10: Simuliertes Energiespektrum einer 1 μm dicken ^{10}B -Schicht. Der grau hinterlegte Teil repräsentiert die Energiedeposition des energiereicheren α -Teilchens. Auf den Anteil des α -Teilchens ist der, des Lithiumkerns (hell) aufsummiert, so dass diese Darstellung das gesamte Pulshöhenspektrum veranschaulicht. Ein Pulshöhenspektrum bei perfekter Auflösung ist links zu sehen und rechts gefaltet mit einer Gauß-Verteilung um eine Detektorauflösung von 20 % zu erhalten. Persönliche Kommunikation: Markus Köhli.

^{10}B -Gewinnung und Verarbeitung

Natürliches Bor besteht zu ca. 80 % aus ^{11}B und 20 % aus ^{10}B . Bor wird vor allem in Form des Minerals Borax in Kalifornien und der Türkei gewonnen. Die weltweite Förderung beträgt einige Megatonnen pro Jahr (Borax, 2017). Bor findet z.B. Anwendung in Isolier- und Bleichstoffen, als Legierung oder als Faser aufgrund seiner hohen Festigkeit. In der Halbleiterindustrie wird das dreiwertige Bor zur p-Dotierung von Silicium verwendet. Im Falle einer hohen Neutronendichte durch nukleare Waffen, würden Helium- bzw. Lithiumkern der ^{10}B -Einfangsreaktion durch ihre großen Energien die Siliciumdotierung beschädigen. Daher wird dem natürlichen Bor zur Dotierung in militärischen Anwendung ^{10}B entnommen. Ähnlich dem Element ^3He ist ^{10}B also Abfall der Militärindustrie. ^{10}B ist jedoch in sehr viel höheren Mengen vorhanden und kann daneben auch, aufgrund der kleinen Ordnungszahl, leicht durch Massenspektrometer von ^{11}B getrennt werden.

Bor mit 98 % ^{10}B -Gehalt kann für ca. 100 €/g gekauft werden (Cambridge Isotope Laboratories Inc., 2017), das würde bei einer Schichtdicke von 1 μm einer Fläche von ca. 0,5 m^2 Borcarbid entsprechen. Der Preis eines Borcarbid-beschichteten Alublechs wird aber vor allem durch den technischen Aufwand der Beschichtung bestimmt (Völklein und Zetterer, 2000). Momentan liegt dieser bei einer Schichtdicke von 1,5 μm bei ca. 1000 €/ m^2 .

3 Der wabenförmige Neutronendetektor

3.1 Detektorkonzept

Generelle Anforderungen Für den Einsatz in der COSMOS-Methode muss der Detektor folgenden Anforderungen genügen: Möglichkeit für Langzeitmessungen (Monate bis Jahre) bei zum Teil widrigen Bedingungen, hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis und kleine Zählraten. Das bedeutet insbesondere, dass es keinen Bedarf an einer Ortsauflösung innerhalb des Detektors noch an einer besonders guten Zeitauflösung gibt, da die geringe Rate an kosmischen Neutronen eine Akquisitionszeit in der Größenordnung von Minuten bis Stunden verlangt. Der Einsatz im Feld verlangt neben gutem Gehäuse und stabiler Stromversorgung vor allem die Gewährleistung einer gasdichten Kammer (siehe Effekt von Sauerstoff in Kapitel 2.2.2). Die kleinen Raten mögen vereinfachend gegenüber Detektoren in herkömmlichen Neutronenstreuexperimenten erscheinen, jedoch besteht die Crux darin einen möglichst hohen Anteil der wenigen einfallenden kosmischen Neutronen nachzuweisen.

Erhöhung der Zählrate Epithermische Neutronen vollziehen in der Luft aufgrund der isotropen Streufunktion eine Zufallsbewegung wobei die mittlere Weglänge bei mehreren zehn Metern liegt (Köhli et al., 2015). Dies führt zu einer beinahe homogenen Verteilung über dem Boden. Demzufolge gibt es zwei Faktoren die die Zählrate eines Neutronendetektors maßgeblich bestimmen. Zum einen bestimmt die Nachweiseffizienz wie groß der Anteil der detektierten Neutronen am Gesamtfluss durch den Detektor ist. Diese wird primär durch die Wahl und Menge des Konverters, sowie die Elektronik bestimmt. Auf der anderen Seite geht die Zählrate bei einer homogenen Verteilung linear mit dem Volumen.

Der Verzicht auf ^3He und der Einsatz von ^{10}B als festen Konverter limitieren die Nachweiseffizienz des Detektors (siehe Abschnitt 2.3.1). Das Detektorkonzept ist vielmehr eine hohe Zählrate durch ein großes Detektionsvolumen und durch eine Vielzahl an einzelnen Zählrohren zu erreichen (siehe Abb. 3.1). Da die Trajektorie eines Neutrons bei diesem Detektorkonzept im Mittel mehrere Zählrohre schneidet ist eine Nachweiseffizienz des einzelnen Zählrohrs von unter 10 % im thermischen Bereich sinnvoll (siehe Abschnitt 5.5.1). Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der absorbierten Neutronen zur Teilchendichte und zum Absorptionswirkungsquerschnitt des Konverters, d.h. der Effizienz der Zählrohre, wäre die Gesamtzählrate des gleichen Aufbaus mit Zählrohren höherer Effizienz ungleichmäßig stark auf die äußeren Zählrohre verteilt. Die hohe Effizienz der inneren Zählrohre könnte in diesem Fall kaum genutzt werden. Die Nachweiseffizienz dieses Detektorkonzepts wird durch die Anzahl der Borcarbidschichten, die ein Neutron im Mittel durchdringt,

bestimmt.

Klassische Anwendungsbereichen für Neutronendetektoren (z.B. bei Reaktoren) implizieren hauptsächlich die Messung eines räumlich begrenzten Neutronenstrahls. Die meisten bestehenden Detektoren übersteigen daher selten ein Volumen von wenigen Litern. Eine Herausforderung des Detektorkonzeptes dieser Masterarbeit liegt daher in der Hochskalierung bestehender Konzepte.

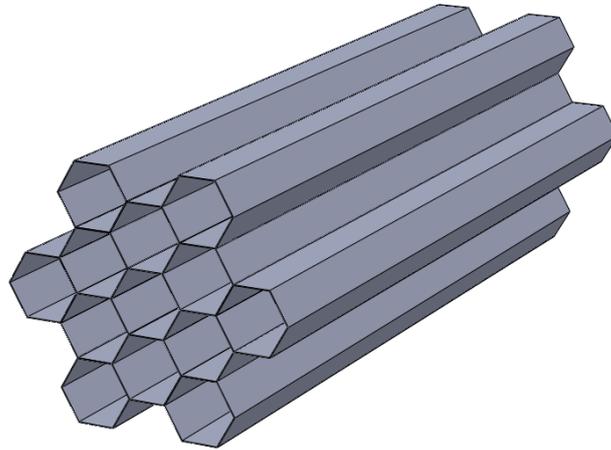


Abbildung 3.1: Schematische Skizzierung des Aufbaukonzepts des Gesamtdetektors aufgebaut aus einzelnen Zählrohren.

Geometrie und Aufbau Hierfür wird die Zylinderform des standardisierten Zählrohrs durch eine Wabe ersetzt (siehe Abb. 3.2). Dadurch ist das Messvolumen lückenlos geschlossen und der Aufbau auch ohne formgebenden Rahmen stabilisiert. Hierbei ist jedes Zählrohr für sich luftdicht verschlossen und ein autarker Detektor.

Die Wabe hat eine Kantenlänge von 5,5 cm und ist ca. 30 cm lang. Die Wabenwand des ersten Prototyps besteht aus 300 μm dickem Alublech auf dem eine 1 - 1,2 μm dicke Borcarbidsschicht mit einem ^{10}B -Anteil von 96 % (siehe Abb. 3.2) aufgetragen ist. Das Blech wurde durch eine hölzerne Biegebänk zurechtgebogen (siehe Appendix B.2). Das Holz lässt die Borbeschichtung unbeschadet. Die Außenwand ist an beiden Seiten durch 2-Komponentenkleber (UHU, 2017) an ein hexagonförmiges, 5 mm dickes und 20 mm langes Aluminiumwerkstück befestigt. Die Klebung von zwei Aluminiumoberflächen hat wesentlich bessere Dichtigkeitseigenschaften gezeigt, als die Kombination mit einem PVC-Werkstück. In das Hexagon ist eine Kerbe eingelassen in der ein Nutring platziert ist. Dadurch kann das Plexiglasfenster mit Schrauben auf Druck gasdicht angebracht werden. An Vorder- und Rückseite ist jeweils ein Swagelock-Ventil zur Gaszufuhr angebracht (Swagelock, 2017). Der Draht des Proportionalzählrohrs ist aus Wolfram, mit einem Durchmesser von 25 μm . Auf der einen Seite ist er über eine Feder leitend mit einer Metaldurchführung am Plexiglas montiert und auf der anderen Seite an der Rückwand befestigt. Bei kleinen mechanischen Verformungen erhöht sich der Abstand zwischen den beiden Deckeln geringfügig und würde den Draht ohne die Feder zum Reißen bringen. Das Erdungs-

kabel ist über einen Drahring mit der Außenhülle verbunden. Eine Tabelle mit den wichtigsten Eigenschaften des Detektors befindet sich in Abschnitt 6.

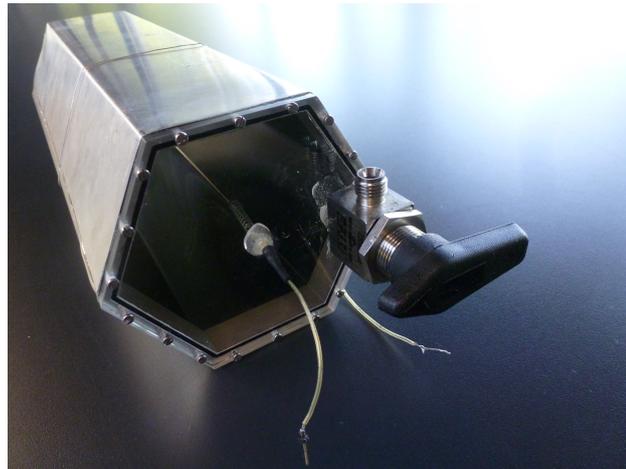


Abbildung 3.2: Bild des wabenförmigen Detektors. Die Durchführung zwischen Feder und Kabel in der Mitte des Plexiglas ist genauso wie die Durchführung des Gasventiles durch 2-Komponentenkleber abgedichtet (UHU, 2017). Zwischen Plexiglas und Dichtungsring (schwarzer Ring) ist Vakuumpfett angebracht um Unebenheiten in der Klebung des Dichtrings abzudichten. Rechts unten an der Seite ist das Erdungskabel zu sehen.

Moderator Der Moderator besteht aus Polyethylen (PE). Dieses ist hexagonförmig um den Detektor angeordnet. Das PE-Hexagon hat dabei eine Dicke von 25 mm und eine Aussenkantenlänge von 10 cm und ist insgesamt mit zwei Deckeln derselben Dicke 45,5 cm lang. Das Zählrohr hat 1,5 cm Spiel zu der Innenwand des Moderators.

Die gewählte Moderatorstärke orientiert sich an Monte-Carlo-Simulationen von [Mares et al. \(1991\)](#) für sphärische Detektor- bzw. Moderatorformen und an URANOS Simulation für das ^3He -Zählrohr (Persönliche Kommunikation: Markus Köhli).

3.2 Der große Wabendetektor

In vorherigen Abschnitt haben wir diskutiert, dass hohe Zählraten ein Zusammenspiel aus Effizienz und Detektorvolumen sind. Ist die Detektoreinheit aus vielen kleinen Zählrohren zusammengesetzt, so erhöht sich die Effizienz gegenüber weniger großen Detektoren, da ein Neutron im Mittel mehr Borcarbid-schichten passieren muss. Ein Detektorsystem bestehend aus großen Wabendektoren besitzt jedoch bei gleicher B_4C -Menge ein größeres Detektionsvolumen. Die interessante Fragestellung ist, wie groß eine Wabe sein sollte, um maximale Zählraten des Gesamtdetektors zu erreichen. Der Parameter der hier festgesetzt werden sollte ist, die Größe der borbeschichteten Fläche, da diese den Hauptanteil der Kosten des Detektors ausmacht.

Jedoch konnte diese Optimierung im zeitlichen Rahmen der Masterarbeit nicht bearbeitet werden.

Dazu kommt eine weitere Bedingung: Sollte es möglich sein einen Prototyp zu konstruieren mit einem inneren Durchmesser größer als 10 cm dann könnte die Borbeschichtung von innen durch Sputtern aufgetragen werden (Völklein und Zetterer, 2000). Dies ist insofern interessant, da die Beschichtung beim Biegen des Aluminiumblechs noch nicht aufgetragen wäre und somit nicht beschädigt werden könnte. Gleichzeitig könnte das Sputtern effizienter im Bezug auf Borverlust gestaltet werden.

Da der vorherige Prototyp einen Innendurchmesser von 9,4 cm besitzt, wurde ein weiterer konstruiert mit einer Kantenlänge von 7,5 cm bzw. einem Innendurchmesser von 13 cm.

4 Elektronik

Der Elektronikaufbau des Detektionssystems beinhaltet neben der Stromversorgung im wesentlichen drei Komponenten: Eine Zählleinheit zur Analyse des Ausgangs des Proportionalzählrohrs, eine Hochspannungsversorgung und eine zentrale Einheit zur Datennahme und Steuerung (siehe schematische Abbildung 4.1). Die Zählleinheit werden wir in Abschnitt 4.1 detailliert besprechen. Es sei vorweggenommen, dass diese Ereignisse, die das Gas im Detektorvolumen ionisieren, sowie deren Energie und charakteristische Zeitskala aufzeichnet.

Der ATmega2560 Mikrocontroller des Arduino Mega der Slow-Control und Datenauslese, im Text aber weiterhin als Zentraleinheit bezeichnet wird, kommuniziert über den seriellen Datenbus I²C mit dem Atmega328 Mikrocontroller des Arduino nano der Zählleinheit (Atmel (2016b) und Atmel (2016a)). Obwohl die ursprüngliche Funktion des I²C-Buses nur kurze, geräteinterne Kommunikationswege beinhaltete konnten wir experimentell feststellen, dass eine Kabellänge von über 2 m keine fehlerhafte Datenübertragung zur Folge hatte. Damit ist gezeigt, dass auch ohne Signal-Repeater bis zu 10 Proportionalzählrohre über I²C gesteuert werden können. Über I²C kann auch der Schwellwert der Komparatoren der einzelnen Zählrohre über die Zentraleinheit gesteuert werden (siehe Abschnitt 4.1.1). Dies kann bei Messungen, bei welchen die Zählrate eines Rohres anormal hoch oder niedrig ist behilflich sein.

Der Arduino Mega speichert Pulslänge und -höhe, sowie einen Zeitstempel auf einer SD Karte. Die Daten können auch über ein Wi-fi Modul (Hi-Link Electronic, 2012) in Echtzeit empfangen werden. In Zukunft soll stattdessen ein LoRaWAN Modul für die drahtlose Übertragung eingesetzt werden (LoRa Alliance, 2017). Es bietet durch kleine Übertragungsraten im Sub-GHz Bereich hohe Reichweiten von bis zu 15 km bei geringem Stromverbrauch. Eine Echtzeituhr wurde im Umfang dieser Masterarbeit noch nicht implementiert, so muss bisher das relative Maß der Millisekundenmessung des Arduino nano zur Zeitallokation benutzt werden.

Die Hochspannungsversorgung besteht aus dem Hochspannungsmodul P20P von XPEMCO (XPEMCO, 2015) dessen Ausgang von 0 bis 2 kV linear über eine Eingangsspannung zwischen 0 bis 5 V gesteuert werden kann. Die Regelung übernimmt wiederum der Arduino Mega der Zentraleinheit via eines DACs (*Digital to Analogue Converter*, Microchip (2011)). Zwischen DAC und Hochspannungsmodul sorgt ein Tiefpass dafür, dass sich die Hochspannung nicht prompt ändert und somit der Eingang des nCatcher Boards nicht zu stark belastet wird. Über einen Kontrollausgang des Hochspannungsmodules wird 1/1000 des Wertes der Hochspannung, die am Ausgang anliegt, ausgegeben (siehe dazu Appendix B.1). Das Hochspannungsmodul weist besonders geringe Rauscheigenschaften ($< 100 \mu\text{V}$) auf besitzt

jedoch eine nicht vernachlässigbare Temperaturdrift (± 250 ppm/K). Im Anschluss an diese Masterarbeit sollte hier eine Regelung zur Kompensation dieser Drift in den Code des Arduino Mega integriert werden, welcher auch in der aktuellen Version den Kontrollausgang des Moduls ausliest. Wir werden die Bedeutung einer solchen Implementation noch in Abschnitt 5.3.1 sehen. Neben der Funktion als Datenlogger und Steuereinheit kommt der Zentraleinheit auch die Stromversorgung der anderen Komponenten zu. Die Einspeisung auf die Zentraleinheit erfolgt mittels eines DC-DC Wandlers (Delta, 2012) und kann daher durch verschiedenste Gleichstromquellen mit $U_{VS} = 9 - 36$ V erfolgen.

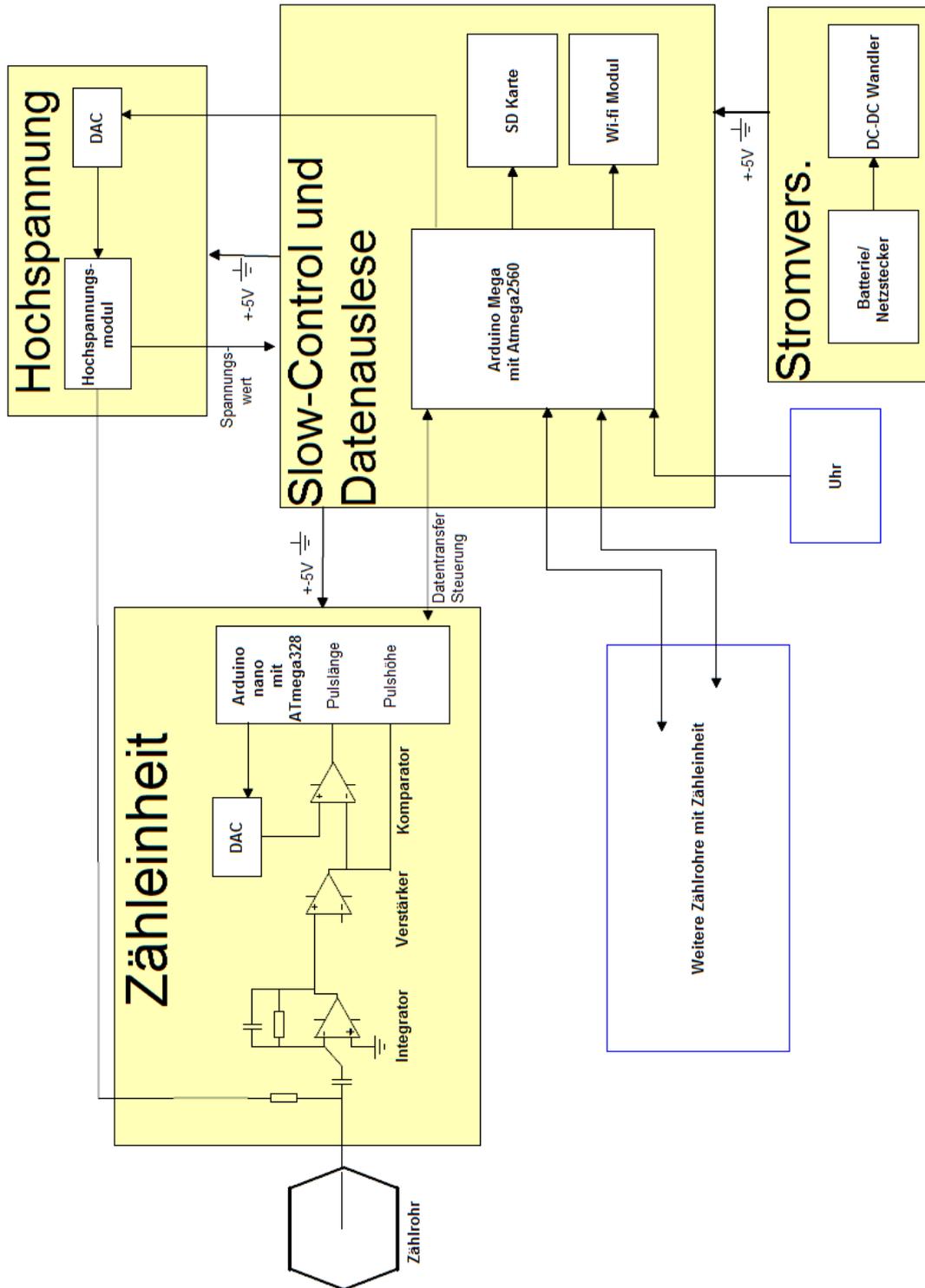


Abbildung 4.1: Übersicht über den Aufbau der Ausseelektronik bestehend aus: Einer Zähleinheit (nCatcher Board) pro Zählrohr, einer Hochspannungsversorgung und einem zentralen Board welches Daten der Zähleinheiten empfängt und diese ansteuern kann sowie die Hochspannung regelt. Die Daten werden auf SD Karte aufgezeichnet und auch über WLAN übertragen falls erwünscht.

4.1 Die Zählleinheit - Der nCatcher

Die Aufgabe der Zählleinheit ist es die Ladung, die nach einem ionisierenden Ereignis auf den Draht des Detektors fließt so zu verarbeiten (siehe Abschnitt 2.2), dass die Energie desselben möglichst genau bestimmt werden kann. Dessen Energie ist der beste Indikator um Neutronen vom niederenergetischen Rauschen oder anderer ionisierender Strahlung zu unterscheiden. Darüber hinaus werden wir sehen, dass der nCatcher auch charakteristische Zeitskalen bzw. Spurlängen der Ereignisse als zweiten Indikator für die Strahlungsart aufzeichnet. In Abbildung 4.1 des Elektro- nikaufbaus sind die wichtigsten Bestandteile der Zählleinheit vereinfacht dargestellt. Im Appendix B.4 befindet sich der detaillierte Schaltplan und in Abbildung 4.2 ist ein Foto des Boards zu sehen.

Hochspannung und Detektor sind über einen hochohmigen Widerstand ($\mathcal{O}(R) = 100 \text{ M}\Omega$) miteinander verbunden. Dadurch wird der Draht auf ein hohes Potential gehoben aber gleichzeitig bewirkt der Widerstand, dass Ladung nur langsam ($\mathcal{O}(t) \gg 10 \mu\text{s}$) zur Hochspannung fließen kann. Dadurch fließen die Elektronen auf einen Hochspannungskondensator, der auf der anderen Seite mit dem Eingang des Integrators (0 V DC) verbunden ist. Der Kondensator bewirkt, dass der Gleichspannungsanteil der Hochspannung aus dem Signal gefiltert wird. Durch die Spannungsänderung des Hochspannungskondensators fließt Ladung auf den Integrator. Dessen Kapazität bestimmt seine Sensitivität ($U = Q/C$) und zusammen mit dem Widerstand die Zeitkonstante ($\tau = RC$). Da sehr kleine Spannungsänderungen aufgelöst werden müssen, wird $C = 1 \text{ pF}$ minimal gewählt und die Zeitkonstante vor allem über R eingestellt. Diese muss so gewählt werden, dass über den Großteil der Ladung eines einzelnen Ereignisses integriert wird (siehe Abschnitt 2.2.3). Diese Zeit hängt wie erwähnt von der Driftgeschwindigkeit der Ionen ab, aber auch von den Dimensionen der Elektronen-Ladungswolke. Daher korreliert die Länge eines Pulses stark mit den Maßen des Zählrohrs. Für Detektoren, eingesetzt bei hohen Neutronenflussraten wie z.B. an Reaktoren, muss die Integrationszeit möglichst klein gehalten werden um eine hohe Ratenakzeptanz zu gewährleisten, jedoch kann die Integrationszeit für die COSMOS-Methode sehr hoch gewählt werden.

Der Integrator gibt einen Puls ab, dessen Höhe proportional zur eingeflossenen Ladung ist. Dieser besteht neben dem RC-Glied aus einem Operationsverstärker (TexasInstruments, 2015). Die Anforderungen an diesen sind eine hohe Flankenteilheit, eine hohe Transitfrequenz und außerdem einen hohen Eingangswiderstand, um prompt auf Pulse von einigen μs zu reagieren und damit die Ladung komplett auf das RC-Glied fließt.

Die Verstärkung des Hauptverstärkers (LinearTechnology, 1991) wird so eingestellt, dass die höchsten Pulse gerade noch in dessen linearem Bereich liegen (bis 4 V). Auch der Hauptverstärker benötigt eine hohe Transitfrequenz und Flankenteilheit. Ein Komparator (TexasInstruments, 2017) filtert Rauschen, indem er nur dann ein logisches Signal erzeugt, wenn der vom Hauptverstärker kommende Puls

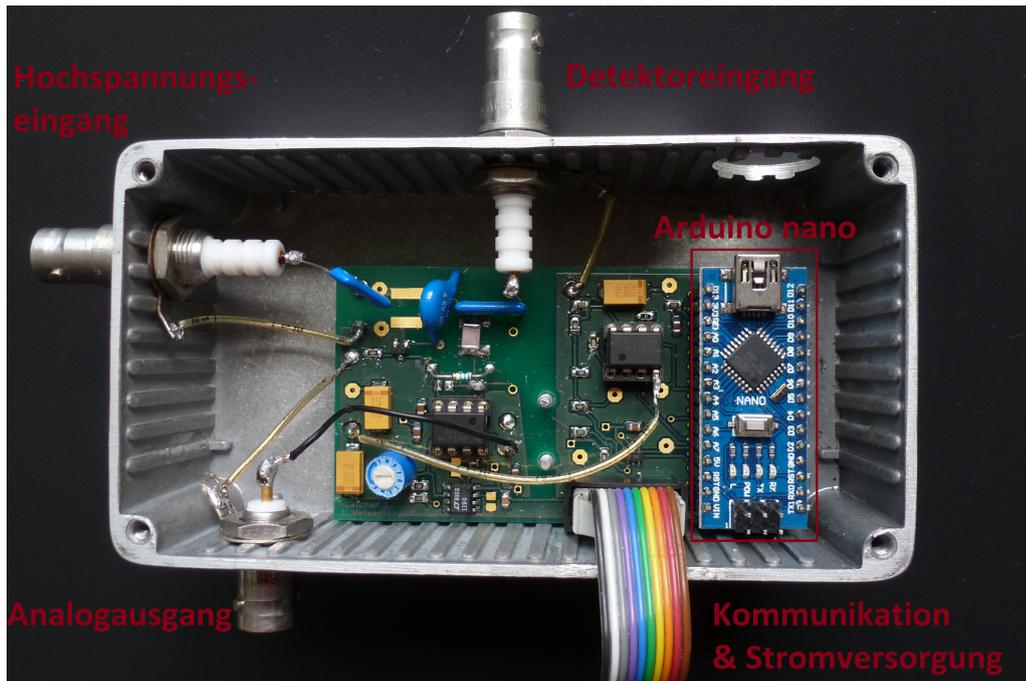


Abbildung 4.2: Das nCatcher Board eingebaut in ein Aluminiumdruckgussgehäuse. Aufgrund der kleinen Kapazität des Integrators ist dieser sehr sensitiv gegenüber elektromagnetischer Strahlung und die Platine muss durch ein leitfähiges Behältnis abgeschirmt werden. Neben den Anschlüssen für die Hochspannung (HV Anschluss) und für den Detektor gibt es auch einen analogen Ausgang für das Signal nach dem Hauptverstärker. Über ein Kabel kommuniziert das nCatcher Board mit der Zentraleinheit und wird mit Strom versorgt.

eine Schwellspannung überschreitet. Seine Schwelle kann über einen DAC eingestellt werden. Der DAC besitzt einen EEPROM (*electrically erasable programmable read-only memory*) Speicher, in dem der eingestellte Wert gespeichert werden kann. So kehrt das System nach einem Ausfall der Spannungsversorgung wieder zu den vorherigen Einstellungen der Hochspannung bzw. Schwelle zurück.

Ein Arduino nano Board, mit dem ATmega328 Mikrocontroller, bildet die Datennahme und Slow-Control (Atmel, 2016a). Hier kann der DAC eingestellt werden und es werden Pulshöhe (Ausgang Verstärker) und Pulslänge, über die Zeit welche der Puls größer als die eingestellte Schwelle ist (ToT, time over threshold), gemessen (siehe dazu auch Abb. 4.3 links).

Diese beiden Größen kennzeichnen zwei entscheidende Eigenschaften des Ereignisses: Die Pulshöhe ist proportional zur deponierten Energie und die Pulslänge steht im Zusammenhang mit der Spurlänge des Ereignisses. Spurlänge meint hier die Länge der Trajektorie währenddessen das Zählgas ionisiert wurde. Die ToT-Messung sollte demnach in direktem Zusammenhang mit dem Energieverlust pro Weglängeneinheit (dE/dx) der Strahlung stehen. Da die Spurlänge des Helium- und Lithiumkernes

der ^{10}B -Einfangreaktion in Gas nur wenige mm beträgt ist davon auszugehen, dass Neutronenereignisse sich in der Pulslängenmessung von Strahlung mit geringerem dE/dx unterscheiden. In Abschnitt 5.3.2 wird gezeigt, dass die Laufzeitunterschiede der Elektronen im Füllgas, selbst bei kleinen Spurlängen, in der Größenordnung der Zeitskala des Integrators liegen und damit, neben der Ladungsverschiebung der Ionen (siehe Abschnitt 2.2.3), die Pulslänge stark bestimmen. Andere ionisierende Strahlung kann zum Beispiel aus hochenergetischen Photonen und der Radioaktivität verbauter Substanzen bestehen. Die Möglichkeit zwischen Neutron und anderer Strahlung unterscheiden zu können ist insofern von fundamentaler Bedeutung, da die kleinen Raten mit denen man in Zukunft kosmische Neutronen messen wird, nach einem extrem hohen Signal-Rausch-Verhältnis verlangen.

Die Messung von Pulshöhe bzw. -länge kann im Anschluss an Feldmessungen zur Evaluierung der einzelnen Pulse benutzt werden. Es sei schon einmal auf Abschnitt 5.1 verwiesen, hier zeigt sich, dass Neutronenpulse einer festen Beziehung zwischen Pulshöhe und -länge folgen. So können Störsignale, die eine andere Pulsform generieren, identifiziert werden.

Die folgenden Abschnitte 4.1.1 und 4.1.2 werden sich im Detail mit der Pulslängen und -höhen Messung durch den ATmega328 auseinandersetzen.

4.1.1 Pulslängenmessung mit der Input Capture Funktion des ATmega328

Die Bibliotheken der Arduino-Umgebung bieten einige standardisierte Funktionen, welche sowohl Zeitdifferenzen als auch Pulshöhen messen können. Mit diesen Funktionen einhergehende Zeitkonstanten liegen jedoch weit über den charakteristischen Pulslängen, weshalb der ATmega328 Mikrocontroller auf dem Arduino direkt konfiguriert werden muss (Atmel (2016a)).

Der sogenannte Timer1 besitzt eine 16-bit Auflösung und kann mit 16 MHz getaktet werden. Dessen sogenannte Input Capture Funktion misst die Zeit zwischen zwei Flanken eines logischen Signals und eignet sich daher um die ToT des Komparatorausganges zu vermessen (Atmel (2016a), Seite 156). Zudem kann der interne ADC (*Analogue to Digital Converter*) des ATmega328 über diese Funktion ausgelöst werden (siehe Appendix B.5). Zwischen der Detektion der beiden Flanken muss der Trigger umgestellt werden, z.B. von fallende auf steigende Flanke. Das bedeutet, dass es einen minimalen Zeitabstand zwischen beiden Flanken geben muss damit die zweite erkannt wird. Ein Widerstand der den Ausgang des Komparators und dessen Eingang verbindet bewirkt eine Hysterese, indem er beim Überschreiten der Schwelle die Änderung des Komparatorausganges auf die Schwelle zurückführt und sie damit verringert (für Details zum Thema Komparatoren siehe Horowitz und Hill, 2015). Durch das Herabsetzen der Schwelle kann ein Puls diese nicht sofort wieder unterschreiten, was dazu führt, dass obige Anforderung selbst bei kleiner Rückkopplung und kleinen Pulsen gegeben ist (Abb. 4.3 links). Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, dass die geeignete Wahl der Rückkopplungsstärke hauptsächlich durch die Stärke des Rauschens bestimmt wird.

Die Hysterese des Schmitt-Triggers

Die Hysterese des Komparators hat zum einen die Konsequenz, dass beim Überschreiten der Schwelle keine mehrfachen Übergänge aufgrund von Rauschen stattfinden. Auf der anderen Seite unterschreitet der Puls die Schwelle bei einer geringeren Spannung bei der das Rauschen einen großen Anteil am Gesamtsignal haben kann. Letzterer Fall hat zur Folge, dass das Rauschen sich auf die Pulslängenmessung fortpflanzt und ist daher zu vermeiden. Abb. 4.3 rechts zeigt den Ausschnitt des nCatcher Boardlayouts, welcher die Schwellspannung festlegt und in der Oszilloskopaufnahme in Figur 4.3 links ist die Rückkopplung auf die Schwelle beim Überschreiten derselbigen zu sehen. Ein Komparator mit dieser Rückkopplung wird Schmitt-Trigger genannt.

Messungen haben gezeigt, dass eine Schwelle, die Rauschen und Neutronenereignisse voneinander trennt, zwischen 0,4 und 0,6 V liegt. Diese kann über den DAC über $0 < U_{\text{dac}} < 5 \text{ V}$ eingestellt werden (Microchip, 2011). Wir wollen uns hier der Dimensionierung der Widerstände, die den Schwellwert bestimmen, und insbesondere der Hysterese widmen.

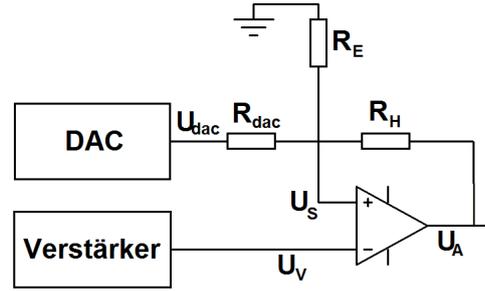
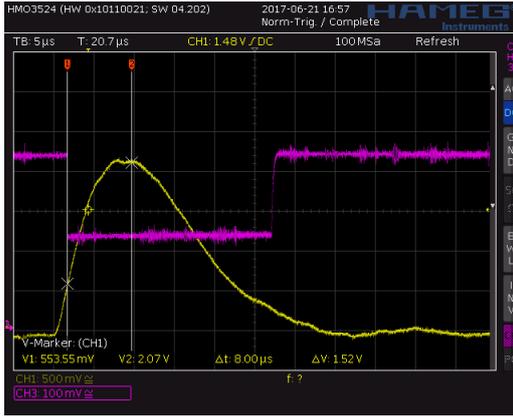


Abbildung 4.3: Links: Aufnahme eines Neutronenereignisses am Oszilloskop. Der Puls, der aus dem Hauptverstärker kommt (gelbe Kurve), überschreitet die Schwelle (lila Kurve). Gemäß Gleichungen 4.1, 4.2 und 4.3 sinkt in diesem Fall die Spannung, da der Komparatorausgang von HIGH (5V) auf LOW (0V) fällt und dieser Spannungsabfall über R_H auf die Schwelle zurückgeführt wird. Rechts: Auszug aus dem Schaltbild des nCatchers mit den Widerständen und Bauteilen, die die Schwellenspannung U_S festlegen.

Für hinreichend große R_H und große U_{dac} gilt $U_{\text{dac}} > U_S$ (für die Erklärung der Größen siehe Abb. 4.3 rechts). Dem ersten Kirchhoffschen Gesetz zufolge und nach einigen Umformungen erhält man:

$$U_{S,\text{KE}}[\text{V}] = \frac{5 \frac{R_{\text{dac}}}{R_H} + U_{\text{dac}}}{R_{\text{dac}} \left[\frac{1}{R_H} + \frac{1}{R_E} + \frac{1}{R_{\text{dac}}} \right]} \quad (4.1)$$

$$U_{S,\text{E}}[\text{V}] = \frac{U_{\text{dac}}}{R_{\text{dac}} \left[\frac{1}{R_H} + \frac{1}{R_E} + \frac{1}{R_{\text{dac}}} \right]} \quad (4.2)$$

$$U_{S,\text{R}}[\text{V}] = \frac{5}{R_{\text{dac}} \left[1 + \frac{R_H}{R_E} + \frac{R_H}{R_{\text{dac}}} \right]} \quad (4.3)$$

Wobei $U_{S,\text{KE}}$ und $U_{S,\text{E}}$ die Spannung der Schwelle ist, falls $U_S > U_V$ (kein Ereignis) bzw. $U_S < U_V$ (Ereignis). Die Amplitude der Rückkopplung wird durch $U_{S,\text{R}} = U_{S,\text{KE}} - U_{S,\text{E}}$ angegeben. Weitere Definitionen siehe Abb. 4.3 rechts. Für R_{dac} und R_E bieten sich z.B. 5,1 k Ω bzw 1,3 k Ω an. Wobei man die oben erwähnte Schwelle von 0,4 - 0,6 V immer noch sehr gut für Werte $R_H > 12$ k Ω durch den DAC einstellen kann.

In Abbildung 4.4 sehen wir die Rückkopplung $U_{S,R}$ für $R_{dac} = 5,1 \text{ k}\Omega$ und $R_E = 1,3 \text{ k}\Omega$ als Funktion von R_H zusammen mit dem Rauschlimit, welches über Aufnahmen am Oszilloskop gemessen wurde. Rauschlimit meint in diesem Fall den maximalen Ausschlag des elektrischen Rauschens. Der Widerstand R_H sollte nun so gewählt werden, dass die Rückkopplung möglichst klein ist (R_H möglichst groß) aber klein genug damit diese das Rauschen übersteigt um Mehrfachübergänge zwischen U_S und U_V zu vermeiden. Der Wert für das Rauschlimit ist mit 100 mV schon sehr konservativ gewählt und wir entscheiden uns für 40 k Ω . Dazu kommt die doch sehr steile Flanke der Pulse die Mehrfachübergänge weiter unterdrückt (siehe Abb. 4.3 links). Bei anderen Anwendungen des nCatchers sollte dieser Wert erneut berücksichtigt werden. Für $U_S > 0.4 \text{ V}$ und $R_H = 40 \text{ k}\Omega$ ist obere Bedingung $U_{dac} > U_S$ erfüllt.

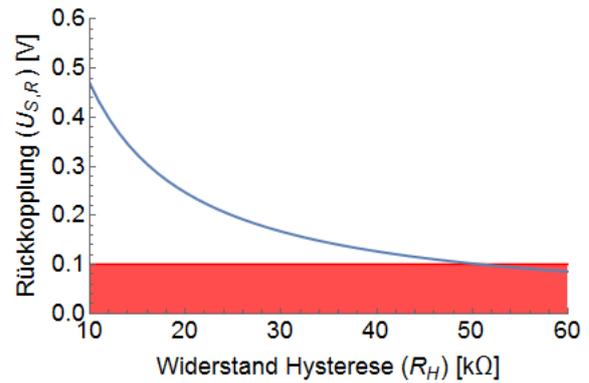


Abbildung 4.4: Rückkopplung ($U_{S,R} = U_{S,kE} - U_{S,E}$) des Schmitt-Triggers als Funktion des Widerstandes R_H in blau (siehe Figur 4.3 rechts) und in rot das Rauschlimit. Die Wahl von R_H sollte eine möglichst kleine Rückkopplung zur Folge haben, die jedoch größer sein muss als das Rauschlimit. Um beiden Anforderungen zu genügen wurde $R_H = 40 \text{ k}\Omega$ gewählt.

4.1.2 Pulshöhenmessung mit einem SAR ADC

Der ADC des ATmega328 besitzt eine interne Uhr, deren Taktfrequenz über einen Prescaler mit der 16-MHz Systemuhr synchronisiert wird ($f_{ADC} = 16 \text{ MHz/Prescaler}$). Zum Auslösen des ADC über die Input Capture Funktion werden 3 Taktzyklen der CPU benötigt und weitere 2 ADC-Zyklen bis die sample-and-hold-Einheit des ADC die Spannung des Eingangs erfasst. Weitere 11,5 ADC-Zyklen werden für die Konversion benötigt. Daher beträgt die Totzeit des ADC:

$$\text{Totzeit(PRE)}[\mu\text{s}] = \text{PRE}/16 * 13,5 + 3/16 \tag{4.4}$$

Das sind 108 μs für einen maximalen Prescaler-Wert von 128. Bei Raten in der Größenordnung von weniger als 1 Hz stellt dies keine Einschränkung für die Anwendung des Detektionssystems in der COSMOS-Methode dar.

Dieser Abschnitt zeigt, dass die richtige Konfiguration des Prescalers ist jedoch ein Kompromiss zwischen der ADC-Performance und der Pulshöhenmessung möglichst nahe des Pulsmaximums ist. Der Arduino nano besitzt einen 10-bit successive approximation register ADC (Atmel (2016a), Seite 305). Das heißt er vergleicht die Spannung, die er an der sample-and-hold-Einheit gespeichert hat (V_{sh}), iterativ mit:

$$V_r = \sum_{i=1}^{10} \frac{V_{\text{ref}}}{2} \pm V_{\text{ref}}^i \quad (4.5)$$

Wobei V_{ref} die Referenzspannung ist, die intern mit 5 oder 1.1 V oder extern mit 0 - 5 V gewählt werden kann. Im ersten Schritt wird die Spannung über einen Komparator mit $V_{\text{ref}}/2$ verglichen und je nach dem wird im nächsten Schritt $V_{\text{ref}}/4$ auf $V_{\text{ref}}/2$ addiert, wenn V_{sh} größer ist, oder im anderen Fall subtrahiert.

Die Geschwindigkeit mit der der ADC arbeiten kann wird limitiert durch den DAC, der V_r generiert, und den Komparator, der kleine Unterschiede in V_r und V_{sh} auflösen muss (Verweis auf Online Nachschlagewerk [Maxim Integrated \(2017\)](#)). Daher schlägt das Atmel Datenblatt ([Atmel \(2016a\)](#), Seite 308) einen maximalen Prescaler von 128 vor, um verlässliche ADC Werte zu erhalten. Jedoch sollte der Prescaler bei den meisten Pulsen nur Einfluss auf die letzten bits haben. Da für die vorherigen Iterationsschritte $|V_r - V_{\text{sh}}|$ im Mittel noch groß genug sein sollte, müssten kleine Abweichungen des vom DAC generierten Spannungswerts sowie kleine Makel im Vergleich der beiden Spannungen durch den Komparator nicht so sehr ins Gewicht fallen.

Auf der anderen Seite bedeutet ein großer Prescaler-Wert, dass die sample-and-hold-Einheit des Arduinos die Pulsspannung zu einem späten Zeitpunkt erfasst und damit, je nach Pulslänge, den Spannungswert im exponentiellen Abfall misst. Zwar können kleinere Spannungswerte durch ein Herabsenken der Referenzspannung kompensiert werden jedoch ist die Messung kleiner Werte sehr viel anfälliger gegenüber Rauschen und dem timewalk-Effekt. Der timewalk-Effekt entsteht dadurch, dass der Trigger bei unterschiedlich großen Pulsen zu unterschiedlichen Zeiten (relativ zur Pulsgröße) ausgelöst und somit nicht immer die gleiche Stelle des Pulses vermessen wird (siehe dazu Abb. 4.5).

Zur Anwendung in der COSMOS Methode muss das Pulshöhenspektrum vor allem zwei Kriterien genügen: Nachweis der Detektorfunktion (grobes Pulshöhenspektrum ausreichend) und zum Setzen der Schwelle. Die kleinen Raten erlauben in diesem Kontext durch einen großen Widerstand am Integrator die Pulslänge in dem Maße zu strecken, dass man mit einem Prescaler von 128 das Pulsmaximum misst. Der nCatcher könnte jedoch in einem anderen Rahmen eingesetzt werden der eine hohe Ratenakzeptanz und damit kürzere Pulse erfordert. In diesem Fall sollten obige Überlegungen in Betracht gezogen werden und ein Kompromiss für den Prescaler gefunden werden.

Abbildung 4.5 veranschaulicht beispielhaft die Pulshöhenmessung mit dem SAR ADC des ATmega328 bei einem Prescaler von 128 und einem Integratorwiderstand von 6 M Ω . Man sieht, dass der Puls kurz nach seinem Maximum gemessen wird. Da-

neben zeigt sich, dass durch den time-walk-Effekt die Pulshöhenmessung bei kleinen Pulsen schon einige μs nach dem Maximum geschieht. Optimal ist eine Zeitskala des Integrators, die dazu führt, dass kleine Pulse, die im Bereich der Schwelle liegen, genau an ihrem Maximum beprobt werden. Das konnte im Rahmen der Masterarbeit noch nicht umfassend optimiert werden.

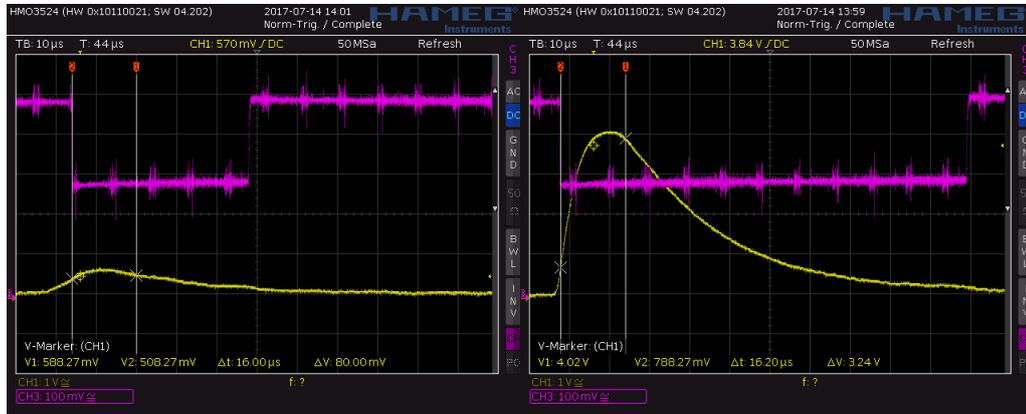


Abbildung 4.5: Oszilloskopaufnahmen zweier Pulse (gelbe Kurven), die den Spannungswert der Schwelle (lila Kurve) überschreiten. Dabei ist links ein Puls zu sehen, der die Schwelle gerade so überschreitet und rechts ein Puls, dessen Spannungsmaximum mehr als das 5-fache über der Schwelle liegt. Damit liegen diese am unteren bzw. oberen Ende des Pulshöhenspektrums dieser Messung. Die vertikalen Positionsanzeiger (weiße Linien) geben die Zeitpunkte des Überschreitens der Schwelle (1) und der Aufzeichnung der Pulsspannung (2) durch die sample-and-hold-Einheit des ADC bei einem Prescaler von 128 an. Eine weitere Verlängerung des Pulses über Integratorwiderstand würde eine noch exaktere Pulshöhenmessung als in diesem Beispiel ergeben. Der Integratorwiderstand liegt hier bei $6 \text{ M}\Omega$.

5 Ergebnisse

In diesem Kapitel ist der eingesetzte Detektor, falls nicht anders angegeben, immer der Wabendetektor mit Kantenlänge von 5,5 cm.

5.1 Pulshöhenspektren des wabenförmigen Zählrohrs

Das Pulshöhen- bzw. Energiespektrum dient in erster Linie als Indikator für die Art der ionisierenden Strahlung. Entspricht das Pulshöhenspektrum in seiner Form und Proportionen näherungsweise dem theoretischen Spektrum in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.3.2 so kann man davon ausgehen, dass die detektierte Strahlung dem α -Teilchen bzw. Lithiumkern aus dem Borzerfall zuzuordnen ist. Gleichmaßen können Ereignisse, die außerhalb dieses Energiebereichs liegen oder Bereiche des Borzerfallsspektrum, die von anderen Ereignissen (z.B. Rauschen) überlagert werden, aussortiert werden. Für Ereignisse, die eine Energie im Bereich des Borzerfalls besitzen und selten auftreten, gibt es im Rahmen des Pulshöhenspektrums aber kein Ausschlusskriterium. Wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, wird davon ausgegangen, dass diese jedoch je nach Strahlungsart eine andere Pulslänge besitzen. Ist dies der Fall, so sollte es einen klar definierten Bereich im Pulslängen-Pulshöhen Raum geben, in dem die Ereignisse des Borzerfalls liegen. Damit besitzt der nCatcher ein weiteres Hilfsmittel zur Diskriminierung zwischen Neutronenereignissen und Strahlung mit geringerem dE/dx .

In Abbildung 5.1 oben ist ein Pulshöhenspektrum des ^{10}B -basierten Detektionssystems zu sehen. Das Spektrum wurde mithilfe einer Spline-Funktion angepasst (blaue Kurve). Die Energiekalibration basiert auf einem Polynom 2-ten Grades und orientiert sich an drei markanten Strukturen: dem α -Peak bei 1,3 MeV, dem lokalen Minimum bei 0,9 MeV und der Schulter bei 0,75 MeV. In Abb. 5.1 links unten ist das Histogramm der zugehörigen Pulslängen zu sehen und rechts unten die Verteilung der Pulse im Pulslängen-Pulshöhenraum. Die Messung wurde an der Neutronenquelle des Physikalischen Instituts durchgeführt welche zu 60 % thermische und zu 40 % epithermische und schnelle Neutronen emittiert (Mauch, 1998). Die Grundsubstanz der Neutronenquelle ist ^{252}Cf , welches mit einer Halbwertszeit von 2,65 Jahren zerfällt und dabei Neutronen und α -Teilchen emittiert (weitere Eigenschaften der Quelle werden in Abschnitt 5.5.1 noch genauer vorgestellt).

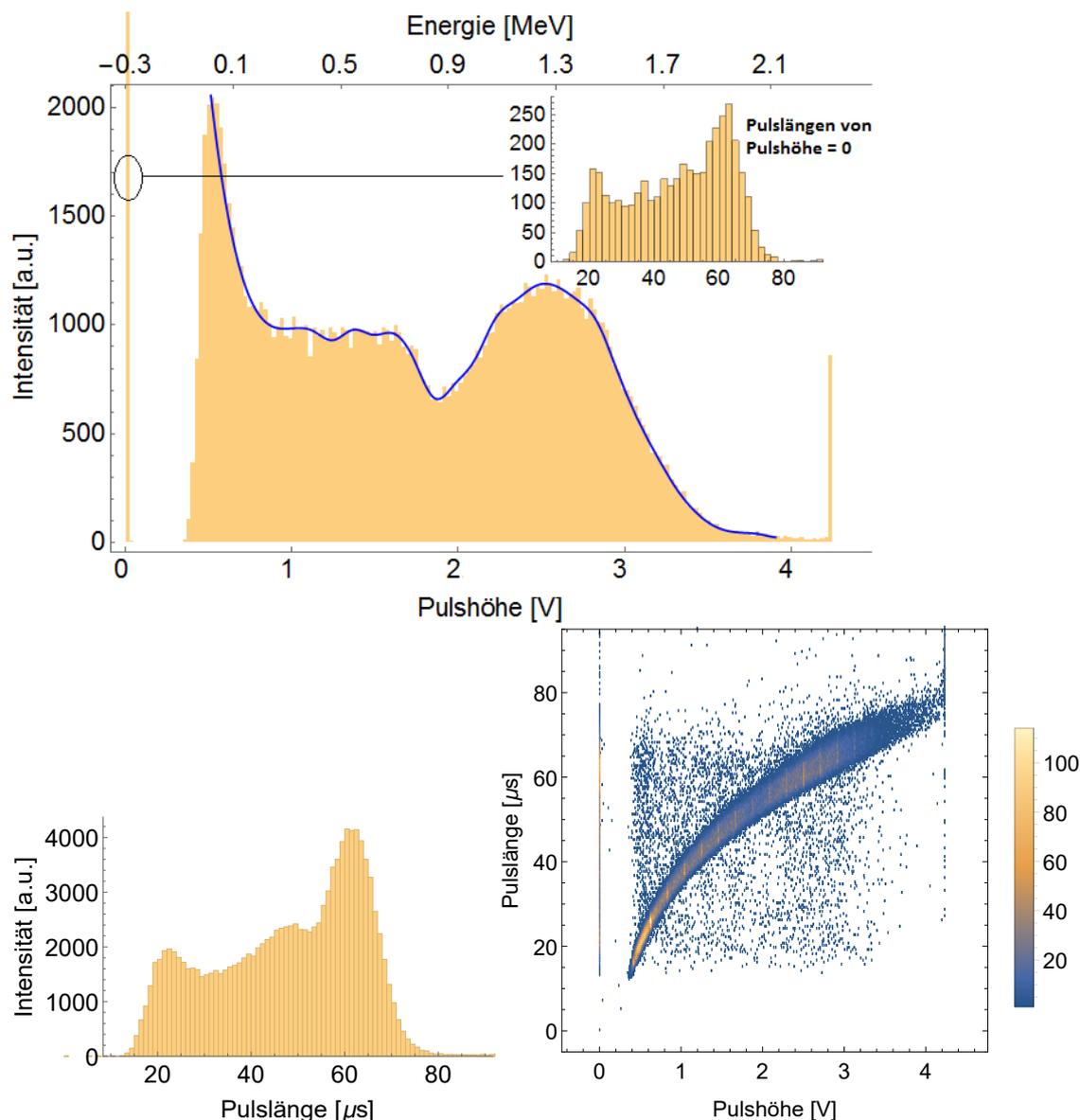


Abbildung 5.1: Exemplarische Abbildungen der Rohdaten der nCatcher Platine zu Messungen an der Neutronenquelle am Physikalischen Institut. Die Messungen wurden im Spülbetrieb mit einer Ar/CO₂-Mischung von 90/10 durchgeführt (0 ppm Sauerstoff im Zählrohr). Die Schwelle des Komparator lag bei 480 mV und die Hochspannung wurde auf ca. 1450 V eingestellt. Die Zeitkonstante des Integrators betrug 7,2 μ s ($R = 7,2$ M Ω ; $C = 1$ pF). Der Prescaler des ADC war auf 128 gestellt. Die Messung lief über 11,5 Stunden bei einer Rate von 3 Hz.

Auffallend sind die scharfen Peaks bei 0 V bzw. 4,23 V Pulshöhe. Wobei letzterer aus sehr hohen Pulsen besteht, bei denen der Hauptverstärker übersättigt. Diese Pulse besitzen auch Pulslängen von über 80 μ s. Die Übersättigung des Verstärkers beeinträchtigt die Messung jedoch nicht, da diese Pulse zu viel Energie besitzen

um aus einem Neutronenereignis entstanden zu sein. Die Pulslängen der Pulse mit Pulshöhe Null besitzen exakt die gleiche Verteilung wie der Rest des Pulslängenspektrums (siehe beigefügtes Pulslängenspektrum rechts oben im Pulshöhenspektrum). Es wird davon ausgegangen, dass es sich hierbei um eine Fehlfunktion des ADC handelt und werten diese Ereignisse als Neutronendetektion. Die Implementation einer Pulslängenmessung hat also auch einen technisch begründeten Vorteil. Dieser Effekt ist abhängig sowohl vom Arduino selbst als auch von der Rate. In dieser Messung mit einer Rate von ca. 3 Hz hat der Peak bei 0 V einen 3 %-igen Anteil am Gesamtspektrum. Bei ca. 20 Hz macht er im gleichen Messaufbau schon 15 % des Spektrums aus und bei 1 Hz nur 1,4 %. In Abschnitt 4.1.2 wurde gezeigt, dass die Totzeit des ADC maximal $108 \mu\text{s}$ beträgt. Die Rate für Zufallskoinzidenzen liegt also weit unter den hier beobachteten und es muss einen weiteren uns unbekanntem Effekt geben.

Bei manchen Arduino-Boards tritt der Peak bei Pulshöhe gleich Null verstärkt auf. Eine Regelmäßigkeit zur Seriennummer des ATmega328 konnte nicht festgestellt werden. Da die analogen Eingangspins auf dem Arduino Board direkt in diesen geleitet werden, kann der Unterschied nur in dem ATmega328-Mikrocontroller begründet sein.

Das Pulshöhenspektrum entspricht damit, in guter Übereinstimmung, dem simulierten Pulshöhenspektrum mit einer Auflösung von ca. 20 % (siehe Abschnitt 2.3.2). Jedoch kann in obigem Spektrum nicht die Steigung des Lithium-Anteils zu kleinen Pulsen beobachtet werden.

Die Pulslängen spiegeln die Form des Pulshöhenspektrums nur verzerrt wider. Das liegt an der nichtlinearen Abbildung zwischen Pulshöhen und -längen aufgrund des exponentiellen Abfalls. Die Pulslängen sind in erster Näherung eine logarithmische Funktion der Pulslängen, also das Inverse der exponentiellen Pulsform (siehe Streubild rechts unten). Für lange Pulse wird die Varianz größer, da der Puls relativ gesehen flacher ist, wenn er die Schwelle unterschreitet. Auf der anderen Seite besitzen kleine Pulse zu diesem Zeitpunkt einen größeren Steigungsbetrag und daher ist das Pulslängen zu -höhen Verhältnis klarer definiert. Es wird davon ausgegangen, dass die Pulse, die neben der Hauptsequenz liegen, nicht von einem Neutronenereignis stammen.

In Appendix B.6 ist das Pulshöhenspektrum des Reuter Stokes ^3He -Zählrohrs, aufgenommen mit dem nCatcher Board, zu sehen und in Appendix B.7 ein Vergleich des nCatcher Boards mit dem Redpitaya Board. Das Redpitaya Board ist ein kostengünstiger Pulsanalysator (ausführliche Informationen sind hier [RedPitaya \(2014\)](#) zu finden).

5.2 Automatisierte Auswerteroutine: Erste Ansätze

Das vorhergehende Kapitel hat alle Instrumente zur Verarbeitung der Daten vorgestellt. Hier wird der Ansatz eines ersten Verfahrens vorgestellt, wie diese Verarbeitung, eingebettet in ein Mathematica Skript, aussehen könnte (Wolfram, 2017).

Die Energiekalibrierung sowie die Verbreiterung des α -Peaks zusammen mit den theoretisch berechneten Spektren für eine limitierte Auflösung (Abb. 2.10) geben uns eine obere Abschneideenergie. Obere Abschneideenergie meint die maximale Energie, die durch ein α -Teilchen des ^{10}B -Zerfalls im Gas deponiert werden kann. Es wird hier von einer Auflösung von 20 % ausgegangen und daher alle Pulse, die eine Energie von 2,1 MeV überschreiten verworfen. Die untere Abschneideenergie ist nicht so leicht zu bestimmen, da zu kleineren Energien sowohl Rauschen als auch der Lithiumanteil am Zerfallsspektrum ansteigen. Da in unserer Auflösung der Abfall der Lithiumschulter zu noch kleineren Energie nicht mehr zu sehen ist, sind diese und Rauschen kaum voneinander zu trennen. Die untere Abschneideenergie wird definiert als die Energie, bei der das Spektrum das erste Mal ein Vielfaches des α -Peaks unterschreitet (in diesem Fall 1,2).

Zuerst müssen analogerweise geeignete Grenzen für die Pulslängen gefunden werden. Dazu bedient man sich der Pulse, welche nur wenige Prozent über bzw. unter der unteren Abschneideenergie bzw. der oberen Abschneideenergie liegen. Deren Pulslänge mit einer Toleranz von 5 % definiert die untere bzw. obere Grenze für Pulslängen die wir zulassen wollen. In diesem Schritt werden auch die Pulse mit Pulshöhe Null analysiert und zugelassen, falls sie zwischen diesen Grenzen liegen.

Der Gültigkeitsrahmen im Pulslängen-Pulshöhenraum ist nun auf ein Rechteck begrenzt. In einem letzten Schritt wird nun aber auch noch das Band, das eine feste Pulshöhe zu -länge Beziehung darstellt, von den abweichenden Pulsen getrennt. Dafür wird eine logarithmische Anpassung durchgeführt und die Punkte, die einen Maximalabstand von der resultierenden Fitfunktion überschreiten, verworfen. Da diese Punkte den Fit verformen, wird dieser Schritt iterativ wiederholt und der Mindestabstand graduell verkleinert. Danach werden Datenpunkte, die auf der Orthogonalen zur Logarithmus-Fit-Funktion, die durch den α -Peak verläuft, liegen durch eine Gauß-Verteilung genähert. Der minimale Maximalabstand wird mit 3σ dieser Gauß-Verteilung festgelegt. Die verbliebenen Ereignisse können nun zur Auswertung der Bodenfeuchte verwendet werden. In Abb. 5.2 ist dieser letzte Schritt der Auswerteroutine dargestellt. Insgesamt liegen in diesem Beispiel 3 % der Ereignisse außerhalb des bestimmten Gültigkeitsbereiches. Es zeigt sich jedoch auch, dass ein kleiner Teil der Hauptsequenz in diesem Schritt verworfen wird. Das sollte in einer verbesserten Version dieser Routine überarbeitet werden um die Zählrate des Detektors nicht zu verringern. Es könnte darüber hinaus noch berücksichtigt werden, dass die Varianz abhängig von der Pulshöhe bzw. -länge ist (siehe Abschnitt 5.1). Dies konnte im Rahmen dieser Masterarbeit nicht weiter verfolgt werden.

Es bleibt zu erwähnen, dass die Pulse mit Pulshöhe Null zwar dank der Pulslängenmessung evaluiert werden können. Jedoch können sie nicht der Prüfung im Pulslängen-Pulshöhenraum unterzogen werden.

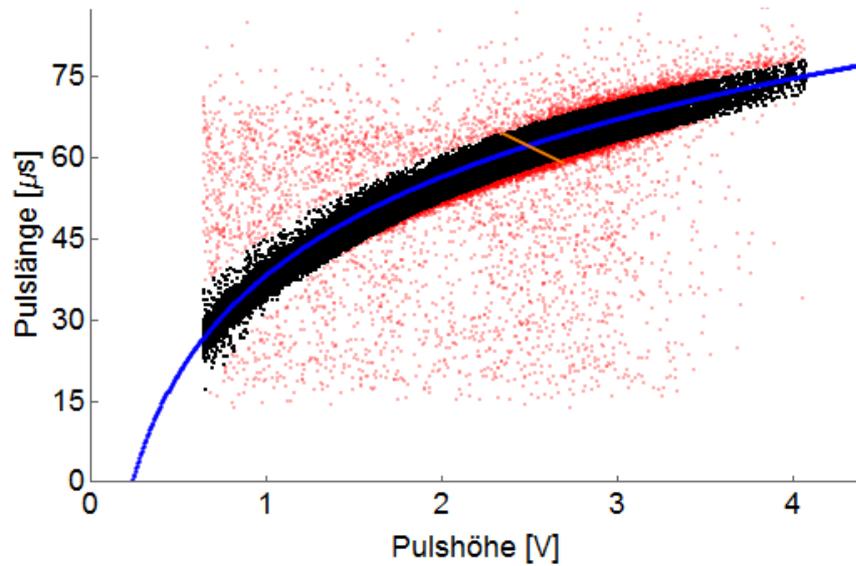


Abbildung 5.2: Funktionsweise der automatisierten Auswerterroutine im Pulslängen-Pulshöhenraum. Die Verteilung aller Pulse (rote Markierungen) wird mit einem Logarithmus (blaue Kurve) angenähert. Messpunkte, die einen Maximalabstand zur logarithmischen Näherung überschreiten, werden verworfen. Der Maximalabstand entspricht 3σ der Gauß-Verteilung die an die Messpunkte, die durch die orange Linie gehen, angenähert werden. Die verbliebenen Messpunkte (schwarz) werden mit Neutronenereignissen identifiziert.

5.3 Gasverstärkung

Wie zuvor beschrieben ist die Ladungs- bzw. Gasverstärkung am Zählrohr des Proportionalzählrohrs essenziell um das Signal des ^{10}B -Zerfalls über die elektronische Rauschgrenze zu heben. Die nächsten beiden Kapitel werden daher die Gasverstärkung auf der Basis empirisch bestimmter Parameter und einer Simulation detailliert untersuchen.

5.3.1 Gasverstärkung nach empirisch ermittelten Parametern

In der unmittelbaren Nähe des Drahtes, wo die Gasverstärkung stattfindet, ist die mittlere Distanz, die ein Elektron zwischen zwei Stößen zurücklegt, im Bereich der mittleren freien Weglänge für Ionisation (mfpl, mean free path for Ionisation). Wie im Abschnitt 2.2.1 beschrieben, ist der Townsend-Koeffizient ein Maß für die Ionisation. Er ist das Inverse der mfpl und gibt die Anzahl der ionisierenden Kollisionen pro cm an. [Auriemma et al. \(2003\)](#) haben Townsend-Koeffizienten von zylindrischen Proportionalkammern in Abhängigkeit vom Ar/CO₂ Verhältnis, Detektorradius und Feldstärke experimentell bestimmt. Dabei wird der Townsend-Koeffizient ($\alpha(S(r))$) wie folgt parametrisiert:

$$\alpha(S(r)) = p_{\text{CO}_2} A_{\text{CO}_2} \exp\left(-\frac{E_{\text{ion,CO}_2} B'}{S(r)}\right) + p_{\text{Ar}} A_{\text{Ar}} \exp\left(-\frac{E_{\text{ion,Ar}} B'}{S(r)}\right) \quad (5.1)$$

Wobei A_i und B' experimentell bestimmte Parameter sind, mit p_i und $E_{\text{ion},i}$ als Partialdrücke bzw. Ionisierungsenergien der Gaskomponenten, S als reduziertes Feld $E/p = E$ für 1 bar, mit E als elektrisches Feld, und r als Abstand zur Symmetrieachse.

Für ein Gasgemisch von 90/10 (Ar/CO₂) bei 1 bar, einer Hochspannung von 1450 V, einem Drahtradius von 12,5 μm und einem mittleren Radius des Rohres von 5 cm (Näherung des Hexagons auf Zylinder) erhält man einen $\alpha(S, r)$ wie in Abb. 5.3 zu sehen ist. Beachtenswert ist, dass der Townsend-Koeffizient für $r > 50 \mu\text{m}$ verschwindet und für kleinere r stark anwächst.

Die Gasverstärkung G beträgt für obige Werte 50 (siehe Formel 2.14). Dadurch, dass die Gasverstärkung erst im Abstand zum Draht von wenigen Drahtradien beginnt variiert sie außerordentlich stark mit dem Drahtradius. Ein Radius von 10 μm würde eine Gasverstärkung von 828 verursachen.

Sie zeigt sich in diesem Regime sehr sensitiv gegenüber Variationen in der Hochspannung und des Gasgemischs. Zum Beispiel beträgt die Gasverstärkung für eine Gasmischung von 95/5 137 und für 80/20 nur noch 11. Variationen von $\pm 10 \%$ in der Hochspannung resultieren in Variationen der Gasverstärkung von $\pm 10 \%$. Diese Erkenntnis stellt nun auch kritische Anforderungen bzgl. Temperaturstabilität, Rauschverhalten und Langzeitstabilität an die Hochspannungsversorgung. Beziehungsweise bezogen auf die verwendete Hochspannung zeigt sich hier, dass eine Regelschaltung zur Kompensation der Temperaturdrift des Hochspannungsmodul

die Pulshöhenmessung akkurater machen kann.

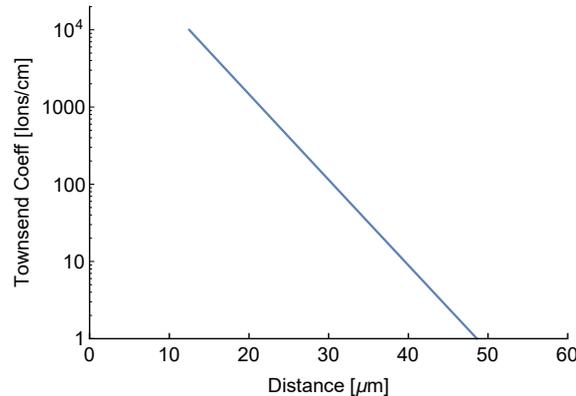


Abbildung 5.3: Townsend-Koeffizient $\alpha(r)$ des Prototyps nach der empirischen Formel von [Auriemma et al. \(2003\)](#). Die Kurve ist zu kleinen r bis $12,5 \mu\text{m}$, das ist der Drahradius, limitiert.

5.3.2 Simulation des Ladungstransports

Dieser Abschnitt ist in enger Zusammenarbeit mit Max Lamparth entstanden. Zur Simulation der Gasverstärkung und Transportmechanismen der Elektronen in einem Ar/CO₂-Gasgemisch wurde die Software Garfield benutzt. Garfield wurde am Cern entwickelt um Transportmechanismen in Driftkammern, Vieldrahtkammern und ähnlichen Gasdetektoren zu simulieren ([Veenhof, 2017](#)). Dabei wurde nur der Elektronentransport simuliert, d.h. insbesondere weder deren Entstehung durch Ionisation noch die positiven Ionen wurden in die Simulation integriert. Die Geometrie umfasst einen hexagonförmigen, elektrisch geerdeten Mantel mit einer Kantenlänge von $5,5 \text{ cm}$ und einer Länge von 40 cm . Der Draht in der Mitte des Hexagons hat einen Radius von $12 \mu\text{m}$ und liegt auf einem Potential von 1500 V . In einem ersten Schritt wurden Elektronen einzeln direkt an der Mitte der Wand bzw. in einer Ecke des wabenförmigen Zählrohrs erzeugt und die Trajektorien in Richtung Draht simuliert (siehe Tab. 5.1). Wobei der Fehler der Gasverstärkung (Gain) als die Standardabweichung des Erwartungswertes gebildet wurde. Die Abweichung in der Gasverstärkung zwischen einzelnen Ereignissen kann in der Größenordnung derselben liegen. Dies begründet die beschränkte Auflösung von ca. 20% unseres Zählrohrs.

Gasmischung Je größer der Argonanteil am Gas desto größer das Gain. Dies liegt vor allem daran, dass die mittlere Energie, die zur Ion-Elektron Paarbildung benötigt wird, für Argon kleiner ist als für CO₂. Dadurch beginnt die Gasverstärkung bei höheren CO₂ Konzentrationen im Mittel in etwas kleineren Abständen vom Draht. Da

Tabelle 5.1: Simulation des Elektronentransports innerhalb des Zählrohrs. Jede Zeile entspricht 800 Simulationen einzelner Elektronen. Das effektive Gain (Eff. Gain) berechnet sich aus dem Elektronenverlust und dem Gain mit: Eff. Gain = (1-Verlust)·Gain.

Ar/CO ₂ [%]	Ort	Gain	Laufzeit [ns]	e ⁻ Verlust [%]	Eff. Gain
80/20	Ecke	215 ± 11	13717 ± 6	16,9	178 ± 9
	Wandmitte	211 ± 10	11522 ± 5	2,4	204 ± 9
85/15	Ecke	344 ± 17	10544 ± 5	18,9	279 ± 14
	Wandmitte	316 ± 16	8850 ± 4	5,2	300 ± 15
90/10	Ecke	519 ± 28	7266 ± 4	27,4	377 ± 20
	Wandmitte	480 ± 25	6091 ± 3	11,1	427 ± 22

diese in jedem Fall nur im Abstand von einigen zehn μm von diesem entfernt stattfindet und der Ladungszuwachs exponentiell verläuft hat dies einen großen Einfluss. Dazu kommt, dass der totale Wirkungsquerschnitt von CO₂ in diesem Energiebereich durch Anregung elektronischer Übergänge dominiert wird. Das bedeutet, dass bei großen CO₂ Konzentrationen ein Teil der Elektronen im Gasverstärkungsvolumen seine Energie durch Anregung von CO₂ abgibt anstatt, dass sie durch Ionisation Sekundärelektronen bilden.

Weiterhin ist der Unterschied in den Laufzeiten von einem Faktor zwei bemerkenswert. Dadurch dass der Wirkungsquerschnitt von CO₂ für $E \leq 10$ eV ein bis zwei Größenordnungen über dem von Argon liegt, sinkt die Mobilität der Elektronen immens bei großen CO₂ Konzentrationen. Des Weiteren können die Elektronen durch inelastische Stöße mit dem CO₂ verlangsamt werden, indem sie Vibrations- und Rotationsfreiheitsgrade anregen.

In der Simulation wurden die Elektronen, im Rahmen der Auflösung, direkt an der Wand platziert. Eine mögliche Erklärung für die hohen Verluste in den Ecken ist, dass dort das elektrische Feld sehr viel geringer ist und manche Elektronen durch die thermische Bewegung im Gas an die Wand gestoßen und von dieser absorbiert werden. Allerdings kann dies nicht die kompletten Verluste erklären, da diese auch auftreten, wenn die Elektronen ininigem Abstand von dem Rand platziert werden. Darüber hinaus sind diese stark von der Gasmischung abhängig und treten verstärkt mit zunehmender Argon Konzentration auf. In Abschnitt 2.2.2 wurde gezeigt, dass der Elektroneneinfang durch CO₂ besonders wahrscheinlich wird für Energien von 4,5 bzw. 8 eV. Die Wahrscheinlichkeit für den Elektroneneinfang mittels dieser Dissoziationsreaktion liegt dennoch drei bis vier Größenordnung unter der für die elastische Streuung. Bei einem totalen Wirkungsquerschnitt des Ar/CO₂-Gasgemischs von $\sigma_{tot} \approx 10^{-15}$ cm² ist die mittlere freie Weglänge λ in der Größenordnung von μm . Daher stoßen die Elektronen bei einer mittleren Wegstrecke von 5 cm ca. 50.000 Mal und die Einfangsreaktion während der gesamten Laufzeit wird wahrscheinlich, solange die Elektronen über ein großes Zeitintervall eine Energie von ca. 4,5 bzw. 8

eV besitzen. Es wurde auch gezeigt, dass die Laufzeiten für einen hohen Argonanteil kurz sind und damit die mittlere Energie der Elektronen hoch. Daher könnte es sein, dass die Elektronen bei diesen Gasgemischen sich lange Zeit in diesem Energiebereich bewegen und dadurch vermehrt absorbiert werden.

Die hohen Verluste bei hohen Argonanteilen werden durch ein höheres Gain kompensiert. Die Abweichungen im effektiven Gain zwischen Ecke und Wandmitte sind für die verschiedenen Gasgemischungen sehr ähnlich. Das heißt, dass die gewählte Waben­geometrie zu einer Unschärfe im Pulshöhenspektrum führt, die jedoch relativ unabhängig von der Gas­mischung ist.

Puls­länge Um die Puls­länge des elektrischen Signals am Draht abzuschätzen wurden Elektronen in einem Abstand von 10 mm von der Detektorwand platziert. Dies entspricht näherungsweise der maximalen Reichweite eines α -Teilchens in einem Ar/CO₂-Gemisch (Köhli et al., 2016). Der Laufzeitunterschied zwischen diesen Elektronen und denen aus der vorherigen Simulation gibt also ein unteres Limit der Puls­länge (siehe Tabelle 5.2).

Tabelle 5.2: Simulation der Puls­länge als Laufzeitunterschiede zwischen den Elektronen, die direkt an der Wand und in 10 mm Entfernung entstehen. Die Werte sind innerhalb der Fehler­grenzen identisch für Wandmitte und Ecke.

Ar/CO ₂ [%]	Δt [ns]
80/20	2990 ± 76
85/15	2302 ± 62
90/10	1590 ± 52

Zwar wird die Puls­länge auch wesentlich durch die Verschiebung der Ionen-Spiegelladung am Draht bestimmt, jedoch kann sie nicht kürzer als die oben erwähnten Werte sein. Der Widerstand und der Kondensator des Integrators müssen also so gewählt werden, dass dessen Zeitkonstante nicht unter diese Werte fällt (siehe Abschnitt 4.1).

Sauerstoffkonzentration Der Einfluss von Sauerstoffinfiltration wurde mit einer Gas­mischung von 90 % Argon und 10 % CO₂ untersucht. In Tabelle 5.3 sind die Ergebnisse der Simulation, in der die Wandmitte als Startposition gewählt wurde, notiert. Analog zu den vorherigen Simulationen waren die Werte für Elektronenverlust bzw. Gain im Fall, bei dem die Elektronen in der Ecke platziert wurden, höher bzw. niedriger.

Es ist deutlich zu erkennen, dass bei bereits geringen Sauerstoffkonzentrationen die Verlust­rate an Elektronen extrem ansteigt. Auch das effektive Gain nimmt stark ab. Aufgrund des sehr starken Effekts für wenige 10 ppm muss es gerade für langsame Elektronen noch einen weiteren Einfangsprozess zusätzlich zu dem in Abschnitt 2.2.2 erwähnten geben. In Abschnitt 5.4 wird der Einfluss der Sauerstoffinfiltration

Tabelle 5.3: Sauerstoffinfiltration simuliert für eine 90/10-Gasmischung (Ar/CO₂) bei der die Elektronen an der Wandmitte platziert wurden.

Sauerstoffkonzentration [ppm]	Gain	e ⁻ Verlust [%]	Eff. Gain
1	568 ± 28	9.6	534 ± 26
10	589 ± 29	16.2	494 ± 24
20	558 ± 32	26.8	408 ± 23
40	526 ± 31	33.0	337 ± 20

auf die Performance des Detektors, durch experimentell bestimmte Zeitreihen, weiter untersucht.

5.3.3 Diskussion und Vergleich: Gasverstärkung

Die ermittelten Werte für die Gasverstärkung für ein Ar/CO₂-Gemisch von 90/10, einer Hochspannung von 1500 V und einem Drahradius von 12 μm betragen 146 fußend auf den empirisch ermittelten Parametern bzw. 402 ± 21 gemäß der Simulation der Garfield Software. Als Ergebnis der Simulation wurde hier der Mittelwert des effektiven Gains der Wandmitte bzw. Ecke gewählt. Der Drahradius des Zählrohres beträgt 12,5 μm und die besten Messergebnisse wurden mit 1450 V Hochspannung erreicht, es wird sich jedoch in diesem Kontext auf obige Werte bezogen, da diese in der Simulation so eingestellt wurden. Die eigentliche Gasverstärkung sollte also aber unter den obigen Werten liegen (siehe Abschnitt 5.3.1, dort wurde eine Gasverstärkung von 50 für 1450 V bzw. 12,5 μm Radius berechnet).

Die Ergebnisse der Simulation liegen um einen Faktor 2,75 über denen der empirischen Studie. In der Simulation wurden Elektronen einzeln und ohne Ionen in das Zählrohr platziert. Damit wird hier weder die Rekombination der Ionisationspartner noch die Rekombination innerhalb der Ionisationsspur berücksichtigt. Gleichung 2.20 kann benutzt werden, um die Größenordnung der Rekombination abzuschätzen. Gleichsetzen der Ionen- bzw. Elektronendichte: $n_e = n_I = n$ ergibt:

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + bn_0t} \quad (5.2)$$

Wobei n und n_0 die Elektronendichte zum Zeitpunkt t und $t = 0$ sind und b der Rekombinationskoeffizient ist. Als Richtwert für b wollen wir uns an Littlewood et al. (1983) bzw. Luhr (1930) halten, die bei 40 V/cm für CO₂ $b_{\text{CO}_2} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{s}$ bzw. für Argon $b_{\text{Ar}} = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$ bestimmt haben. 40 V/cm entspricht der Feldstärke in der unmittelbaren Nähe der Zylinderwand. Die Elektronendichte wurde mit Hilfe von SRIM berechnet und liegt bei einem α-Teilchen der Energie $E = 1.5 \text{ MeV}$ in einer 90/10 Ar/CO₂-Mischung bei $2,3 \cdot 10^7 \text{ 1/cm}^3$ (Ziegler, 2010). Geht man da-

von aus, dass sich das Elektron die komplette Driftzeit von $7,2 \mu\text{s}$ (siehe Abschnitt 5.3.2) in einem Feld von 40 V/cm befindet und es keine Verbreiterung der Ionisationsspur aufgrund von Diffusion und eines Feldstärkegradienten gibt, so nimmt die Elektronendichte um ca. 1 ‰ ab. Aufgrund des starken Feldgradienten ($E \propto 1/r$) befinden sich die Elektronen einen großen Teil der Driftzeit in großen Abständen vom Zählendraht und damit bei geringeren Feldstärken. Dennoch wird die Feldstärke während die Elektronen in Richtung Draht propagieren monoton zunehmen und Rekombination wird unwahrscheinlicher. Die Abnahme der Primärelektronen durch Rekombination sollte also unter 1 ‰ liegen.

Die Parameter, die [Auriemma et al. \(2003\)](#) für die Gasverstärkung ermittelt haben, beruhen auf einer Messung mit einem Proportionalzählrohr. Dieses hat einen Innendurchmesser von $5,64 \text{ mm}$ sowie einen Drahtradius von $30 \mu\text{m}$ und wurde bei 1000 V Hochspannung betrieben. Die Abweichungen in den Ergebnissen könnten darin begründet sein, dass sich deren Parametrisierung nicht auf beliebige Dimensionen skalieren lässt. Insbesondere, da die Gasverstärkung in der direkten Umgebung des Drahtes stattfindet, könnte eine Unterschätzung derselben in einer fehlerhaften Skalierung der Parametrisierung auf kleine Drahtradien liegen.

Garfield wird aufgrund exakter Voraussagen weltweit und insbesondere am LHC für das Design von Gasdetektoren eingesetzt und es wird hier empfohlen die Ergebnisse der Garfield Simulation gegenüber den Befunden von [Auriemma et al. \(2003\)](#) vorzuziehen.

5.4 Gasdichtigkeit des Detektors

Die Gasdichtigkeit ist ein entscheidendes Kriterium für stabile Langzeitmessungen, da Sauerstoffinfiltration eine Absorption der Primärelektronen und damit eine Reduzierung der Pulshöhe zur Folge hat. In diesem Abschnitt wird eine Messreihe zur Untersuchung der Gasdichtigkeit des Detektors vorgestellt. Aufgrund der Schwierigkeit Sauerstoff in einem abgeschlossenen System zu messen, wollen wir uns Indikatoren bedienen um dessen Konzentrationszunahme und Einfluss auf die Detektorperformance qualitativ zu bestimmen.

Der Detektor wird gespült und die Sauerstoffkonzentration des Ausflusses mithilfe des Rapidox 3100 (Cambridge Sensotec, 2016) gemessen. Sobald diese 0 ppm erreicht hat werden die Ventile am Detektor geschlossen und Pulshöhenspektren in gewissen, unregelmäßigen Zeitintervallen mit dem Redpitaya Board aufgenommen (RedPitaya, 2014). In Abbildung 5.5 ist die zeitliche Entwicklung der Position des α -Peaks sowie seiner Intensität/Höhe und die gesamte Neutronenzählrate aufgetragen (Die Messparameter sind in Abb. 5.4 veranschaulicht). Die Positionsänderung des α -Peaks zeigt die Abnahme der Pulshöhen aufgrund von Absorption der Primärelektronen durch Sauerstoff. Einen Gradmesser für die Leistungsentwicklung über die Zeit stellt die Neutronenzählrate da. Dabei ist die genaue Form des Spektrums nicht entscheidend, sondern vielmehr wie viel Pulse zweifelsfrei einer Neutronendetektion zugeordnet werden können. Hier liegt die größte Unsicherheit der Messreihe, da es keine markante Schwelle zwischen Rauschen und Pulshöhenspektrum gab. Der Abfall des Lithiumanteils (siehe Abb. 5.4) konnte in diesen Spektren nicht beobachtet werden. Daher wurde die Schwelle auf den Kanal gesetzt bei dem die 1,2-fache Höhe des α -Peaks erstmals unterschritten wurde. Während der ersten vier Tage nach Spülstop verändert sich die Position der Schwelle im Rahmen dieser Ungenauigkeit nicht signifikant. Daher können wir zur Bestimmung der einzelnen Zählraten die Schwelle für alle Messungen gleichsetzen. Es erübrigt sich daher auch eine Software-Erweiterung für den Arduino nano, der prinzipiell in der Lage ist die Schwelle kontinuierlich zu steuern (siehe Abschnitt 4.1). Bemerkenswert ist, dass sich zwar der α -Peak der Pulshöhenspektren mit fortlaufender Zeit nach dem Spülstop zu kleineren Kanälen verschiebt aber die Neutronenzählrate über ca. 100 Stdn nicht im selben Maß abnimmt (siehe Abb. 5.5). Das bedeutet, dass zwar Sauerstoff in den Detektor dringt, dies während der ersten vier Tage wiederum das Leistungsvermögen des Detektors nicht stark beeinflusst.

Ein großer Puls entspricht einer großen Anzahl an primären Ladungsträgern die durch die Ionisation des Zählgases durch den Lithium- oder Heliumkern entstehen. Die relative Absorptionswahrscheinlichkeit pro Primärelektron durch molekularen Sauerstoff sollte unabhängig von deren Anzahl immer gleich sein. Daher nehmen alle Pulse unabhängig von ihrer Pulshöhe aber relativ zu ihrer Pulshöhe gleich stark ab. In einem absoluten Maß nehmen die großen Pulse aber stärker ab als die kleinen. Das Pulshöhenspektrum wird also gestaucht und der Heliumanteil verschiebt sich stärker als der Lithiumanteil des Spektrums. Dennoch ist mit einer kleinen Abnahme der Zählrate zu rechnen, da die Pulse, die knapp über der Rauschschwelle liegen, mit

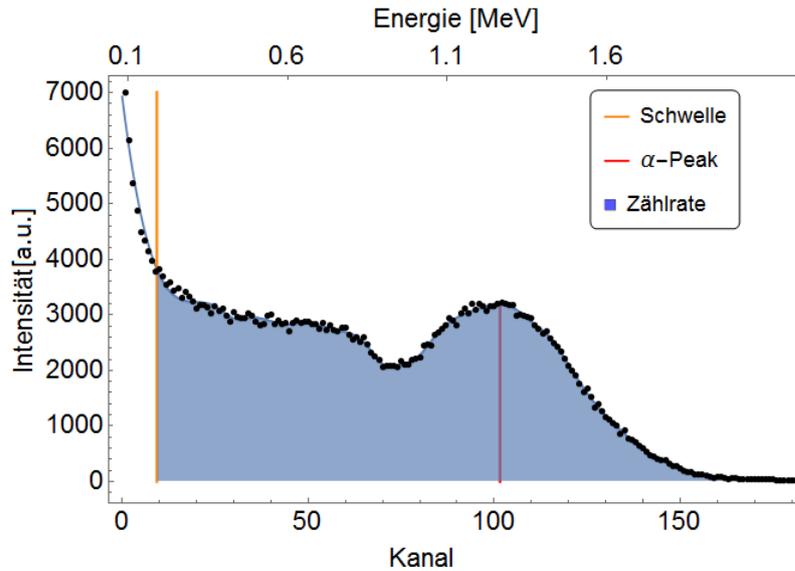


Abbildung 5.4: Exemplarische Darstellung der für diese Untersuchung relevanten Parameter. Dieses Spektrum wurde 29 Stunden und 13 Minuten nach Spülstop über eine Zeit von 60 Minuten aufgenommen. Zu sehen sind die Messdaten ohne Fehlerbalken (schwarz), die als Grundlage für einen Spline-Fit dienen (blaue Kurve). Die Position des α -Peaks und der Schwelle (20 % über dem α -Peak) wurden durch die analytische Spline-Funktion ermittelt. Genauso wie die Zählrate durch das Integral unter der Spline-Funktion mit der Schwelle als unterer Grenze berechnet wurde.

zunehmender Sauerstoffinfiltration unter dieselbe fallen. Zwischen 29 und 93 Stdn nach Spülstop kann die Zählrate $R(t)$ sehr gut durch die Parabel:

$$R(t) = -1.8 \cdot 10^{-5}t^2 + 1.1 \cdot 10^{-3}t + 0.98 \quad (5.3)$$

beschrieben werden. Wobei t die Zeit nach Spülstop in Stunden ist. Für Messungen im Feld kann dann $R^{-1}(t)$ zur Korrektur der Zählrate angewandt werden. Nach 139 Stdn ist die Zählrate auf ca. 60 % gesunken und das Rauschen reicht zu höheren Kanälen als zuvor. Nach 158 Stdn wurde noch eine weitere Messung aufgenommen, jedoch ist der α -Peak als solcher kaum noch zu erkennen. Das Rauschen und das Pulshöhenspektrum der Borschicht sind nicht mehr klar voneinander zu trennen. Ab diesem Zeitpunkt macht eine Interpretation bezogen auf eine Zählrate keinen Sinn mehr.

Zwischen 93 und 139 Stdn nach Spülstop wurden keine Messungen vorgenommen. Dies ist insbesondere deshalb von Bedeutung, da dies die Zeitperiode ist, in der die Zählrate stark abfällt. Daher kann der Zeitpunkt dieses Abfalls hier nicht genau aufgezeigt werden. Jedoch zeigt das Spektrum nach 93 Stdn schon starke Verformungen in dem Maße, dass der α -Peak sich nicht mehr so deutlich vom Spektrum abhebt

wie in vorhergegangenen Spektren.

Diese Ergebnisse zeigen deutlich, dass der hier vorgestellte Prototyp sich für Messungen über bis zu vier Tagen eignet, jedoch danach wieder mit dem Zählgas gespült werden müsste um eine kontinuierliche Messung zu gewährleisten. In diesem Zeitraum muss auch die Position der Schwelle nicht korrigiert werden. Hier empfiehlt sich jedoch eine konservative Einstellungen um den Rauschanteil besonders gering zu halten. Dies macht den Prototyp zu einem adäquaten Neutronendetektor für temporäre und mobile Messungen, jedoch nicht für Langzeitmessungen.

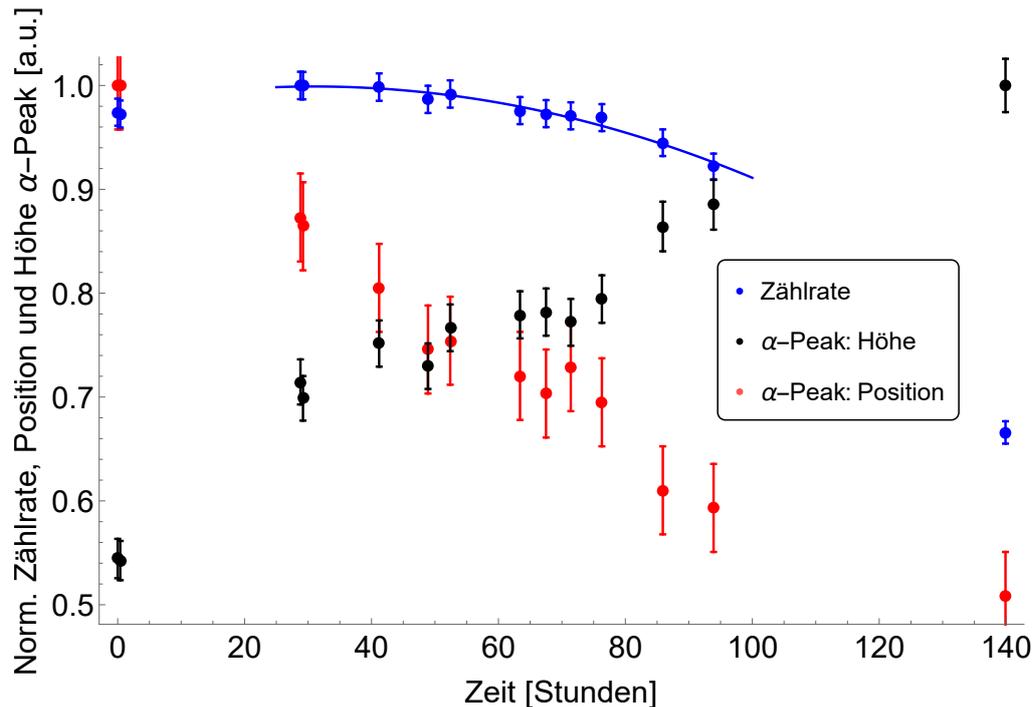


Abbildung 5.5: Untersuchung der Gasdichtigkeit des Prototyps über einen Zeitraum von 158 Stunden. Die Zeitreihen sind normiert bezogen auf deren Maximalwert. Dabei dient die Position des α -Peaks als indirekter Nachweis für das Ansteigen der Sauerstoffkonzentration (rot). Der Sauerstoff bewirkt durch die relative Verminderung der Pulshöhe eine Stauchung des Spektrums, was sich in der Zunahme der α -Peak Höhe manifestiert (schwarz). Eine konstante Zählrate ist wichtige Bedingung für den Einsatz im Rahmen der COSMOS Methode und wurde daher ebenso gemessen (blau).

5.5 Vergleich der Detektionssysteme: ^3He - und ^{10}B -Zählrohre im Test

Um den Stand der Entwicklung des Detektionssystems bzw. dessen Leistungsvermögen einordnen zu können werden in diesem Kapitel Vergleichsmessungen mit dem Hydroinnova Detektionssystem vorgestellt. Hydroinnova Detektionssystem meint im Folgenden ein Reuter Stokes ^3He -Zählrohr (Ge Reuter Stokes, 2005), wie es von Hydroinnova vertrieben wird, umhüllt von einem Moderator der Dicke 25 mm, welches von dem Datenlogger QI DI-2100 von Quaesta Instruments (2017) ausgelesen wird. Der Moderator des ^3He -Zählrohrs ist ein hohler PE-Quader mit Außenmaßen 12x12x43 cm.

5.5.1 Cadmium-Differenzmessung - Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz

Das Physikalische Institut verfügt über eine ^{252}Cf -Neutronenquelle. ^{252}Cf hat eine Halbwertszeit von 2,65 Jahren und eine Neutronenaktivität von $2,3 \cdot 10^6$ Bq pro μg (Mauch, 1998). Das Energiespektrum der Neutronen kann dabei gut durch eine Maxwell-Verteilung mit der Energie von 2,14 MeV genähert werden. Die Abschirmung der hochenergetischen Neutronen geschieht durch die Moderation durch inelastische und elastische Streuung sowie die Absorption durch Bor in einer kubischen Anordnung um das ^{252}Cf -Präparat. Ein borierter Polyethylenblock (Querschnitt 10x5 cm) kann aus dieser Anordnung entfernt werden, so dass Neutronen mit einem Energiespektrum wie es in Abb. 5.6 links dargestellt ist aus dieser Öffnung (im Folgenden Beampport genannt) emittiert werden.

Eine Bodenfeuchtemessung mit dem ^3He - oder dem borbeschichteten Zählrohr ergibt einen integralen Wert über das komplette kosmische Spektrum gewichtet mit der energieabhängigen Responsefunktion des Detektors. Die Responsefunktion beschreibt die Nachweiseffizienz des Detektors als Funktion des Einfallwinkels, Auftreffpunkts und der Energie des Neutrons. Um die Response beider Detektoren für den thermischen bzw. epithermische und schnellen Energiebereich der Neutronen zu untersuchen bedienen wir uns dem Element Cadmium. In natürlichem Cadmium sind 12,2 % ^{113}Cd enthalten, welches einen außerordentlich hohen Absorptionswirkungsquerschnitt für thermische Neutronen besitzt (Abb. 5.6 rechts). Bei einem Blech der Dicke 1,1 mm, das aus natürlichem Cadmium besteht, werden bis auf 1 ‰ alle Neutronen der Energie $E = 290$ meV absorbiert. Wir wollen diese Energie als Abschneideenergie definieren und vereinfacht annehmen, dass für größere Energien das Blech durchlässig ist und für kleinere opak (siehe integrale Fläche unter dem Spektrum in Abb. 5.6 links). Damit ergibt sich ein thermischer Bereich ($E < 290$ meV), der ca. 62 % des Spektrums ausmacht und einen epithermischen und schnellen Energiebereich mit einem Anteil von 38 %. Vergleicht man nun Messungen mit und ohne Cadmiumblech vor dem Beampport, so kann die Sensitivität relativ zwischen

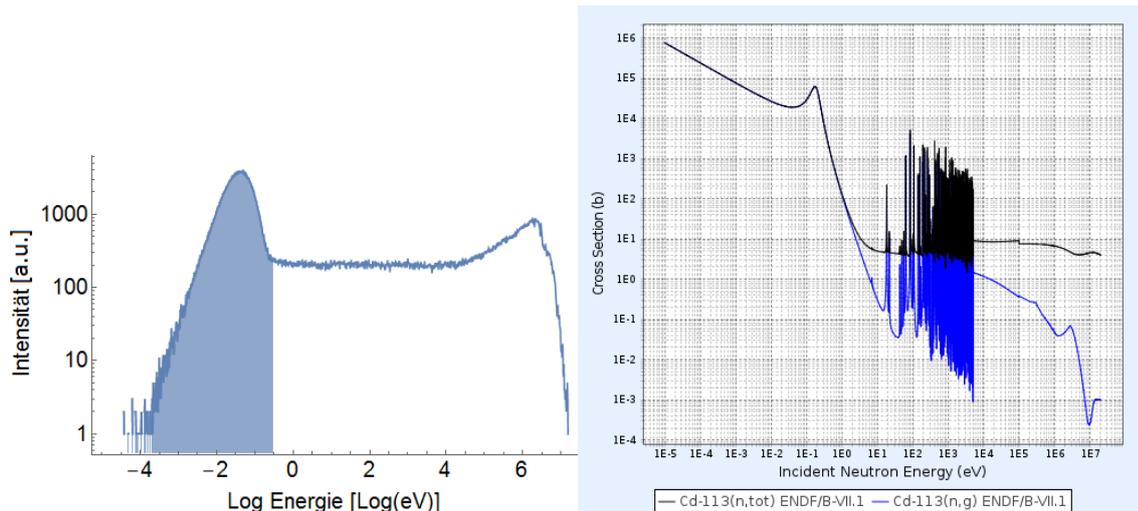


Abbildung 5.6: Links: Das simulierte Spektrum der institutsinternen ^{252}Cf Neutronenquelle am Ausgang des Beamports. Das blaue Integral des Spektrums ist der thermische Anteil, welcher durch ein 1,1 mm dickes Blech aus natürlichem Cadmium beinahe komplett abgeschirmt wird. Rechts: Absorptions- (blau) sowie totaler Wirkungsquerschnitt (schwarz) von ^{113}Cd . Besonders im thermischen Energiebereich ist ^{113}Cd ein besonders starker Absorber (KAERI (2012) sowie persönliche Kommunikation Markus Köhli).

diesen Energiebereichen bestimmt werden.

Detektoren mit Moderator Beide Detektoren wurden mit Polyethylen einer Schichtdicke von 25 mm als Moderator umhüllt (siehe Abschnitt 3.1). Die Detektoren wurden in einer Entfernung von 24 cm mittig vor dem Beamport angebracht, so dass diese den gesamten Querschnitt des Neutronenstrahls abdeckten. Aufgrund der hohen Zählrate musste nur wenige Minuten gemessen werden um eine ausreichend hohe Statistik zu erhalten. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.4 zu sehen. Die relative Sensitivität berechnet sich über das Verhältnis der Zählraten für den epithermischen und thermischen Energiebereich gewichtet mit dem Anteil dieser Bereiche am Neutronenspektrum am Beamport.

Beide Detektoren mit ihren Moderator sind gemäß dieser Messung weitaus sensitiver im epithermischen als im thermischen Bereich. Da nur die Zählrate der epithermischen Neutronen mit der Bodenfeuchte korreliert ist dies Grundvoraussetzung der COSMOS Methode. In diesem Sinne ist die Moderatoranordnung des ^{10}B Detektors vorzuziehen, da sie sich durch eine höhere relative Sensitivität auszeichnet. Dass trotzdem ca. 3 - 4 % der detektierten Ereignisse einem thermischen Neutron zuzuschreiben sind, sollte bei der Interpretation von Feldmessungen berücksichtigt werden.

Auf der anderen Seite liegt die Zählrate des Hydroinnova-Systems um ein ca.

Tabelle 5.4: Cadmium-Differenzmessung zur Bestimmung der energieabhängigen Sensitivität und zum Vergleich der beiden Detektionssysteme. Der Messfehler der Rate berechnet sich aus der Wurzel der gezählten Neutronenereignisse und im Falle des ^{10}B -Zählrohrs zusätzlich aus einem Fehler des Zeitintervalls der Messung. Die relative Sensitivität zeigt an um welchen Faktor die Sensitivität im epithermischen Bereich über der im thermischen Bereich liegt.

Detektor	Cd-Schild	Messrate [Hz]	Spektrumanteil [%]	rel. Sensitivität [$\frac{\text{ep}}{\text{th}}$]
^3He	Nein	$203,0 \pm 0,7$	100	
	Ja	$190,3 \pm 0,6$	38	$24,4 \pm 0,9$
^{10}B	Nein	$46,0 \pm 0,4$	100	
	Ja	$43,7 \pm 0,3$	38	$31,0 \pm 2,7$

4,4-faches über der des ^{10}B -Detektionssystems. Der hier simulierte Fall gleicht der Feldmessung jedoch nur bedingt. Die Winkelabhängigkeit der kosmischen Neutronenstrahlung im sensitiven Energiebereich wurde mit URANOS simuliert und zeigt eine starke Überhöhung für den Nadirwinkel von 0° und 180° (einfallende kosmische Neutronen und um 180° am Boden reflektierte Albedoneutronen, siehe Appendix B.3). Dennoch ist der Anteil des restlichen Raumwinkels in der gleichen Größenordnung.

Das Verhältnis der Zählraten sollte daher in einer Feldmessung kleiner werden, da der ^{10}B -Detektor eine größere Querschnittsfläche und ein größeres Volumen besitzt. Das genaue Verhältnis kann aufgrund der Komplexität der Moderation und des Neutronenflusses nur per Monte-Carlo Simulation oder Feldmessung direkt bestimmt werden (siehe dazu Vergleichsmessungen in Abschnitt 5.5.2, die dies bestätigen).

Detektoren ohne Moderator Sollte in Zukunft eine bessere Moderatoranordnung gefunden werden, um zum einen epithermische Neutronen effektiver zu thermischen Energien zu moderieren und zum anderen unempfindlicher gegenüber thermischen Neutronen zu werden, so ändern sich die obigen Ergebnisse. Eine sinnvolle Gegenüberstellung der beiden Zählrohre, unabhängig vom Moderator, beinhaltet den Vergleich der Nachweiseffizienz im thermischen Energiebereich der freiliegenden Detektoren. Dafür wurde obiges Experiment ohne Moderatorhülle wiederholt (siehe Tab. 5.5).

Im Vergleich der beiden Cadmium-Differenzmessungen zeigt sich die Funktion des Moderators. Während die Detektoren ohne Moderator ca. die 3-fache Sensitivität für thermische gegenüber epithermischen Neutronen besitzen, führt der Moderator dazu, dass nur noch jede 25. bzw. 32. Neutronendetektion einem thermischen Neutron entspricht. Aufgrund dieser fundamentalen Bedeutung für die Messung von Bodenfeuchte sollte die Moderatorform in Zukunft weiter optimiert werden. Das Verhältnis der Zählraten der beiden Zählrohre für thermische Neutronen liegt

bei

$$\frac{R_{^3\text{He}}}{R_{^{10}\text{B}}} = 8,9 \pm 0,1. \quad (5.4)$$

wobei R_i die Raten der beiden Zählrohre im thermischen Energiebereich sind. Das ^3He -Zählrohr hat eine Effizienz von 58 % gemittelt über den thermischen Bereich der ^{252}Cf -Neutronenquelle. Die Effizienz für thermische Neutronen des ^{10}B -Zählrohrs sollte demnach bei $6,5 \pm 0,1$ % liegen. Dies entspricht den Überlegungen aus Abschnitt 2.3.1, die eine Nachweiseffizienz im thermischen Energiebereich für einen idealen Detektor mit Borcarbid Schichtdicke von 1 - 1,2 μm von 6,3 - 7,1 % berechnen.

Tabelle 5.5: Cadmium-Differenz Messung der freiliegenden Detektoren.

Detektor	Cd-Schild	Messrate [Hz]	Spektrumanteil [%]	rel. Sensitivität [$\frac{\text{ep}}{\text{th}}$]
^3He	Nein	743 ± 2	100	
	Ja	106 ± 1	38	$0,27 \pm 0,01$
^{10}B	Nein	$84,7 \pm 0,7$	100	
	Ja	$13,7 \pm 1,0$	38	$0,31 \pm 0,03$

5.5.2 Erste Messungen der Bodenfeuchte

Neben der Validierung der Funktionsfähigkeit des neuen Detektionssystems an der Neutronenquelle und unter kontrollierten Laborbedingungen, wurde dieses auf dem Dach des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg getestet. Die Messungen dieses Abschnittes wurden zum Vergleich simultan mit dem Hydroinnova- und dem ^{10}B -basierten Detektionssystem durchgeführt. Dafür wurden beide zusammen horizontal in einer Aluminiumbox angebracht. Das bedeutet zwar, dass der Moderator des jeweils anderen einen Einfluss auf die Zählrate der Detektoren hatte, dies jedoch im relativen Vergleich keine signifikante Rolle spielen sollte.

Auf dem Dach ist ein sehr poröser Boden aus Tonfragmenten der Dicke 5 - 23 cm aufgeschüttet, welcher mit geringem Pflanzenbewuchs überdeckt ist. Unter dem Tonboden befindet sich eine Polystyrolschicht mit einer Schichtdicke von 14 cm, an die sich eine 3 - 24 cm dicke Betonschicht mit Gefälle und eine 27 cm dicke Stahlbetonschicht anschließt.

Es wurden zwei Messungen durchgeführt, die zwei gegensätzliche Konfigurationen im Bezug auf die Wasserstoffdichte der Umgebung darstellen. Während der ersten Messung wurde die Aluminiumbox mit den Detektoren über einem Wasserbecken mit 5 m Durchmesser platziert. Das Wasserbecken wurde ca. 15 cm hoch mit Wasser befüllt und die Box 20 cm über dem Wasserspiegel platziert. Bei der zweiten Messung wurde nun das Wasserbecken entfernt und die Box an der gleichen Position und in gleicher Höhe aufgestellt. Der Aufbau mit Wasserbecken ist in Abbildung 5.7

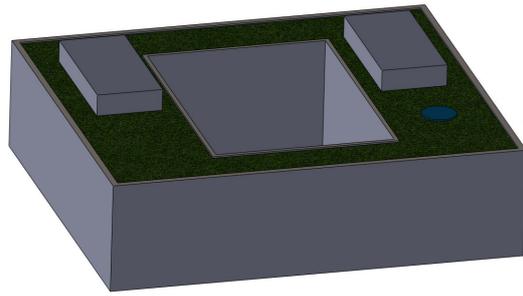


Abbildung 5.7: Nachweisstudie der Funktion der Bodenfeuchtemessung des neuen Detektionssystem. Links: Das Dach des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg auf dem ein Wasserbecken mit 5 m Durchmesser platziert ist. In dessen Mitte und ca. 20 cm über dem Wasserspiegel sind das Hydroinnova und das ^{10}B -basierte Detektionssystem in einer Aluminiumbox untergebracht. Rechts: Skizze des Physikalischen Instituts mit den beiden Dachzugängen sowie dem Wasserbecken in blau und dem Boden samt Bepflanzung in grün. Der Grundriss des Instituts hat die Maße 60,1x53,1m

links zu sehen und rechts ist ein vereinfachtes Modell des Physikalischen Instituts mit dem Wasserbecken (blau) dargestellt. Das ^{10}B -Zählrohr wurde direkt vor beiden Messungen mit einer 90/10 Ar/ CO_2 -Gasmischung gespült, um den Effekt von Sauerstoffinfiltration zu minimieren. Die Druckkorrektur für die Neutronenzählrate wurde gemäß Zreda et al. (2012):

$$N_{\text{kor}}(t) = N(t) \exp\left(\frac{P(t) - P_0}{L}\right) \quad (5.5)$$

angewandt. Wobei hier $P(t)$ der Druck zum Zeitpunkt t ist und $P_0 = 1013,25$ hPa der Druck, auf den normiert wurde, ist. L ist die Abschwächungslänge und wurde hier gemäß des Breitengrades auf 130 g/cm^2 gesetzt (siehe Abschnitt 1.1 und Dunai (2000)). $N(t)$ und $N_{\text{kor}}(t)$ sind die unkorrigierte bzw. druckkorrigierte Neutronenzählrate zum Zeitpunkt t . Da nur zwei Messungen durchgeführt wurden, wurde die Druckkorrektur nur auf die zweite Messung angewandt. Die Korrekturen für atmosphärischen Wassergehalt bzw. Variationen in der einfallenden Strahlung wurden in diesem Kontext vernachlässigt, da die Messungen direkt aufeinanderfolgend durchgeführt wurden und die relative Luftfeuchte konstant bei 50 - 60 % lag. Es gab während und zwischen den beiden Messungen keinen Niederschlag.

Die Variation in der Wasserstoffdichte durch das Wasserbecken konnte mit beiden Detektionssystemen beobachtet werden (siehe Tabelle 5.6). Die Änderung im Signal des Hydroinnova- bzw. des ^{10}B -basierten Detektionssystem beträgt $6,6 \pm 1,4$ % bzw.

Tabelle 5.6: Messung kosmischer Neutronen auf dem Dach des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg mit dem Hydroinnova- und dem ^{10}B -basierten Detektionssystem. Zur Tauglichkeitsprüfung einer Bodenfeuchtemessung wurden zwei Messungen mit bzw. ohne Wasserbecken unter den Detektionssystemen durchgeführt.

Wasserbecken	Det.-System	Zählrate [$\frac{\text{Ereig.}}{\text{Std}}$]	Zeitraum [Std]	Rate $^{10}\text{B}/^3\text{He}$
Ja	^3He	$730,5 \pm 7,4$	13,24	$0,40 \pm 0,01$
	^{10}B	$295,5 \pm 4,7$	13,24	
Nein	^3He	$782,5 \pm 8,4$	11,15	$0,41 \pm 0,01$
	^{10}B	$320,6 \pm 5,4$	11,15	

$7,8 \pm 2,2$ %. Die Rate des ^{10}B -basierten Detektionssystems beträgt ein 0,4-faches der Rate des Hydroinnova Detektionssystems. Hier zeigt sich, dass das größere Volumen des ^{10}B -Detektors mit seinem Moderator die kleinere Nachweiseffizienz für einen frontal einfallenden Neutronenstrahl (siehe Abschnitt 5.5.1) teilweise kompensiert.

Beide Messungen waren ursprünglich über einen längeren Zeitraum festgelegt. Bei der ersten Messung zeichnete die Zentraleinheit des ^{10}B -basierten Detektionssystems nur über 13,24 Stunden Daten auf und bei der zweiten Messung erhöhte sich nach 11,15 Stunden die Zählrate schlagartig um ein Vielfaches. Die Pulshöhenspektren in den ersten ca. 13 bzw. 11 Stunden gleichen denen, der Messungen an der Neutronenquelle. Die Pulshöhenspektren zeigen das ^{10}B Zerfallsschema, weshalb davon ausgegangen wird, dass das ^{10}B -basierte Detektorsystem in diesen Zeiträumen korrekt funktionierte.

Das Hydroinnova-System funktionierte fehlerlos über die gesamte Messdauer weshalb die gemeinsame Stromversorgung nicht der Grund für die Ausfälle sein kann. Der Hochspannungswert war im Rahmen von ± 3 V konstant während beider Messungen. Die Gründe für die Messfehler konnten im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht mehr weiter verfolgt werden. Möglicherweise besitzt der Offset des Vorverstärkers oder der Ausgang der DACs zum Einstellen der Schwelle eine Temperaturabhängigkeit, wodurch die Schwelle unter das Rauschen gefallen sein könnte.

Uranos Vergleichssimulation Die Umgebung der ersten Messungen zur Bodenfeuchte wurde vereinfacht mit einer Querschnittsfläche von 200×200 m in URANOS implementiert. Die grafische Benutzeroberfläche der Monte-Carlo-Simulation bietet die Realisierung einer Messumgebung in einem Schichtenmodell. So kann eine Schicht, platziert in einer bestimmten Höhe und mit einer bestimmten Dicke, komplett mit einem Medium ausgefüllt sein oder Segmente verschiedener Materialien beinhalten. In letzterem Fall kann ein Bild eingebunden werden, welches die Bereiche verschiedener Materialien mit zugehörigen Graustufen markiert.

Für die Implementation des Physikalischen Instituts inklusive dessen Dachs und des

Wasserbeckens richten wir uns an Abbildung 5.7 rechts, mit einem Schichtmodell wie es in Tabelle 5.7 angegeben ist. Neben dem Physikalischen Institut wurde das nebenstehende Gebäude, entsprechend dessen Maße, vereinfacht als Betonstruktur eingebunden. Zwischen 50 und 80 m Höhe befindet sich die Quellschicht der kosmischen Neutronen, in der Neutronen nach dem Spektrum von [Sato und Niita, 2006](#) platziert werden. Der Simulationsbereich erstreckt sich in der Höhe bis zu 1000 m. Das Physikalische Gebäude und das nebenstehende Gebäude befinden sich auf einer 0,5 m dicken Betonschicht gefolgt von 1 m Boden mit Bodenfeuchte von 15 %. Die absolute Luftfeuchtigkeit wurde auf 12,6 g/m³ und die Bodenfeuchte und -porosität des Tonbodens des Physikalischen Instituts wurden auf 15 % bzw. 66 % festgesetzt. Die Polystyrolschicht unter dem Tonboden wurde durch eine PE-Schicht mit gleichem Wasserstoffgehalt, eingebettet zwischen zwei Luftschichten, ersetzt, da das Material Polystyrol nicht in URANOS' Materialliste enthalten ist.

Tabelle 5.7: Aufbau des Schichtmodells des Physikalischen Instituts. Der Grundriss der einzelnen Schichten wird durch das Modell in Abb. 5.7 rechts vorgegeben. Schichthöhe meint hier das obere Ende der Schicht.

Schichtmaterial	Schichthöhe [m]	Schichtdicke [m]
Beton	16,1	16,1
PE/Luft (Polystyrol)	16,24	0,14
Tonboden	16,38	0,14
Luft/Wasserbecken	16,53	0,15
Detektorschicht	17,13	0,4
Beton (Dachausgang)	19,6	3,07

Mit diesen Einstellungen wurden zwei Simulationen entsprechend der beiden Konfigurationen obiger Bodenfeuchtemessungen durchgeführt. Für die Konfiguration mit dem Wasserbecken wurden die Trajektorien von ca. 269 Mio. Neutronen berechnet und im gegensätzlichen Fall waren es ca. 295 Mio. Der simulierte Detektor hatte einen Radius von 0,7 m und eine Höhe von 0,4 m und hatte eine Nachweiseffizienz von 100 % für Neutronen aus dem Energiebereich 100 eV - 10 keV.

Es wurden 4874 bzw. 3977 Neutronen von dem Detektor im Fall ohne das Wasserbecken bzw. mit dem Wasserbecken erfasst. Die relative Abweichung der detektierten Neutronen normiert auf die Anzahl aller simulierten Neutronen zwischen den beiden Simulationen beträgt $10,5 \pm 1,9$ %. Sie liegt damit signifikant über den experimentellen Ergebnissen des Hydroinnova Detektionssystems, stimmt aber, im Rahmen der Fehlergrenzen, mit der Messung des ¹⁰B-basierten Detektionssystem überein.

Gründe für Abweichungen zwischen Experiment und Simulation könnten in dem vereinfachten Modell der Umgebung sowie in der Ungewissheit der Bodenfeuchte des Tonbodens liegen. Weiterhin war die Höhe des Wasserspiegels, aufgrund einer leichten Dachschräge, horizontal nicht konstant. Der Wert 15 cm der in der Simulation für die Wassersäule genommen wurde ist vielmehr der Mittelwert des Wasserspie-

gels der von 10 - 20 cm reichte. Diese Inhomogenität wurde ebenso nicht in der Simulation berücksichtigt. Zudem haben die beiden realen Detektionssysteme eine Sensitivität, die bis in den thermischen Bereich reicht und sich damit von dem idealisierten Detektor der Simulation grundlegend unterscheiden.

5.6 Erste Messergebnisse des großen Wabendetektors

Die Vorteile eines großen Wabendetektors wurden in Abschnitt 3.2 besprochen. Der Unterschied zu einem kleineren Detektor liegt vor allem im kleineren Gradienten des E-Feldes in der Nähe der Kathode bzw. der Zählrohrwand. Dies bedeutet, dass erstens Rekombination wahrscheinlicher wird und zweitens die Pulslänge größer wird, da der Unterschied in der Driftzeit zwischen den Elektronen wächst. Gleichzeitig nimmt die totale Driftzeit der Elektronen auch zu. Um dem vorzubeugen kann der Potentialunterschied zwischen Anode und Kathode erhöht werden. Dadurch nimmt die Gasverstärkung zu und die Schwelle des Komparators muss erhöht werden. In diesem Kapitel stellen wir die ersten Ergebnisse des wabenförmigen Detektors mit Kantenlänge 7 cm vor.

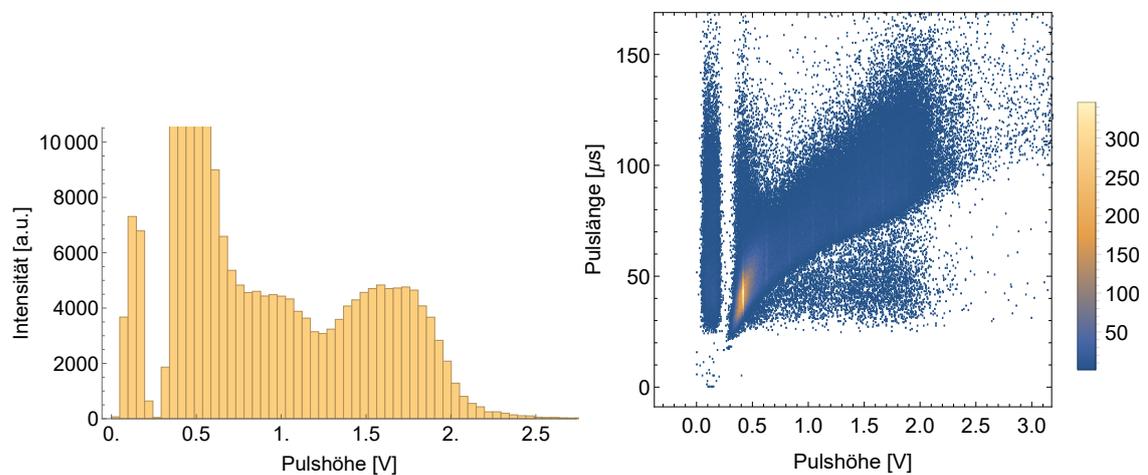


Abbildung 5.8: Erste Messergebnisse des großen Wabendetektors aufgenommen an der Neutronenquelle des Physikalischen Instituts. Links: Pulshöhenspektrum durchgeführt mit einer Hochspannung von 1500 V und einer Schwellspannung von 480 mV. Rechts: Pulslängen-Pulshöhen Streudiagramm.

Das Pulshöhenspektrum in Abb. 5.8 links zeigt das erhöhte Rauschen bei 1500 V Hochspannung bei der gleichen Schwellspannung des Komparators, die wir auch für den kleinen Detektor benutzen. Das Rauschen reicht aufgrund der höheren Gasverstärkung nun bis 0,7 - 0,8 V. Gleichzeitig geht das ^{10}B -Zerfallsspektrum nur noch bis ca. 2,5 V. Das heißt, dass das effektive Gain für diese Geometrie unter der des kleineren Zählrohrs liegt. Dies könnte wie oben beschrieben an den längeren Laufzeiten der Elektronen und damit verbundenem Elektroneneinfang sowie vermehrter Rekombination liegen. Die Pulse mit Pulshöhen, die unter der Schwelle liegen, haben nun nicht nur noch Pulshöhen von 0 V. Diese Pulse sind aber weiterhin im Pulslängenraum gleichverteilt, wie die restlichen Pulse, weshalb wiederum von einer

ADC-Fehlfunktion auszugehen ist.

Die Pulse sind auch einige zehn μs länger als die des kleinen Zählrohrs. Zum vollständigen Verständnis der Auswirkung der Hochskalierung des Detektors auf dessen Performance sollten im Anschluss an diese Masterarbeit weitere Garfield-Simulationen für diese Geometrie durchgeführt werden. Bessere Messergebnisse lassen sich wahrscheinlich durch eine Erhöhung der Zeitkonstante des Integrators erreichen.

Diese vorläufigen Ergebnisse zeigen, dass ein wabenförmiger Neutronendetektor mit 7 cm Kantenlänge konstruiert werden kann. Jedoch konnte diese Masterarbeit nicht klären, ob dieses Maß sinnvoll ist im Bezug auf Zählrate bzw. ob das Signal-Rausch-Verhältnis groß gegenüber dessen des anderen Prototyps ist.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Detektionssystem zur Messung von Bodenfeuchte auf der Hektarskala mittels kosmischer Neutronen entwickelt. Das wabenförmige, ^{10}B beschichtete, Proportionalzählrohr besitzt eine Nachweiseffizienz von 6,5 % im thermischen Energiebereich. Die Ausleseelektronik misst Pulshöhe sowie Pulslänge der detektierten Strahlung. Diese beiden Parameter können zur Diskriminierung zwischen einer Neutronendetektion und der Detektion anderer Strahlung sowie Rauschen oder zur Eliminierung technischer Mängel dienen. Der elektronische Aufbau besteht weiterhin aus einer Hochspannungsversorgung sowie einer Slow-Control- und Datenauslese-Einheit. Weiterhin wurde ein erster Ansatz zur automatisierten Auswertung der aufgenommenen Daten vorgestellt. Durch Simulationen des Ladungstransports im Zählrohr, in Abhängigkeit der Gasmischung, zeigte sich, dass die Laufzeiten der Elektronen in der Größenordnung von $10\ \mu\text{s}$ liegen. Dabei wurde auch der negative Einfluss von Sauerstoffinfiltration, durch Elektroneneinfang, untersucht. Dieser wurde durch Messungen bestätigt, welche eine Tauglichkeit des Proportionalzählrohrs von bis zu 4 Tagen nach Spülstop aufzeigten.

Vergleichsmessungen des hier vorgestellten ^{10}B -basierten Detektionssystems mit dem ^3He -basierten Hydroinnova-CRS1000 Detektionssystem an einer gerichteten Neutronenquelle zeigten, dass die Rate des ^{10}B -basierten Systems dem 0,23-fachen des Hydroinnova Systems entsprach.

Messungen kosmischer Neutronen ergaben eine Zählrate des ^{10}B -basierten Systems von ca. 300 Ereignissen pro Stunde. Die Zählrate kosmischer Neutronen liegt damit bei dem ca. 0,4-fachen des Hydroinnova Detektionssystem. Im Rahmen dieser Messung konnte die Tauglichkeit des entwickelten Detektionssystem zur Bodenfeuchtemessung gezeigt und durch Simulationen bestätigt werden. Weitere charakteristischen Eigenschaften des Detektors sind in Tabelle 6.1 zu finden.

Im Anschluss an diese Masterarbeit soll ein weiterer Detektorprototyp mit 1 m Länge konstruiert werden, um das Volumen des Detektors zu erhöhen. Damit nimmt auch der Anteil des Detektorvolumens am Rand des Zählrohrs, in dem das elektrische Feld aufgrund von Randeffekten gekrümmt ist, relativ zum Gesamtvolumen ab. Ein Meter ist auch das obere Limit der Sputteranlage mit der die Borschicht auf das Aluminiumblech aufgebracht wurde. Weiterhin sollte die Dimension (Kantenlänge) des wabenförmigen Detektors in Bezug auf den Preis des Detektors bzw. der Nachweiseffizienz optimiert werden.

Eine weitere offene Fragestellung ist die Wahl des Füllgases. So könnte CO_2 z.B. durch C_2H_6 ersetzt werden, um den Neutroneneinfang des Füllgases zu minimieren (Anderson et al., 1992). Langzeitmessungen stellen sehr hohe Anforderungen an die

Gasdichtigkeit des Detektors, da eine Sauerstoffinfiltration von 10 ppm bereits zu degradierten Messsignalen führt. Eine Möglichkeit in Zukunft die Gasdichtigkeit zu verbessern besteht im Verschweißen der Detektorkomponenten anstatt sie zu kleben. Dafür eignet sich Edelstahl sehr viel besser als Aluminium. Eisen, sowie die Edelstahl-Legierungskomponenten Nickel und Chrom besitzen jedoch Neutronenabsorptionswirkungsquerschnitte die im thermischen Energiebereich eine Größenordnung über dem von Aluminium liegen und somit die Anzahl absorbiertes aber nicht nachgewiesener Neutronen erhöhen würden.

Die Temperaturabhängigkeit der Hochspannungsversorgung sollte im Anschluss an diese Arbeit durch eine Regelung in dem Programmcode des Arduino Mega's kompensiert werden. Darüber hinaus muss noch untersucht werden, ob andere ionisierende Strahlungsarten tatsächlich ein anderes Pulshöhen zu -längen Verhältnis besitzen. Es hat sich weiterhin gezeigt, dass der elektronische Aufbau noch sehr anfällig gegenüber variierenden äußeren Einflüssen ist und damit weiter optimiert werden muss.

Eine bestehende Unsicherheit der COSMOS Methode sind die zeitlichen und lokalen Variationen der Neutronenrate in Bodennähe. Da die räumliche Abdeckung der Neutronendetektoren, die zur Kalibration des primären kosmischen Neutronenflusses verwendet werden, sehr gering ist und kosmische Schauer eine Ausdehnung von wenigen km^2 besitzen, soll in Zukunft eine lokale Kalibrationsmethode gefunden werden. Eine Möglichkeit der lokalen Kalibration könnten Myonen darstellen, welche ähnlich der Neutronen in kosmischen Schauern entstehen aber unempfindlich gegenüber Bodenfeuchte sind. Während dieser Masterarbeit wurden Myonendetektoren am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg entwickelt und könnten in Zukunft in das Detektionssystem eingebettet werden.

In dieser Arbeit wurde auch die Bedeutung des Moderators für die Messmethode hervorgehoben. Künftige Untersuchungen der Moderatorform könnten sich an der Studie von [Gilbert et al. \(2015\)](#) orientieren.

Tabelle 6.1: Überblick über die wichtigsten Eigenschaften des Detektorsystems. Das Zählrohr mit Kantenlänge 7 cm wurde bisher noch nicht tiefgehend analysiert und ist deshalb in dieser Tabelle nicht enthalten.

Eigenschaft	Wert	Bemerkung
Proportionalzählrohr		
Maße (Länge/Kantenlänge)	30/5,5 cm	
Gewicht	610 g	Davon 300 g Ventile
Volumen	2,4 ℓ	
Hochspannung	1450 ± 50 V	
Gasmischung	92% ≥ c _{Ar} ≥ 80 %	
Gasverstärkung	ca. 140 ± 9 bzw. 50	Sim./Exp. ¹
Auflösung	ca. 20 %	bei Ar/CO ₂ : 90/10
Borschichtdicke	≈ 1 - 1,2 μm	Effizienz 6,5 %
Moderator (Länge/Kantenl.)	45,5/10 cm	
Zählrate (kosm. Neutronen)	ca. 300 $\frac{\text{Ereignisse}}{\text{Stunde}}$	ca. 0,4 · Rate _{3He}
Preis ¹⁰ B-beschichtetes Alu	ca. 100 € (0,1 m ²)	Hauptkostenpunkt
Elektronik		
Integrator	R = 7,2 MΩ; C = 1 pF	Pulse ≈ 30 μs FWHM
Stromverbrauch (laufender Betrieb)	Zentraleinheit ≈ 50 mA nCatcher ≈ 80 - 90 mA Hochspannung ≈ 3 mA	
Gewicht	470 g/124 g	Komponenten/Kabel
Preis	150 €/ 340 €	Auslese/Hochspannung

¹Die Gasverstärkungswerte der Garfieldsimulation für 12 μm wurden auf 12,5 μm extrapoliert. Dabei wurde der relative Unterschied für 12 μm bzw. 12,5 μm der experimentell bestimmten Werte betrachtet.

A Literaturverzeichnis

- A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, A. G. Akhperjanian, E. O. Angüner, M. Backes, and A. Balzer. Acceleration of petaelectronvolt protons in the galactic centre. *Nature*, 531:476–479, 2015. doi: [10.1038/nature17147](https://doi.org/10.1038/nature17147).
- M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, M. G. Baring, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, R. D. Blandford, E. D. Bloom, and E. Bonamente. Detection of the characteristic pion-decay signature in supernova remnants. *Science*, 339(6121):807–811, 2013. doi: [10.1126/science.1231160](https://doi.org/10.1126/science.1231160).
- W. S. Anderson, J. C. Armitage, E. Dunn, J. G. Heinrich, C. Lu, K. T. McDonald, J. Weckel, and Y. Zhu. Electron attachment, effective ionization coefficient, and electron drift velocity for cf_4 gas mixtures. *Elsevier*, 323:273–279, 1992. doi: [10.1016/0168-9002\(92\)90302-K](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90302-K).
- Atmel. *ATmega328/P Datasheet*, 2016a. URL http://www.atmel.com/images/Atmel-7810-Automotive-Microcontrollers-ATmega328P_Datasheet.pdf.
- Atmel. *ATmega640/V-1280/V-1281/V-2560/V-2561/V Datasheet*, 2016b. URL http://www.atmel.com/Images/Atmel-2549-8-bit-AVR-Microcontroller-ATmega640-1280-1281-2560-2561_datasheet.pdf.
- Auger Observatory. A detector thirty times the size of paris, July 2017. URL <https://www.auger.org/index.php/cosmic-rays/detection>.
- G. Auriemma, D. Fidanza, G. Pirozzi, and C. Satriano. Experimental determination of the townsend coefficient for argon-co₂ gas mixtures at high fields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2003. doi: [10.1016/S0168-9002\(03\)02074-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)02074-6).
- G. Baroni and S. E. Oswald. A scaling approach for the assessment of biomass changes and rainfall interception using cosmic-ray neutron sensing. *Journal of Hydrology*, 525:264–276, 2015. doi: [10.1016/j.jhydrol.2015.03.053](https://doi.org/10.1016/j.jhydrol.2015.03.053).
- R. Beck. Basic galactic dynamo models, July 2017. URL https://ned.ipac.caltech.edu/level5/March03/Beck/Beck4_4.html.
- A. Beer. Bestimmung der absorption des rothen lichts in farbigen flüssigkeiten. 1852. doi: [10.1002/andp.18521620505](https://doi.org/10.1002/andp.18521620505).

- Pasquale Blasi. The origin of galactic cosmic rays. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 2013. doi: [10.1007/s00159-013-0070-7](https://doi.org/10.1007/s00159-013-0070-7).
- Borax. Rio tinto borax, August 2017. URL <https://www.borax.com/>.
- I. K. Broniev. W values and fano factors for electrons in rare gases and rare gas mixtures. *Atomic and Molecular Physics*, 30, 1998. URL <http://bib.irb.hr/datoteka/14843.RgWF2.doc>.
- A. N. Brunsell and R. R. Gillies. Scale issues in land-atmosphere interactions: implications for remote sensing of the surface energy balance. *Agricultural and Forest Meteorology*, 2003. doi: [10.1016/S0168-1923\(03\)00064-9](https://doi.org/10.1016/S0168-1923(03)00064-9).
- Cambridge Isotope Laboratories Inc. Boron-10 (10b, 92-99 %), August 2017. URL <http://shop.isotope.com/productdetails.aspx?itemno=BLM-1546-PK>.
- Cambridge Sensotec. *Rapidox 3100 Gas Analyser*, Dec 2016. URL <http://www.cambridge-sensotec.co.uk/products/rapidox-3100-gas-analyser/>.
- Delta. *DJ06S/D Series - Model DJ06S2405A*, Jul 2012. URL http://www.deltaww.com/filecenter/products/download/01/0102/datasheet/DS_DJ06S_D.pdf.
- W. Demtröder. *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen und Astrophysik*. 2016. doi: [10.1007/978-3-662-52884-6](https://doi.org/10.1007/978-3-662-52884-6).
- T. J. Dunai. Scaling factors for production rates of in situ produced cosmogenic nuclides: a critical reevaluation. *Earth and Planetary Science Letters*, 176:157–169, 2000. doi: [10.1016/S0012-821X\(99\)00310-6](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(99)00310-6).
- Engineering Toolbox. Relative permittivity - the dielectric constant, July 2017. URL http://www.engineeringtoolbox.com/relative-permittivity-d_1660.html.
- U. Fano. Ionization yield of radiations. ii. the fluctuations of the number of ions. *Physical Review*, 72:26–29, 1947. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.72.26>.
- Ge Reuter Stokes. *Reuter Stokes ³He Neutron Detectors for Homeland Security Radiation Portal Monitors*, Jul 2005. URL https://www.gemeasurement.com/sites/gemc.dev/files/reuter_stokes_he-3_neutron_detectors_for_homeland_security_radiation_portal_monitors_english_0.pdf.
- M. R. Gilbert, Z. Ghani, J. E. McMillan, and L. W. Packer. Optimising the neutron environment of radiation portal monitors: a computational study. *Nuclear Instruments and Methods in Physics*, 795(21):174–185, 2015. doi: [10.1016/j.nima.2015.05.060](https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.05.060).
- K. K. Gudima, S. G. Masnik, and V. D. Toneev. Cascade-exciton model of nuclear reactions. *Nuclear Physics A*, 401(2):329–361, 1983. doi: [10.1016/0375-9474\(83\)90532-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(83)90532-8).

- Hi-Link Electronic. *HLK-RM04 User Manual*, Sep 2012. URL <http://www.prometec.net/wp-content/uploads/2015/01/HLK-RM04-user-manual.pdf>.
- P. Horowitz and W. Hill. *The Art of Electronics Third Edition*. Cambridge University Press, 2015.
- IEEE. Physics projects deflate for lack of helium-3, 2010. URL <http://spectrum.ieee.org/biomedical/diagnostics/physics-projects-deflate-for-lack-of-helium3>.
- Y. Itikawa. Cross sections for electron collisions with carbon dioxide. *Physical and Chemical Reference Data*, 31:749–767, 2002. doi: [10.1063/1.1481879](https://doi.org/10.1063/1.1481879).
- Y. Itikawa. Cross sections for electron collisions with oxygen molecules. *Physical and Chemical Reference Data*, 38:1–19, 2009. doi: [10.1063/1.3025886](https://doi.org/10.1063/1.3025886).
- Korea Atomic Energy Research Institute KAERI. Table of nuclides, 2012. URL <http://atom.kaeri.re.kr/nuchart/>.
- Keithley. *Model 1600A High Voltage Probe - User's Guide*, May 2009. URL <https://cdn.testequity.com/documents/pdf/keithley/1600A-ug.pdf>.
- M. Köhli, M. Schrön, M. Zreda, U. Schmidt, P. Dietrich, and S. Zacharias. Footprint characteristics revised for field-scale soil moisture monitoring with cosmic-ray neutrons. 2015. doi: [10.1002/2015WR017169](https://doi.org/10.1002/2015WR017169).
- M. Köhli, F. Allmendinger, W. Häußler, T. Schröder, M. Klein, M. Meven, and S. Ulrich. Efficiency and spatial resolution of the cascade thermal neutron detector. *Nuclear Instruments and Methods Phys. Res.*, 2016. doi: [10.1016/j.nima.2016.05.014](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.05.014).
- G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 1979. ISBN 0 - 471-49545-X.
- M. Kowatari, K. Nagaoka, S. Satoh, Y. Ohta, J. Abukawa, S. Tachimori, and T. Nakamura. Evaluation of the altitude variation of the cosmic-ray induced environmental neutrons in the mt. fuji area. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 42(6):495–502, 2005. doi: [10.1080/18811248.2004.9726416](https://doi.org/10.1080/18811248.2004.9726416).
- J. D. Lawson. A diffraction effect illustrating the transparency of nuclei to high energy neutrons. *Philosophical Magazine*, 1953. doi: [10.1080/14786440108520280](https://doi.org/10.1080/14786440108520280).
- W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, Würzburg, 1994. doi: [10.1007/978-3-642-57920-2](https://doi.org/10.1007/978-3-642-57920-2).
- LinearTechnology. *LT1190 Ultrahigh speed operational Amplifier*, 1991. URL <http://cds.linear.com/docs/en/datasheet/1190fa.pdf>.

- I. M. Littlewood, M. C. Cornell, B. K. Clark, and K. J. Nygaard. Two- and three-body electron-ion recombination in carbon dioxide. *Applied Physics*, 16:2113–2118, 1983. doi: [10.1088/0022-3727/16/11/014](https://doi.org/10.1088/0022-3727/16/11/014).
- L. B. Loeb. Basic processes of gaseous electronics. 1961. doi: [10.1063/1.3059964](https://doi.org/10.1063/1.3059964).
- LoRa Alliance. Lora alliance technology, June 2017. URL <https://www.lora-alliance.org/technology>.
- O. Luhr. The recombination of ions in argon, nitrogen and hydrogen. *Physical Review*, 36:24–34, 1930. doi: [10.1103/PhysRev.36.24](https://doi.org/10.1103/PhysRev.36.24).
- MagazinInnovation. Die wurzel aufbau und funktion, 2010. URL <https://www.magazin-innovation.de/export/sites/magazin-innovation.de/extras/dokumente/innovation-ab-3-2010/Inno-4-2010-die-wurzel-teil1.pdf>.
- V. Mares, G. Schraube, and H. Schraube. Calculated neutron response of a bonner sphere spectrometer with ^3he counter. 1991. doi: [10.1016/0168-9002\(91\)90210-H](https://doi.org/10.1016/0168-9002(91)90210-H).
- I. Mauch. Aufbau eines praktikumsversuches und neutronenphysikalische experimente. Master's thesis, Universität Heidelberg, 1998.
- Maxim Integrated. Understanding sar adcs: Their architecture and comparison with other adcs, June 2017. URL <https://www.maximintegrated.com/en/app-notes/index.mvp/id/1080>.
- Prof. Victoria Meadows. Molecular database - uv cross-sections, July 2017. URL <http://vpl.astro.washington.edu/spectra/co2.htm>.
- R. A. Mewaldt. Cosmic rays, July 2017. URL http://www.srl.caltech.edu/personnel/dick/cos_encyc.html.
- Microchip. *MCP4726 Datasheet*, 2011. URL <http://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/22272C.pdf>.
- C. Montzka, H. R. Bogaen, M. Zreda, A. Moneris, R. Morrison, S. Muddu, and H. Vereecken. Validation of spaceborne and modelled surface soil moisture products with cosmic-ray neutron probes. *Remote Sensing*, 9(2):1–30, 2017. doi: [10.3390/rs9020103](https://doi.org/10.3390/rs9020103).
- NASA. Smap mission description, jun 2017a. URL <https://smap.jpl.nasa.gov/mission/description/>.
- NASA. Supernova remnants, June 2017b. URL https://imagine.gsfc.nasa.gov/science/objects/supernova_remnants.html.
- A. Nesterenok. Numerical calculations of cosmic ray cascade in the earth's atmosphere - results for nucleon spectra. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 295:99–106, 2013. doi: [10.1016/j.nimb.2012.11.005](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2012.11.005).

- Particle Data Group. The neutron, jul 2014. URL <http://pdg.lbl.gov/2014/listings/rpp2014-list-n.pdf>.
- A. M. Peterson, W. D. Helgason, and A. M. Ireson. Estimating field-scale root zone soil moisture using the cosmic-ray neutron probe. *Hydrology and Earth System Sciences*, 20:1373–1385, 2016. doi: [10.5194/hess-20-1373-2016](https://doi.org/10.5194/hess-20-1373-2016).
- Georg Pfozter. Dreifachkoinzidenzen der ultrastrahlung aus vertikaler richtung in der stratosphäre. *Zeitschrift für Physik*, 102(1):23–40, Jan 1936. ISSN 0044-3328. doi: [10.1007/BF01336829](https://doi.org/10.1007/BF01336829).
- M. S. Potgieter. The dynamic heliosphere, solar activity and cosmic rays. *Advances in Space Research*, 46:402–412, 2009. doi: [10.1016/j.asr.2009.09.016](https://doi.org/10.1016/j.asr.2009.09.016).
- M. S. Potgieter, N. Mwiinga, S. E. S. Ferreira, R. Manuel, and D. C. Nditwani. The long-term variability of cosmic ray protons in the heliosphere: A modeling approach. *Journal of Advanced Research*, 4:259–263, 2012. doi: [10.1016/j.jare.2012.08.001](https://doi.org/10.1016/j.jare.2012.08.001).
- Quaesta Instruments. *QI-DL-2100 Manual*, 2017. URL <https://www.quaestainstruments.com/data-logger?lightbox=dataItem-ikh404x8>.
- RedPitaya. *Red Pitaya User Manual*, 2014. URL <http://docs-europe.electrocomponents.com/webdocs/12af/0900766b812aff87.pdf>.
- E. Rutherford and H. Geiger. An electrical method of counting the number of α -particles from radio-active substances. 1908. doi: [10.1098/rspa.1908.0065](https://doi.org/10.1098/rspa.1908.0065).
- T. Sato and K. Niita. Analytical functions to predict cosmic-ray neutron spectra in the atmosphere. *Radiation Research*, 2006. doi: [10.1667/RR0610.1](https://doi.org/10.1667/RR0610.1).
- P. Schattan, G. Baroni, S. E. Oswald, J. Schöber, C. Fey, C. Kormann, M. Huttenlau, and S. Achleitner. Continuous monitoring of snowpack dynamics in alpine terrain by aboveground neutron sensing. *Water Resources Research*, 53:3615–3634, 2017. doi: [10.1002/2016WR020234](https://doi.org/10.1002/2016WR020234).
- Martin Schrön. *Cosmic-ray neutron sensing and its applications to soil and land surface hydrology*. PhD thesis, 2016.
- G. Schultz, G. Charpak, and F. Sauli. Mobilities of positive ions in some gas mixture used in proportional and drift chambers. *Revue de Physique Appliquee*, 12:67–70, 1977. doi: [10.1051/rphysap:0197700120106700](https://doi.org/10.1051/rphysap:0197700120106700).
- A. Sharma. Properties of some gas mixtures used in tracking detectors. *SLAC*, 16 (3), 1998. doi: [10.1.1.205.4683](https://doi.org/10.1.1.205.4683).
- M. A. Shea and D. F. Smart. Preliminary study of cosmic rays, geomagnetic field changes and possible climate changes. *Advances in Space Research*, 34:420–425, January 2004. doi: [10.1016/j.asr.2004.02.008](https://doi.org/10.1016/j.asr.2004.02.008).

- D. F. Smart and M. A. Shea. A review of geomagnetic cutoff rigidities for earth-orbiting spacecraft. *Advances in Space Research*, 36:2012–2020, 2004. doi: [10.1016/j.nimb.2012.11.005](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2012.11.005).
- Naturscouts Umwelt-Bildungszentrum Steiermark. Unser boden aufbau und bestandteile, July 2017. URL http://www.naturscouts.at/downloads/boden/b_wissenswertes.pdf.
- C. T. Steigies. Neutron Monitor Database, July 2017. URL <http://www.nmdb.eu/next/>.
- Swagelock. Quarter turn plug, June 2017. URL <https://www.swagelok.com/en/product/Valves/Quarter-Turn-Plug>.
- TexasInstruments. *TL07xx Low-Noise JFET-Input Operational Amplifiers*, 2015. URL <http://www.ti.com/lit/ds/symlink/tl074a.pdf>.
- TexasInstruments. *LM111, LM211, LM311 Differential Comparators*, 2017. URL <http://www.ti.com/lit/ds/symlink/lm311.pdf>.
- J. S. Townsend. *Electricity in Gases*. Clarendon Press, 1915.
- UHU. *Technisches Merkblatt - UHU Plus Schnellfest*, Jun 2017. URL http://www.uhu-profi.de/uploads/tx_ihtdatasheets/tds_plus_schnellfest.pdf.
- Rob Veenhof. Garfield - simulation of gaseous detectors, July 2017. URL <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>.
- H. Vereecken, J. A. Huisman, H. Bogen, J. Vanderborght, J. A. Vrugt, and J. W. Hopmans. On the value of soil moisture measurements in vadose zone hydrology: A review. *Water Resources Research*, 2008. doi: [10.1029/2008WR006829](https://doi.org/10.1029/2008WR006829).
- F. Völklein and T. Zetterer. *Einführung in die Mikrosystemtechnik*. Vieweg Verlag, 2000. ISBN 978-3-528-03891-5.
- W. Wagner, G. Blöschl, P. Pampaloni, J. C. Calvet, B. Bizzarri, J. P. Wigneron, and Y. Kerr. Operational readiness of microwave remote sensing of soil moisture for hydrologic applications. *Hydrology Research*, 2007. doi: [10.2166/nh.2007.029](https://doi.org/10.2166/nh.2007.029).
- Wolfram. Wolfram mathematica, August 2017. URL <https://www.wolfram.com/mathematica/>.
- XPEMCO. *P Series - Low-Power, Low-Noise, Regulated High-Voltage Supply*, Sep 2015. URL http://www.hivolt.de/fileadmin/hivolt/pdf/P_Series.pdf.
- H. Yukawa. On the interaction of elementary particles. *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan*, 17:48–57, 1935. doi: [10.11429/ppmsj1919.17.0_48](https://doi.org/10.11429/ppmsj1919.17.0_48).

- S. Zacharias, M. Köhli, R. Rosolem, L. Piussi, M. Kasner, S. Kögler, J. Iwema, I. Schröter, and M. Schrön. Soil moisture estimation across scales with mobile sensors for cosmic-ray neutrons – the influence of roads. *EGU Conference Paper*, 2016.
- J. Ziegler. The stopping and range of ions in matter software. *Nuclear Instruments and Methods in Physical Research*, 268:1818–1823, 2010. doi: [10.1016/j.nimb.2010.02.091](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091).
- M. Zreda, W. J. Shuttleworth, C. Zeng, C. Zweck, D. Desilets, T. Franz, and R. Rosolem. Cosmos: the cosmic-ray soil moisture observing system. 2012. doi: [10.5194/hess-16-4079-2012](https://doi.org/10.5194/hess-16-4079-2012).

B Appendix

Appendix B1: Steuerung und Auslese des Hochspannungsmodules

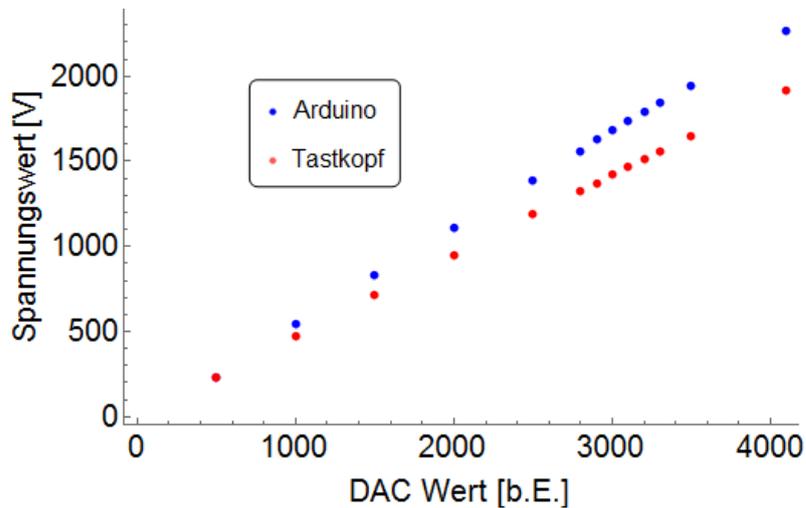


Abbildung B.1: Messung zur Regelung des XP Emco P20P Hochspannungsmodules. In blau der Messwert des internen ADCs des ATmega2560. Da dieser ein 10 bit Register besitzt und der Kontrollausgang des Modules 0 - 2000 V linear auf 0 - 5 V abbildet, wurde der Wert mit $2000\text{V}/1024$ multipliziert. Man kann erkennen, dass der Wert des Arduinos die Maximalspannung des Modules überschreitet was laut Spezifikationen nicht möglich sein sollte. Daher empfehlen wir den Arduino Wert anstattdessen mit 4,13 zu multiplizieren. Damit erhält man im Spannungsbereich in welchem der ^{10}B -Detektor sowie das ^3He -Zählrohr arbeiten den Wert, den ein Hochspannungstastkopf (Keithley, 2009) in dieser Messreihe gemessen hat (rote Messpunkte).

Appendix B2: Die Biegebank



Abbildung B.2: Selbstgebaute Biegebank. Links: Das Aluminium-Blech wird zwischen zwei Bretter eingespannt. Die oberen beiden Bretter können über Schaniere gegen das Blech gedrückt werden und dieses somit auf einen Winkel von 120 Grad biegen. Rechts: Man sieht einen leichten Radius an der Biegefalz. Das Aluminiumblech wölbt sich dadurch leicht. Das kann verhindert werden, indem die Ecken des Hexagons abgerundet werden.

Appendix B3: Winkelverteilung der kosmischen Neutronen in Bodennähe

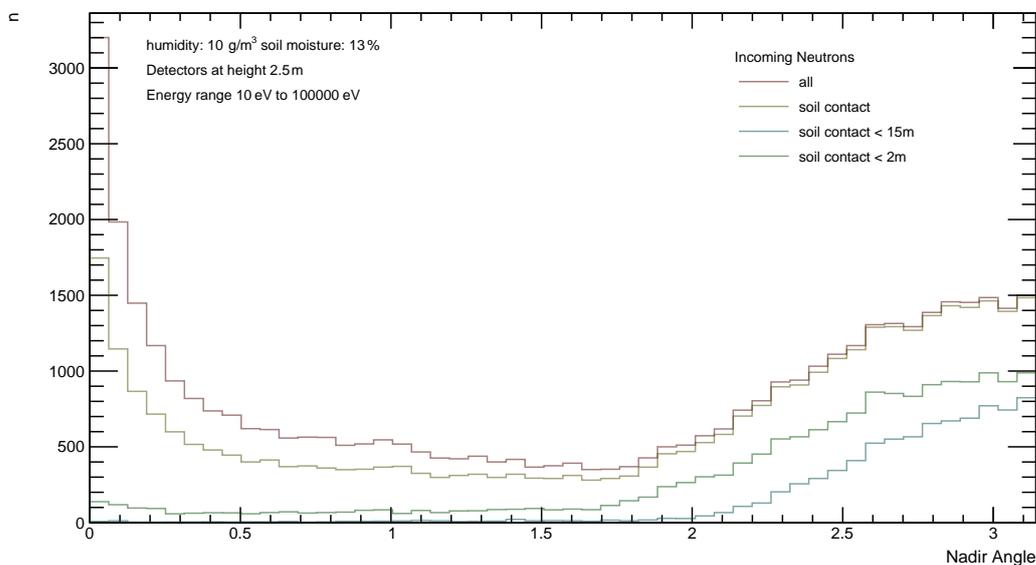


Abbildung B.3: Winkelverteilung der bodennahen, kosmischen, epithermischen Neutronen, simuliert mit URANOS (Persönliche Kommunikation: Markus Köhli).

Appendix B5: Übersicht über die Pulshöhen- und Pulslängenmessung des ATmega328

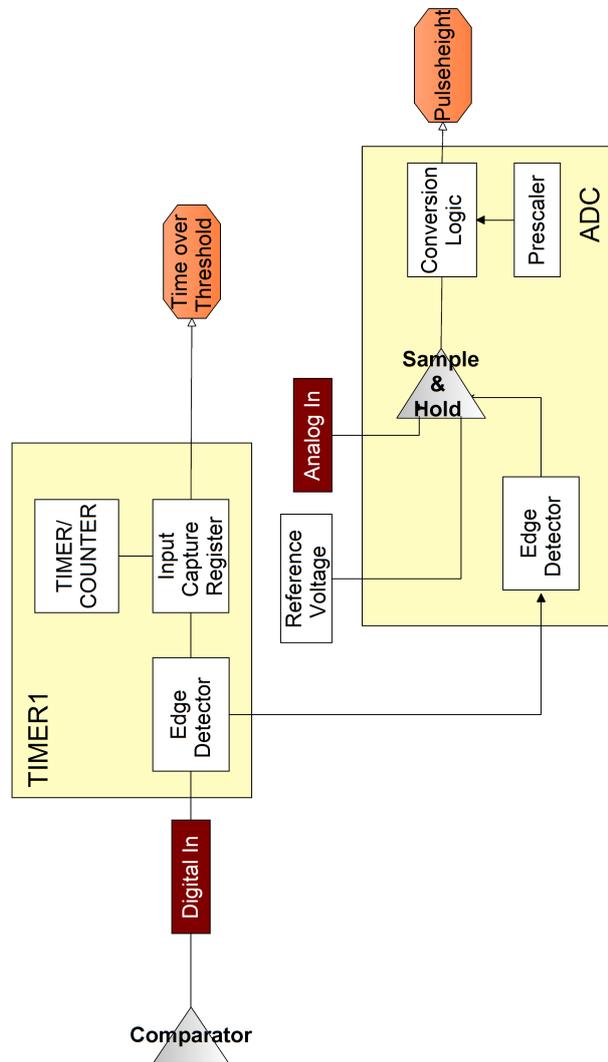


Abbildung B.5: Teil der internen Verschaltung des ATmega328, der die relevanten Komponenten für die Pulshöhen- und Pulslängenmessung schematisch aufzeigt.

Appendix B6/7: Weitere Pulshöhenspektren aufgenommen mit dem nCatcher Board

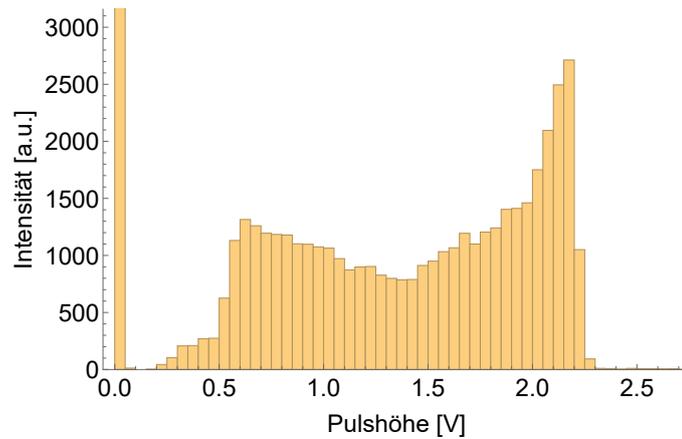


Abbildung B.6: Pulshöhenspektrum des Reuter Stokes ^3He -Zählrohrs, aufgenommen mit dem nCatcher Board. Die Zeitkonstante des Integrators betrug $3 \mu\text{s}$ ($R = 3 \text{ M}\Omega$; $C = 1 \text{ pF}$). Der Prescaler des ADC war auf 64 gestellt.

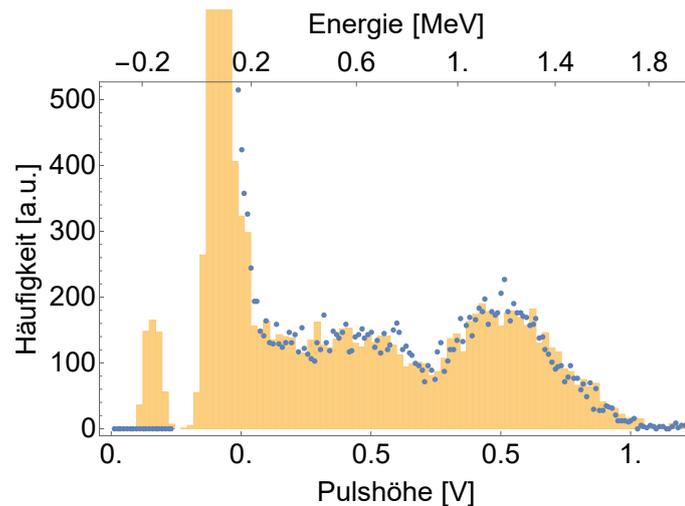


Abbildung B.7: Vergleich der Pulshöhenmessung des nCatcher Boards mit dem Redpitaya Board mithilfe von Pulshöhenspektren des ^{10}B -basierten Prototyps (Red-Pitaya, 2014). In gelb die Daten aufgenommen mit dem nCatcher Board und in blau die Pulshöhen gemessen mit dem Redpitaya Board. Die Spektren wurden zeitgleich aufgenommen. Das Redpitaya Board wurde hierfür an den Ausgang des Vorverstärkers des nCatcher Boards angeschlossen (Integrator: $3 \mu\text{s}$; Prescaler: 64).

Danksagung

Diese Arbeit wurde in einer kleinen aber feinen und diskussionsfreudigen Arbeitsgruppe durchgeführt. Ein herzlicher Dank geht daher:

... vor allem an apl. Prof. Dr. Ulrich Schmidt, als mein erster Betreuer, der sich täglich Zeit für Fragen und Feedback nahm und selbst mit viel Begeisterung viele maßgebliche Ideen und Vorschläge zur Detektorentwicklung einbrachte.

... an Prof. Dr. Sascha Oswald, der sehr spontan und begeistert die Zweitkorrektur übernahm.

... an Markus Köhli für viele kritische und zielführende Anmerkungen und die vielen Ideen. Und auch für vielseitige Anwendungsbeispiele für das nCatcher Board.

... an Fabian Allmendinger für viel Input vor allem bei der Entwicklung der Elektronik.

... an Max Lamparth für die Durchführung der Garfieldsimulationen.

... an Martin Schrön, der mir aus der Ferne mit Rat und Tat zur Seite stand und immer zum outhangen bereit war.

... an Lukas, Peter und Bogy für hitzige Diskussion bei Tisch.

... an die Mitarbeiter der Werkstatt fürs Löten, Fräsen, Sägen, Bohren und vieles mehr.

Es hat mir sehr viel Spaß gemacht!

Erklärung:

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

Heidelberg, den 14.06.2017

.....