

PHYSIK DEPARTMENT

Weiterentwicklung des Detektor- und Auslesekonzepts für das Gravitationsexperiment qBounce

Diplomarbeit von
HEIKO SAUL

ausgeführt am Atominstitut der TU Wien
unter der Betreuung von
Prof. Hartmut Abele

Wien,
Januar 2011



TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Kurzbeschreibung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Detektorsystem für den Nachweis ultrakalter Neutronen für das Experiment qBounce zur Suche nach quantenmechanischen Übergängen im Gravitationsfeld der Erde weiterentwickelt. Hierbei wurde ein dem Experiment angepasstes Detektordesign entwickelt, gebaut und umfangreich charakterisiert. Mit einer Untergrundrate von $(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ während des Experiments konnte diese dabei deutlich reduziert werden.

Durch die Entwicklung einer Sampling-ADC-gestützten, zeitauflösenden Detektorauslese konnte dabei zudem die elektronische Störung des Detektorsignals durch äußere Einflüsse überwacht und dadurch reduziert werden. In dieses System ist außerdem ein Verfahren zur parallelen Messung des Detektoruntergrunds in Unterbrechungen der Messung implementiert worden.

Nach der Entwicklung dieser Experimentkomponenten konnten diese erfolgreich im Experiment am Institut Laue-Langevin in Grenoble/Frankreich eingesetzt werden.

Abstract

Within this diploma thesis a new detector has been developed further, to measure ultra-cold neutrons in the experiment qBounce for the search of transitions between quantum states in earth's gravitational field. Within this thesis not only the engineering of this adapted design but extensive characterisations of the new detector were performed. With a detector background of $(2.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ this development marks an evident improvement.

By involving a Sampling-ADC-based detector readout system with time resolution, electric disturbances by external sources could be monitored and therefore reduced. Additionally a procedure for parallel background rating in measurement intermissions has been implemented in the readout process.

After the development of these components they have been successfully used in the experiment performed at the Institut Laue-Langevin in Grenoble/France.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Suche nach Übergängen quantenmechanischer Zustände im Gravitationsfeld der Erde	11
2.1	Gebundene Zustände ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld	11
2.1.1	Quantenzustände im Gravitationsfeld	12
2.1.2	Fünfte Kräfte und Extradimensionen	14
2.1.3	Bisherige Experimente	14
2.2	Methoden der Resonanzspektroskopie	16
2.2.1	Rabi-Methode	16
2.2.2	Ramseys Methode separierter oszillierender Felder	18
2.2.3	Gravitationsresonanzspektroskopie	19
2.3	Das Experiment	20
2.3.1	Die ultrakalte Neutronenquelle PF2 am Institut Laue Langevin	20
2.3.2	Der Aufbau des Experiments	21
2.3.3	Qualitative Beschreibung der erwarteten Ergebnisse	24
2.3.4	Vorbereitende Messungen	25
3	Weiterentwicklung eines untergrundarmen UCN-Detektors	29
3.1	Neutronennachweis mit Bor-10 und einem Proportionalzählrohr	29
3.1.1	Bor-10 als fester Neutronenkonverter	30
3.1.2	Nachweis geladener Teilchen in einem Proportionalzählrohr	33
3.1.3	Energiespektrum	37
3.1.4	Untergrundquellen	38
3.2	Analoge Signalverarbeitung	39
3.2.1	Spannungssignal eines Proportionalzählrohrs	39
3.2.2	Ladungssensitiver Vorverstärker	41
3.2.3	Hauptverstärker	42
3.2.4	Digitale Auslese	43
3.2.5	Untergrundquellen	44
3.3	Beschreibung des neuen Detektordesigns	44
3.4	Tests des neuen Detektors	47
3.4.1	Bestimmung der optimalen Betriebsparameter	48
3.4.2	Untergrundmessungen	50
3.4.3	Effektive Nachweiseffizienz des Detektors	53
3.5	Einsatz des Detektors im Experiment	54
3.6	Bewertung der bisherigen Ergebnisse	55

4	Ein Sampling ADC basiertes System zur Datenaufzeichnung	57
4.1	Funktionsweise des SADC	58
4.2	Signalaufnahme mit dem SADC	60
4.2.1	Detektorsignale	60
4.2.2	TTL-Signale	62
4.3	Datenverarbeitung	63
4.3.1	Rekonstruktion einer absoluten Zeitinformation	65
4.3.2	Bestimmung des Mess- und Vibrationszustandes	66
4.4	Die Auslesesysteme im Experiment	67
5	Schlussbemerkungen	69
A	Literaturverzeichnis	71

Kapitel 1

Einleitung

Viele Präzisionsexperimente der modernen Physik werden unter der Anwendung spektroskopischer Methoden durchgeführt. Die Grundlage für die Anwendung solcher Verfahren liegt in der Quantisierung des elektromagnetischen Feldes, bei der die Photonenenergie der Frequenz des Feldes entspricht.

$$E = \hbar\omega$$

Diese Beziehung geht auf die Beschreibung der Hohlraumstrahlung durch Max Planck im Jahre 1900 und die Formulierung der Lichtquantenhypothese durch Albert Einstein im Jahre 1905 zurück.

Durch diese Proportionalität von Frequenz und Energie ist es möglich, Energien experimentell sehr genau zu bestimmen. Hierbei wird ausgenutzt, dass die Bestimmung der Frequenz eines frequenzmodulierten Signals durch einfaches Abzählen der Perioden erreicht werden kann. Die Unsicherheit einer Frequenzmessung wird dadurch nur durch die zugrunde liegende Zeitmessung beeinflusst.

Die Entwicklung resonanzspektroskopischer Methoden durch Isidor Isaac Rabi 1939 und Norman Foster Ramsey 1950 basiert darauf, dass zwei Frequenzen direkt miteinander verglichen werden können. Die Resonanzspektroskopie stellt die bis heute präziseste Messmethode der Physik dar. Beispiele von Anwendungen sind die Bestimmung magnetischer Momente durch die Nuclear Magnetic Resonance oder die Suche nach elektrischen Dipolmomenten von Neutronen und neutralen Atomen. Alle diese Anwendungen basieren dabei auf der Suche und Ausnutzung von Effekten der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Eine Anwendung dieser Methoden ist jedoch auch in anderen Systemen denkbar. Es ist bereits gelungen im Rahmen einer Kollaboration dieser Arbeitsgruppe mit dem ILL, den Nachweis von Quantenzuständen im Gravitationsfeld zu erbringen [20, 21]. Die genaue Bestimmung der Energieniveaus eines solchen Systems soll nun auch mit Hilfe der Resonanzspektroskopie vorangetrieben werden.

Im Rahmen des qBounce-Projekts wurde zu diesem Zweck ein Experiment entwickelt in dem die erste Realisierung einer Anwendung der Resonanzspektroskopie auf ein System ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld umgesetzt wird. Hierbei sollen zunächst Übergänge zwischen den Quantenzuständen angeregt und beobachtet werden. Dieses Experiment wurde im Rahmen der Experimentierzeit 3-14-283 am PF2/UCN-Strahlplatz am Institut Laue Langevin (ILL) durchgeführt.

Das zweite Kapitel dieser Arbeit befasst sich zunächst mit der Darstellung des quantenmechanischen Systems ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld und den bisher mit einem

solchen System realisierten Experimenten. Anschließend wird ein Überblick über die möglichen Methoden und Anforderungen bei der Umsetzung der Resonanzspektroskopie gegeben, worauf eine Beschreibung des entwickelten Experiments und einiger Komponenten erfolgt.

Aus den Erfahrungen vorangegangener Experimente lässt sich die Erwartung einer sehr niedrigen Neutronenzählrate von nur wenigen 10^{-2} s^{-1} ableiten. Dies stellt eine besondere Anforderung an die Technik des Neutronennachweises in diesem Experiment dar. Die Neutronen sollten dabei mit einer sehr hohen Effizienz, aber möglichst wenig Untergrund, der an einer Neutronenquelle nicht vermeidbar ist, nachgewiesen werden. Zudem müssen die Eigenschaften des Detektorsystems sehr gut bekannt sein, damit die Verwendung der optimalen Betriebsparameter gewährleistet ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Detektorsystem weiterentwickelt, das diese Anforderungen möglichst gut erfüllen soll. Die zentrale Komponente ist ein Detektor, der speziell für diese Art von Experiment angepasst ist und die Vorteile eines Festkörperdetektors mit denen eines Gasdetektors verbindet. Dabei handelt es sich um eine Weiterentwicklung auf der Basis der bisher eingesetzten Detektoren. Die Grundlagen, auf die diese Weiterentwicklung aufbaut, der Detektor selbst und die Messungen zur Charakterisierung des Detektors werden im dritten Kapitel dargestellt.

Schließlich soll hier ein neues System zur Auslese des Detektors vorgestellt werden. Durch eine Aufzeichnung sämtlicher Pulsinformation vom Detektor und dem zeitaufgelösten Speichern der Signale soll mit diesem System eine deutliche Erhöhung der Genauigkeit der Untergrundmessung so wie die Eliminierung verschiedener Störquellen des Systems erfolgen. Durch die Aufzeichnung der Pulse ist es damit möglich, solche Signale zu filtern, deren Ursprung nicht der Detektor ist. Die Erhöhung der Untergrundmesszeit durch Ausnutzen von Unterbrechungen der Messungen bedeutet dabei eine deutliche Erhöhung der Untergrundstatistik ohne Messzeit zu verlieren.

Kapitel 2

Suche nach Übergängen quantenmechanischer Zustände im Gravitationsfeld der Erde

In diesem Teil soll das Experiment qBounce zur Suche nach Übergängen zwischen quantenmechanischen Zuständen ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde vorgestellt werden, das den Kontext der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Komponenten darstellt. Mit diesem Experiment sollen erste Übergänge zwischen Gravitationszuständen beobachtet und vermessen werden. Dies stellt zugleich einen weiteren Schritt in der Entwicklung hochpräziser Spektrometer dar, mit denen Messungen auf einer Energieskala von peV durchgeführt werden können.

Zunächst soll hier das System ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld im Hinblick auf dessen Quantennatur erläutert und ein Teil der bisher durchgeführten Experimente dargestellt werden. Danach wird die Anwendung resonanzspektroskopischer Methoden zur Suche nach Übergängen motiviert und erläutert. Abschließend folgt die Darstellung des Experimentaufbaus sowie Anmerkungen zur Durchführung des Experiments.

2.1 Gebundene Zustände ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld

Zur Untersuchung quantenmechanischer Effekte der Gravitation eignen sich vor allem neutrale Teilchen, da für diese die Gravitation auf kurzen Reichweiten nicht von der deutlich größeren elektromagnetischen Wechselwirkung überdeckt wird. Hierbei sind auch höhere Ordnungen wie zum Beispiel elektromagnetische Dipolwechselwirkungen durch intrinsische und induzierte Dipolmomente zu berücksichtigen, was zu einer Forderung nach möglichst geringer Polarisierbarkeit der Teilchen führt.

Diese Bedingungen werden von Neutronen am besten erfüllt. Das aktuelle Limit für die Neutronenladung $q_n < 1,8 \cdot 10^{-21}e$ und für das Dipolmoment $|d_n| < 3,0 \cdot 10^{-26}ecm$ [1] liegen in ähnlichen Größenordnungen wie die für neutrale Atome. Der entscheidende Vorteil von Neutronen gegenüber neutralen Atomen ist hierbei jedoch die geringe Polarisierbarkeit, was sich auf ihre kompakte Substruktur aus nur drei Quarks zurückführen lässt. Die geringe Polarisierbarkeit erlaubt es, wie in dieser Arbeit, Gravitationsexperimente bei kurzen Abständen durchzuführen, was mit Atomen durch die Casimir- oder Vander-Waals-Wechselwirkung nicht möglich ist. Durch das permanente magnetische Moment des Neutrons ($\mu_n \simeq -1,91 \cdot \mu_N$, [1]) besteht allerdings die Notwendigkeit ein Experiment zur

Untersuchung oben genannter Effekte gegen das Erdmagnetfeld und weitere externe Magnetfelder abzuschirmen.

	Energie	Temperatur	Geschwindigkeit
schnelle Neutronen	2 MeV	10^{10} K	$\sim 10^7$ m/s
epithermische Neutronen	0,1 – 1 eV	~ 2000 K	$\sim 10^5$ m/s
thermische Neutronen	~ 25 meV	300 K	~ 2200 m/s
kalte Neutronen	3 meV	~ 40	~ 800 m/s
ultrakalte Neutronen (UCN)	~ 100 neV	~ 1 mK	~ 5 m/s

Tab. 2.1: Eigenschaften von Spaltneutronen (schnelle Neutronen) und den üblicherweise in Experimenten verwendeten Neutronen. Die angegebenen Werte sind ungefähre gemittelte Werte.

Für die Durchführung von Experimenten werden Neutronen verschiedener Energien an Neutronenquellen bzw. Forschungsreaktoren zur Verfügung gestellt (siehe Tabelle 2.1). Abhängig vom genauen Produktionsprozess sind die Neutronengeschwindigkeiten hierbei mehr oder weniger breit um einen bestimmten Wert verteilt. Für die beschriebenen Gravitationstests werden ultrakalte Neutronen verwendet, da sich für diese aufgrund ihrer niedrigen Energie die quantenmechanischen Effekte am leichtesten beobachten lassen.

2.1.1 Quantenzustände im Gravitationsfeld

Für die quantenmechanische Beschreibung einer Masse m im Gravitationsfeld der Erde ergibt sich folgende Schrödingergleichung:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + mgz\right)\psi(\mathbf{r}, t) = i\hbar\frac{\partial\psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t}. \quad (2.1)$$

Durch einen Separationsansatz ergibt sich die allgemeine Lösung für die z -Komponente der Wellenfunktion $\varphi(z)$ (siehe [9]) zu:

$$\varphi(z) = c_1 \cdot Ai\left(\frac{z}{z_0} - \frac{E}{E_0}\right) + c_2 \cdot Bi\left(\frac{z}{z_0} - \frac{E}{E_0}\right), \quad (2.2)$$

mit $z_0 = \sqrt[3]{\frac{\hbar^2}{2m^2g}}$, $E_0 = mgz_0$.

Bei Ai und Bi handelt es sich um die linear unabhängigen Airy-Funktionen. Die Konstanten c_1 und c_2 ergeben sich aus den jeweiligen Randbedingungen und Normierung der Wellenfunktion.

Für die Betrachtung der möglichen Randbedingung $\varphi(z=0) = 0$ ergeben sich für Neutronen ($m_n = 1,674 \cdot 10^{-27}$ kg, [19]) die in Tabelle 2.1 aufgelisteten Energieeigenwerte [9]. Die praktische Realisierung einer solchen Randbedingung entspricht der Herstellung einer unendlich hohen Potenzialbarriere bei $z = 0$. Dies kann für ultrakalte Neutronen realisiert werden, da diese aufgrund ihrer geringen Energie an ausgewählten Materialien total reflektiert werden. Eine Einschränkung der Geschwindigkeit in z -Richtung zu kleinen Energien der Größenordnung peV bewirkt, dass eine plane Oberfläche eines solchen Materials mit einem gemittelten Potential (Realteil des Fermi-Potentials) von typischerweise 100 neV sich

n	$E_n[\text{peV}]$	$z_n[\mu\text{m}]$
1	1,41	13,75
2	2,46	24,04
3	3,32	32,47
4	4,09	39,92
5	4,78	46,73

Abb. 2.1: Energien der ersten fünf Eigenzustände für ein durch Gl. (2.1) und die Randbedingung $\varphi(z=0) = 0$ beschriebenes System mit Neutronen nach [9]. Die Werte z_n ergeben sich aus $E_n = mgz_n$.

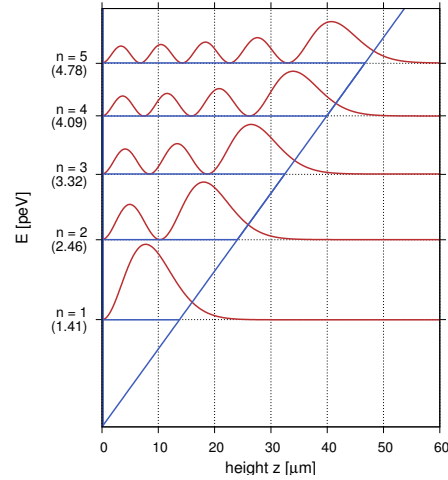


Abb. 2.2: Darstellung der zugehörigen Eigenfunktionen aus [9].

in guter Näherung als unendliche Potentialstufe auffassen lässt.

Im Experiment wird diese Randbedingung durch die Verwendung polierter Glasspiegel aus BK7, einem Glas mit einem Fermi-Potential von ca. 100 neV, realisiert.

In einer Vielzahl der Experimente kommt zusätzlich zu diesem Spiegel auch ein *Absorber* zum Einsatz. Dabei handelt es sich um einen aufgerauten Spiegel, an dessen Oberfläche Neutronen statistisch aus dem System gestreut und anschließend absorbiert werden. Da der Absorber durch das Potential auch eine zusätzliche Randbedingung bedeutet, werden hierdurch ebenfalls die speziellen Lösungen der Schrödingergleichung beeinflusst. Die Energieeigenwerte werden dabei für kleine Schlitzhöhen l_1 zu höheren Energien verschoben.

Für Wellenfunktionen, die einen Überlapp mit dem aufgerauten Bereich des Absorbers haben, stellt die aufgeraute Oberfläche einen Verlustmechanismus dar, der proportional zum Überlapp der Wellenfunktion mit dem aufgerauten Bereich ist [26]. Der genaue Effekt des Absorbers lässt sich dabei über seine Rauheit σ (typischerweise $\sim \mu\text{m}$) und einen weiteren Kopplungsparameter α beschreiben. Die Verlustrate für einen bestimmten Zustand ergibt sich dabei zu [10]

$$\Gamma_n(l_1) = \alpha_n \int_{l_1 - 2\sigma}^{l_1} |\phi_n(z)|^2 dz. \quad (2.3)$$

Hier bezeichnen die ϕ_n die Eigenfunktionen für das Spiegel-Absorber-System und es lässt sich leicht erkennen, dass die Verlustrate für höhere Zustände aufgrund des größeren Überlappintegrals größer ist. In der Regel wird eine Konfiguration gewählt, in der sich der Absorber wenige μm über dem Spiegel befindet. Abhängig von der genauen Höhe werden dabei die höheren Zustände aus dem System gestreut und somit effektiv die niederen Zustände selektiert.

2.1.2 Fünfte Kräfte und Extradimensionen

Abweichungen vom Newtonschen Gravitationsgesetz werden in der Regel zusammenfassend in folgender Form:

$$\Delta V(r) = G \frac{m_i \cdot m_j}{r} \alpha \cdot e^{-\frac{r}{\lambda}}. \quad (2.4)$$

Diese Gleichung beschreibt die Abweichung des Gravitationspotential der Massen m_i und m_j für einen Abstand r , die die Form eines Yukawa-Potentials mit einer relativen Stärke α und einer Reichweite λ hat. Aus historischen Gründen wird diese Abweichung auch oft als sogenannte *Fünfte Kraft* bezeichnet. Eine solche Abweichung wird zum Beispiel durch Stringtheorien mit großen Extradimensionen im Submillimeter-Bereich mit $10^6 < \alpha < 10^{12}$ vorhergesagt [3]. Limits auf diese Werte können dabei aber auch als Grenzen für die Spin-Masse-Kopplung Axionen ähnlicher Teilchen, möglicher Kandidaten für Dunkle Materie, interpretiert werden [24]. Die Einschränkung der möglichen Masse solcher Teilchen durch kosmologische Daten bewirkt eine Einschränkung auf mögliche λ zu $20\mu\text{m} < \lambda < 200\text{mm}$.

Unter Berücksichtigung des zusätzlichen Potentials aus Gleichung (2.4) lässt sich das im vorigen Abschnitt beschriebene System durch ein Störpotential der Form

$$V_1(z) = 2\pi\alpha\lambda^2 G m \rho e^{-\frac{z}{\lambda}} \quad (2.5)$$

beschreiben. Hierbei wurde die Näherung verwendet, dass die z deutlich kleiner als die Ausdehnung des Spiegeloberfläche ist. m ist die Neutronenmasse und ρ die Dichte des Glasspiegels. Letztere geht ein, da der Glasspiegel für die kurzreichweitige Fünfte Kraft die dominante Quelle darstellt. Für eine Herleitung des Störpotentials sei an dieser Stelle auf [9] verwiesen. Bei der Verwendung eines Spiegel-Absorber-Systems muss hier zusätzlich noch der Beitrag der Massendichte des Absorbers zum Störpotential berücksichtigt werden. In erster Ordnung ergibt sich für die Verschiebung des n -ten Energieeigenzustands

$$\Delta E_n^{(1)} = \left\langle n^{(0)} \left| V_1(z) \right| n^{(0)} \right\rangle. \quad (2.6)$$

Aus den Gleichungen (2.4) und (2.6) ist ersichtlich, dass die Verschiebungen der Energieeigenwerte aufgrund des unterschiedlichen Erwartungswerts der z -Komponente unterschiedlich sind und mit höherem z exponentiell unterdrückt werden.

Durch die experimentelle Bestimmung der Energien des Systems und einen Vergleich mit den berechneten Energieeigenwerten lassen sich so die Parameter der entsprechenden Theorie bestimmen beziehungsweise eingrenzen. Die Reichweite λ beträgt im hier diskutierten Fall wenige μm . Oft wird dies durch die charakteristische Längenskala des Systems aus Gleichung (2.2) parametrisiert

$$\lambda = z_0 = \sqrt[3]{\frac{\hbar^2}{2m^2g}} = 5,87\mu\text{m}. \quad (2.7)$$

Somit ist eine Überprüfung von Vorhersagen im Submillimeter-Bereich für Fünfte Kräfte möglich.

2.1.3 Bisherige Experimente

Zur Charakterisierung des hier beschriebenen Systems konnte bereits eine Reihe von Experimenten erfolgreich durchgeführt werden. Diese sollen hier kurz zusammengefasst werden.

- In ersten Messungen von 1998 bis 2005 gelang es nachzuweisen, dass das System nicht-klassisches Verhalten aufweist [20]. Hier wurde Transmission von ultrakalten Neutronen durch ein Spiegel-Absorber-System gemessen. Durch die Variation der Schlitzhöhe l konnte eine stufenweise Reduktion der Transmission (siehe Abbildung 2.3) beobachtet werden, was sich mit der geschilderten Quantisierung und dem Verhalten des Absorbers erklären lässt.

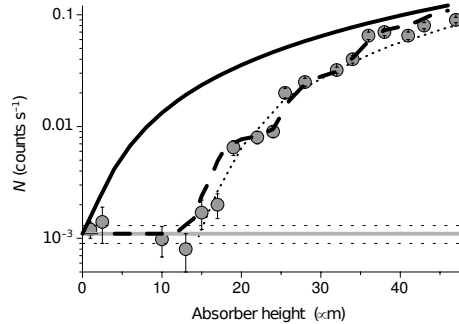
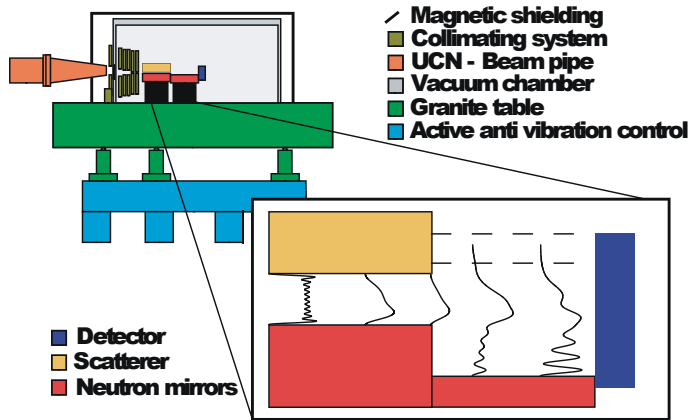
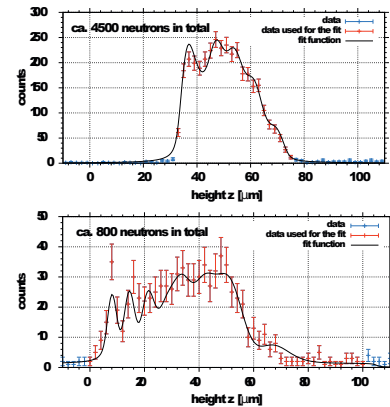


Abb. 2.3: Transmission von UCNs durch ein Spiegel-Absorber-System gegen die Schlitzhöhe. Durch schwarze Linie beschreibt die klassische Erwartung, die grauen Kreise die Messpunkte. Aus [20].

- Durch die Verwendung eines ortsauflösenden Detektors konnte die z -Aufenthaltswahrscheinlichkeit bestimmt werden [21].



(a) Aufbau des qBounce Experiments.



(b) Simultaner Fit der Wahrscheinlichkeitsdichte an gemessenen Datenpunkte.

Abb. 2.4: Aufbau und Messergebnisse des qBounce Experiments zur Realisierung eines Quantum-Bouncing-Ball mit ultrakalten Neutronen. Aus [10].

- In einer Fortführung dieser Methode ist die Realisierung eines sogenannten Quantum-Bouncing-Ball durchgeführt worden [10]. Hierfür wurde die Zeitentwicklung eines zuvor in einem Spiegel-Absorber-System präparierten Wellenpakets in einem freien System (kein Absorber) untersucht. Durch eine Stufe von einigen $10 \mu\text{m}$ zwischen der Präparationssektion und dem freien Bereich bevölkern die Neutronen zu Beginn des freien Systems nur höhere Zustände. Durch ortsaufgelöste Messungen ist es anschließend möglich, die Zeitentwicklung des *hüpfenden* Wellenpakets zu beobachten.

Hierbei konnte eine quantenmechanische Charakteristik der Zeitentwicklung beobachtet werden (siehe Abbildung 2.4) und somit der quantenmechanische Charakter des Systems nachgewiesen werden.

Aus einigen dieser Messungen wurden bereits Limits für Fünfte Kräfte abgeleitet [27]. Hierfür wurden die Energien der Zustände aus den Umkehrpunkten ermittelt.

2.2 Methoden der Resonanzspektroskopie

In diesem Abschnitt sollen zwei Methoden vorgestellt werden, die es ermöglichen, die Eigenenergien eines quantenmechanischen Systems relativ zueinander mit sehr hoher Präzision zu bestimmen. Grundlage beider Methoden ist der Vergleich einer der Energie entsprechenden Frequenz ($E = \hbar\omega$) mit einer externen Frequenz. Da die Information in Frequenzsignalen in der Frequenz selbst und nicht in der Amplitude des Signals enthalten ist, lassen sich solche Signale nahezu vollständig von externen Störeinflüssen entkoppeln. Die Genauigkeit einer Frequenzmessung ist damit durch die Genauigkeit der Zeitmessung bestimmt, wobei für diese mit modernen Atomuhren relative Genauigkeiten von 10^{-15} erreicht werden [6]. Die beiden hier vorgestellten Methoden stellen bis heute die Grundlage vieler Präzisionsexperimente dar. Die erste wurde 1939 von Isidor Isaac Rabi vorgeschlagen [22] und 1944 mit dem Nobelpreis prämiert. Bei der zweiten handelt es sich um eine Erweiterung der Rabi-Methode durch Norman Foster Ramsey [23], für die dieser 1989 ebenfalls den Nobelpreis erhielt.

Ursprünglich wurden diese Methoden zur resonanten Messung magnetischer Momente mit Molekül-Strahlen entwickelt. Die grundlegenden Prinzipien lassen sich allerdings auch in anderen Bereichen anwenden und sollen hier kurz erläutert werden.

2.2.1 Rabi-Methode

Das Prinzip der Rabi-Methode lässt sich einfach anhand eines quantenmechanischen Zweizustandssystems verdeutlichen. Ein solches besteht aus zwei zueinander orthogonalen Zuständen $|p\rangle$ und $|q\rangle$ mit den dazugehörigen Eigenenergien E_p und E_q . Ohne Beschränkung der Allgemeinheit sei $E_p < E_q$. Für den ungestörten Hamilton-Operator H_0 des Systems lässt sich folgende Eigenwertdarstellung angeben:

$$H_0 = \begin{pmatrix} E_p & 0 \\ 0 & E_d \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Eine periodische Störung $H_1(t)$ des Systems mit der Frequenz ω , die Übergänge zwischen den Zuständen verursacht, kann in der folgenden Form parametrisiert werden:

$$H_1(t) = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}\hbar\Omega_R e^{-i\omega t} \\ \frac{1}{2}\hbar\Omega_R e^{i\omega t} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Das Lösen des zeitabhängigen Anteils der Schrödingergleichung kann durch eine Wechsel ins Wechselwirkungsbild getrennt betrachtet werden (siehe z.B. [8]).

Damit ergibt sich folgende zu lösende Gleichung:

$$\frac{d}{dt} |\psi_{\text{I}}(t)\rangle = -\frac{i}{\hbar} V(t) |\psi_{\text{I}}(t)\rangle, \text{ mit } V(t) = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{4}\hbar\Omega_R e^{-i(\omega_{pq}-\omega)t} \\ \frac{1}{4}\hbar\Omega_R e^{i(\omega_{pq}-\omega)t} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

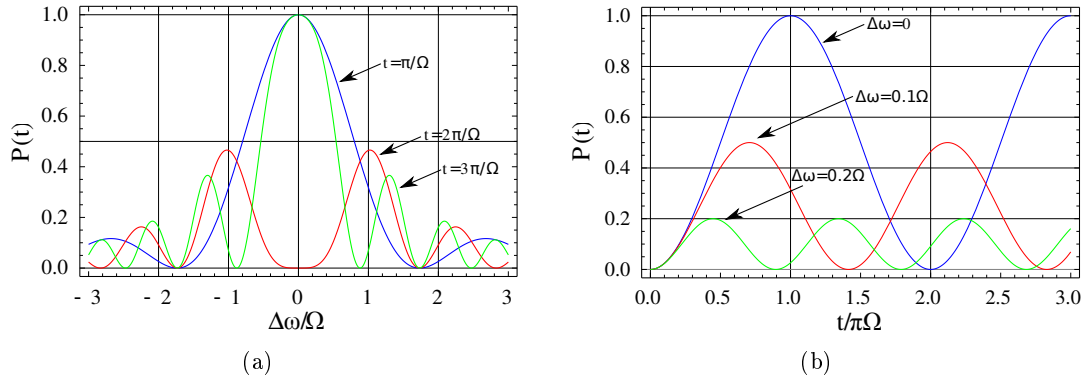


Abb. 2.5: Abhängigkeit der Besetzungswahrscheinlichkeit $P(t)$ des angeregten Zustands vom Detuning $\Delta\omega$ und der Dauer der Anregung t .

Hierbei ist $\omega_{pq} = (E_q - E_p)/\hbar$. Diese Gleichung lässt sich mit folgendem Ansatz lösen

$$|\psi_{\text{I}}(t)\rangle = c_p(t)|p(t)\rangle + c_q(t)|q(t)\rangle. \quad (2.11)$$

Unter der Anfangsbedingung, dass zu Beginn nur der Grundzustand besetzt ist ($c_p(t=0) = 1$), lässt sich aus der Lösung von Gleichung (2.11) direkt die Besetzungswahrscheinlichkeit $P_{p \rightarrow q}(t)$ des zweiten Zustands angeben:

$$P_{p \rightarrow q}(t) = |c_q(t)|^2 = \frac{\Omega_R^2}{\Omega_R^2 + (\omega_{pq} - \omega)^2} \cdot \sin^2 \left(\sqrt{\Omega_R^2 + (\omega_{pq} - \omega)^2} \cdot t \right). \quad (2.12)$$

Es ergibt sich ein zeitlich oszillierender Wechsel zwischen der Besetzung der Zustände $|p\rangle$ und $|q\rangle$ mit einer Frequenz $(\Omega_R^2 + (\omega_{pq} - \omega)^2)^{1/2}$ (siehe Abbildung 2.5(b)). Die maximale Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands ist dabei abhängig vom Detuning $\Delta\omega = \omega_{pq} - \omega$ (siehe Abbildung 2.5(a)). Experimentell lässt sich damit durch eine Variation der Frequenz des Störpotentials die charakteristische Frequenz ω_{pq} bestimmen, indem die Resonanzbedingung $\Delta\omega = 0$ gesucht wird. Dadurch wird auch der Energieunterschied zwischen den beiden Eigenenergien des Systems bestimmt. Zudem lassen sich Verschiebungen der Resonanzfrequenz durch eine relative Änderung der Energieniveaus des Systems bestimmen. Die Genauigkeit dieser Methode liegt dabei darin, dass der Fehler der Messung der Besetzungswahrscheinlichkeit in einen sehr schmalen Fehler in $\Delta\omega$ übersetzt werden kann, wie in Abbildung 2.5(a) zu erkennen ist.

Ein solches Experiment besteht in der Regel aus drei aufeinanderfolgenden Vorgängen:

1. Selektion oder Präparation eines bestimmten Zustands des Systems,
2. Anlegen einer periodischen Störung des Systems (die Übergänge induzieren kann),
3. Messung der Besetzungszahl eines Zustands.

Der letzte Schritt kann hierbei durch einen zustandssensitiven Detektor oder durch Selektion eines bestimmten Zustands analog zum ersten Schritt erfolgen.

Wie bereits von Rabi vorgeschlagen, kann die resonante Änderung der Besetzung der Zustände in Analogie auch als Drehung eines Polarisationsvektors oder Spins aufgefasst werden. Neben vielen Experimenten zur Bestimmung magnetischer Momente, findet dieses Verfahren auch in vielen anderen Gebieten, wie zum Beispiel der Magnetresonanztomographie oder Atomuhren, ihren Einsatz.

2.2.2 Ramseys Methode separierter oszillierender Felder

Eine Erweiterung der obigen Methode besteht in der Ergänzung einer freien Zeitentwicklung der Wellenfunktion zwischen zwei identischen Störungen.

1. Selektion oder Präparation eines bestimmten Zustands des Systems,
2. Anlegen einer periodischen Störung des Systems für die Zeit τ ,
3. ungestörte Zeitentwicklung des Systems über eine Zeit T ,
4. Anlegen einer periodischen Störung des Systems für die Zeit τ (in Phase zur ersten Störung),
5. Messung der Besetzungszahl eines Zustands.

Die Zeitdauer der Störung wird hierbei idealerweise mit $\Omega_R \cdot \tau = \pi/2$ gewählt. In Analogie zur Drehung von Spins wird dies deshalb häufig $\pi/2$ -Puls oder auch $\pi/2$ -Flip genannt. Sofern vorher ausschließlich der Grundzustand bevölkert war entsteht hierdurch eine kohärente Superposition der beiden Zustände, bei denen die Besetzungswahrscheinlichkeiten identisch sind ($|c_p(\tau)|^2 = |c_q(\tau)|^2$).

Die freie Zeitentwicklung der Wellenfunktion ergibt sich durch die Rücktransformation der Lösung aus dem Wechselwirkungsbild:

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iH_0 t} |\psi_I(t)\rangle = \begin{pmatrix} e^{-iE_p t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_q t} \end{pmatrix} \cdot |\psi_I(t)\rangle. \quad (2.13)$$

Hierdurch entsteht über die Beobachtungsdauer T eine Phase $\phi = \omega_{pq} T$ zwischen den Zuständen. Der zweite $\pi/2$ -Puls wird mit derselben Frequenz ω und phasengleich zum ersten erzeugt. Für diesen gilt dann die Resonanzbedingung $\Delta\phi = \omega_{pq} T - \omega T = 0$, da die Störung in Phase mit der Wellenfunktion sein muss. Allgemein wird eine zusätzliche Modulation der Besetzungswahrscheinlichkeit erreicht (siehe Abbildung 2.6), die mit steigender Beobachtungsdauer T immer schmaler wird. Durch Erhöhung der Beobachtungsdauer kann dadurch die Präzision immer weiter erhöht werden. Für den genauen Ausdruck der Besetzungswahrscheinlichkeit sei an dieser Stelle auf [23] verwiesen.

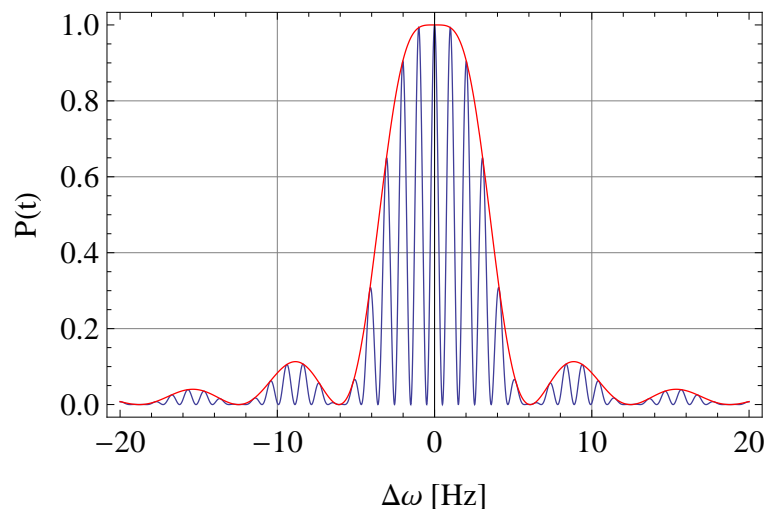


Abb. 2.6: Abhängigkeit der Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands vom Detuning $\Delta\omega$.

Diese Methode ist bis heute die Grundlage einer Reihe der präzisesten Experimente und Verfahren der Physik, wie zum Beispiel der experimentellen Bestimmung des elektrischen Dipolmoments von Neutronen oder Atomen.

2.2.3 Gravitationsresonanzspektroskopie

Bisherige Anwendungen der beschriebenen Methoden beschränken sich bisher vor allem auf die elektromagnetische Wechselwirkung. In der dargestellten allgemeinen Formulierung sind jedoch auch andere Anwendungen denkbar.

Eine mögliche Anwendung ist somit auch die Resonanzspektroskopie von Quantenzuständen im Gravitationsfeld. Hierdurch ließen sich die Energieniveaus deutlich präziser als bisher durch örtliche Auflösung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit bestimmen. Die Voraussetzungen dafür sind die Möglichkeit der effektiven Selektion einzelner Quantenzustände und der Induktion einer periodischen Störung, die Übergänge zwischen diesen Zuständen bewirken kann. Die Selektion der unteren Zustände ist bereits mit einem Spiegel-Absorber-System gelungen (siehe Abschnitt 2.1.1).

Für die Induktion von Übergängen zwischen den Zuständen besteht die Möglichkeit der magnetischen Anregung polarisierter Neutronen [14]. Bei diesem Verfahren passieren polarisierte Neutronen einen Bereich mit einem statischen, örtlich variierenden Magnetfeld, wodurch sich im Ruhesystem des Neutrons ein zeitlich variierendes Magnetfeld ergibt.

Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung mechanischer Vibrationen [2]. Ein in z-Richtung vibrierender Spiegel stellt hierbei eine zeitlich veränderliche Randbedingung dar und es lässt sich zeigen, dass dadurch bei ausreichendem Überlapp der Eigenfunktionen Übergänge zwischen den einzelnen Zuständen angeregt werden können. Hierdurch ergibt sich eine periodische Störung mit einer Frequenz ω und einer Amplitude proportional zum Überlappintegral. Diese Methode hat gegenüber magnetischen Anregungen den Vorteil, dass die eingestrahlte Frequenz unabhängig von der Neutronengeschwindigkeit ist. Somit lässt sich die Störungsfrequenz gezielt variieren und verschiedene Übergänge anregen.

Mit diesen Mitteln lassen sich durch Aneinanderreihen der verschiedenen Systeme die Rabi-Methode und die Methode separierter oszillierender Felder umsetzen. Eine mögliche Umsetzung von Ramseys Methode ist in Abbildung 2.7. Ein entsprechender Aufbau besteht aus fünf Regionen, in denen die einzelnen Schritte der Ramsey-Methode umgesetzt werden.

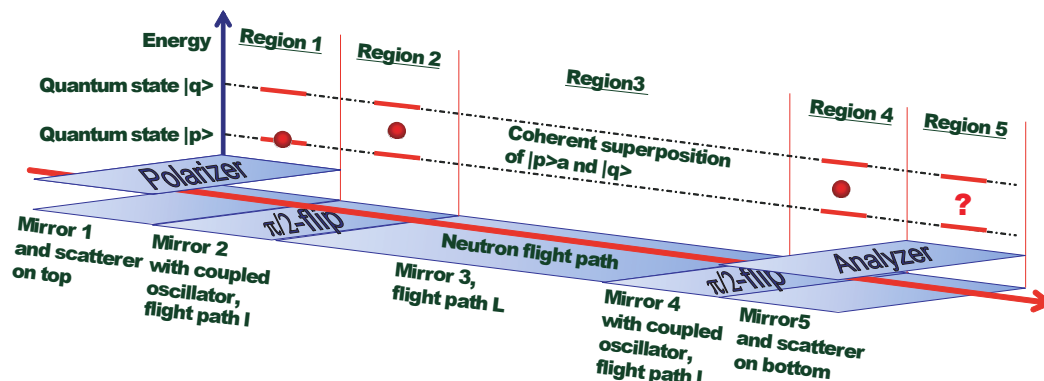


Abb. 2.7: Schematische Darstellung einer Anwendung von Ramseys Methode separierter oszillierender Felder für die Messung von Quantenzuständen ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld aus [2].

1. Zustandsselektion: Spiegel-Absorber-System,
2. Periodische Störung: Vibrierender Spiegel,
3. Zeitentwicklung: Spiegel,
4. Periodische Störung: Vibrierender Spiegel (in Phase zum ersten Spiegel),
5. Zustandsselektion: Spiegel-Absorber-System und anschließende Detektion der Transmission.

Die Schwierigkeiten eines solchen Systems liegen zum einen darin, dass die Spiegeloberflächen in einem solchen Experiment ein hohes Maß an Ebenheit und die gleiche Höhe ($\sim \mu\text{m}$) aufweisen müssen.

Aus diesem Grund sollen zunächst einfachere Systeme umgesetzt werden. Ein erster Schritt ist hierbei zunächst zu zeigen, dass durch mechanische Vibration Übergänge zwischen den Zuständen umgesetzt werden können. Hierfür wird eine vereinfachte Version der Rabi-Methode verwendet. Die klassische Rabi-Methode würde durch folgende Anordnung realisiert werden:

1. Zustandsselektion: Spiegel-Absorber-System,
2. Periodische Störung: Vibrierender Spiegel,
3. Zustandsselektion: Spiegel-Absorber-System und anschließende Detektion der Transmission.

Im folgenden Abschnitt wird ein Experimentaufbau zur Anwendung dieser Prinzipien in einer vereinfachten Version der Rabi-Methode beschrieben.

2.3 Das Experiment

Nachdem in vorigen Experimenten bereits die Quantennatur eines Systems ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld nachgewiesen werden konnte, sollen nun resonant Übergänge zwischen den Zuständen des Systems angeregt werden. Hierzu wird der notwendige Aufbau für die Anwendung der Rabi-Methode auf nur ein vibrierendes Spiegel-Absorber-System reduziert. In diesem werden die unteren Zustände selektiert und gleichzeitig resonant Übergänge zwischen einzelnen Zuständen angeregt. Dieser Abschnitt befasst sich mit Aufbau und nötigen Vorbereitungen dieses Experiments, dass im Rahmen der Experimentierzeit 3-14-283 am PF2/UCN-Strahlplatz am ILL durchgeführt wurde.

2.3.1 Die ultrakalte Neutronenquelle PF2 am Institut Laue Langevin

Die verbreitetste Variante der Neutronenerzeugung ist die Verwendung speziell zu diesem Zweck gebauter Kernreaktoren. Diese sind so ausgelegt, dass sie einen möglichst hohen Fluss thermischer Neutronen im Moderator aufweisen, von wo diese thermischen Neutronen durch Neutronenleiter zu den einzelnen Experimenten geleitet werden können. Für die Verwendung anderer Neutronengeschwindigkeiten werden weitere Moderatoren in der Nähe des Reaktorkerns eingesetzt. Kalte Neutronen werden so zum Beispiel durch Moderation thermischer Neutronen in Deuterium das eine Temperatur von 25 K hat.

Am PF2 (siehe 2.8), der bisher weltweit stärksten Quelle für ultrakalte Neutronen, werde

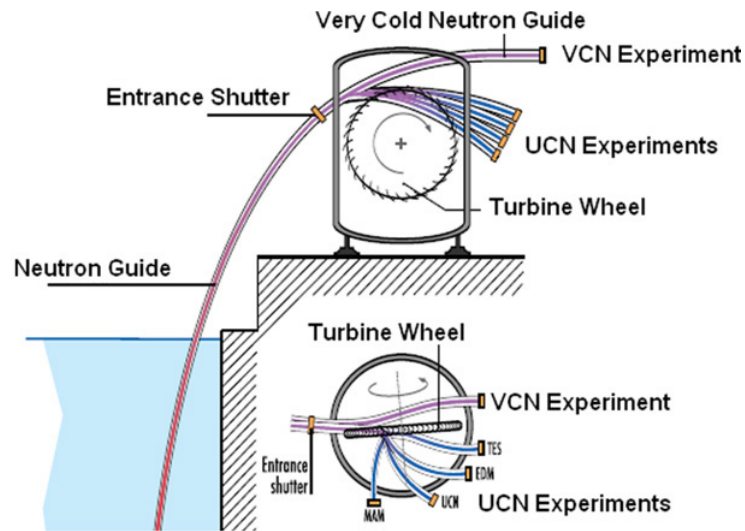


Abb. 2.8: Schematische Darstellung der UCN-Quelle PF2 am ILL. *Quelle: www.ill.fr*

diese kalten Neutronen durch ein gekrümmtes, vertikales Strahlrohr geleitet. Durch die spezielle Geometrie werden die Neutronen bereits auf einen Geschwindigkeitsbereich zwischen kalten und ultrakalten, den Bereich *sehr kalter Neutronen* (VCNs), abgebremst. Ein Teil dieser VCNs wird bereits direkt einem Strahlplatz zur Verfügung gestellt.

Durch die Verwendung einer sogenannten *Steyerl-Turbine* wird ein Teil dieser VCNs anschließend in den ultrakalten Geschwindigkeitsbereich abgebremst. Durch Strahlrohre werden die so erzeugten UCNs anschließend an verschiedenen Strahlplätzen den Experimenten zur Verfügung gestellt. Durch die Positionierung des Turbinenrades wird dabei entschieden, welcher der drei Experimentstrahlplätze die UCNs erhält. Obwohl die UCNs kontinuierlich produziert werden, ist dieses Verfahren sinnvoll, da viele Experimente die ultrakalten Neutronen speichern und jeweils nur zum Befüllen des Speichervolumens Neutronen aus der UCN-Quelle benötigen. So können prinzipiell mehrere dieser Speicherexperimente parallel stattfinden, ohne dass ein einzelnes Experiment einen nennenswerten Verlust an Messzeit zu verzeichnen hat. Ein weiterer Strahlplatz, an dem 40 mal weniger Neutronenfluss erreicht wird, wird für Testexperimente permanent mit UCNs versorgt.

2.3.2 Der Aufbau des Experiments

Eine schematische Darstellung des Experimentaufbaus ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Ultrakalte Neutronen werden durch ein Strahlrohr zum Experiment geleitet. Nach Austritt aus dem Strahlrohr passieren einige der Neutronen ein Blendensystem (B1), das der Geschwindigkeitsselektion dient, und werden anschließend durch ein dünnes Fenster aus AlMg₃ in die Vakuumkammer transmittiert, in der sich das eigentliche Experiment befindet. Dieses besteht im wesentlichen aus einem Spiegel-Absorber-System mit einer Schlitzhöhe von ca. $27\mu\text{m}$, das auf einem Vibrations-Tisch montiert ist. Um eine bessere Justage zu ermöglichen, steht das Experiment auf einem ebenen Granit. Der gesamte Aufbau befindet sich in einer μ -Metall-Abschirmung um Störungen durch äussere Magnetfelder zu

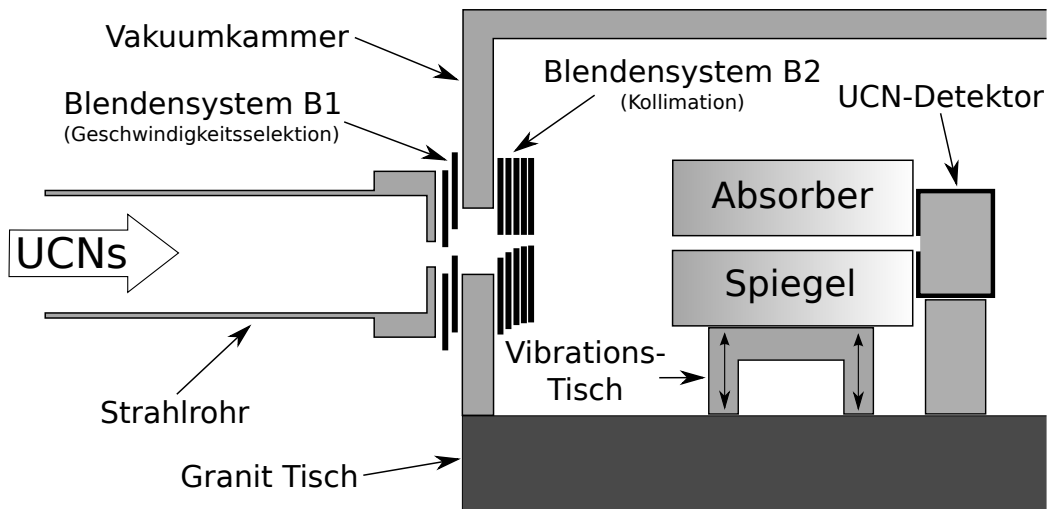


Abb. 2.9: Schematische Darstellung eines Experimentaufbaus zur Erzeugung resonanter Übergänge zwischen einzelnen Zuständen eines Systems von UCNs im Gravitationsfeld.

reduzieren.

Der Prozess der Geschwindigkeitsselektion beruht hierbei auf der Einschränkung der möglichen Parabelbahnen, mit der die Neutronen in das Experiment gelangen können. Wie bereits diskutiert, werden in dem Spiegel-Absorber-System abhängig von der Schlitzhöhe Zustände mit einer zu großen z -Geschwindigkeit mit großer Wahrscheinlichkeit aus dem System gestreut. Da die zugelassenen Energien (peV) sehr viel kleiner sind als typische Energien von UCNs (100 neV), kann diese Bedingung als $v_z = 0$ formuliert werden. Das Blendensystem B1, bestehend aus zwei Blenden, ist nun so justiert, das nur Neutronen mit einem positiven z -Impuls (aufwärts) das System erreichen können. Durch die Einwirkung der Erdanziehung sind die Trajektorien parabelförmig. Die Einschränkung dieser Trajektorien wird dadurch erreicht, dass neben der Bedingung $v_z = 0$ am Eintritt des Spiegel-Absorber-Systems, durch die Blenden eine maximale und minimale Höhe Δz definiert wird, durch die die möglichen Parabelbahnen vollständig bestimmt sind. Jede Höhe entspricht dabei einer x -Geschwindigkeit der Neutronen und es gilt:

$$v_x = \Delta x \cdot \sqrt{\frac{g}{2\Delta z}}. \quad (2.14)$$

Hier ist Δx die x -Projektion der gesamten Strecke zwischen Blende und Spiegel-Absorber-System (siehe Abbildung 2.10). Somit kann durch Justage der Blenden ein Geschwindig-

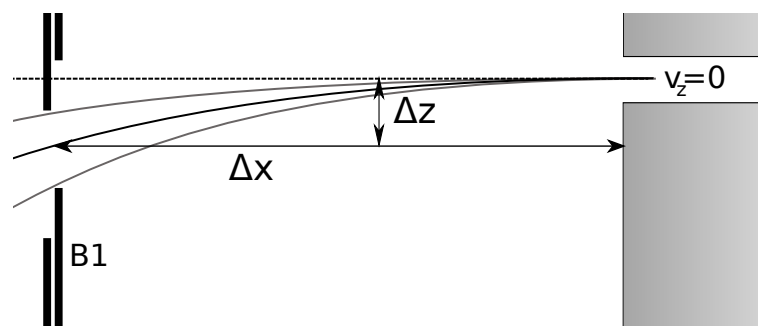


Abb. 2.10: Prinzipdarstellung der Geschwindigkeitsfilterung.

keitsintervall für die Neutronen eingestellt werden.

Die Neutronen, die das Spiegel-Absorber-System mit der Bedingung $v_z = 0$ erreichen, durchlaufen nun dieses unter dem Einfluss einer periodischen Vibration des gesamten Systems in z -Richtung. Durch den Absorber werden hierbei alle höheren Zustände abhängig von der Zeit, die sie im System verbringen absorbiert. Nach Verlassen des Systems werden die verbliebenen Neutronen anschließend in einem Detektor gezählt und somit die Transmissionswahrscheinlichkeit abhängig von der Frequenz der Vibration ermittelt.

Der Aufbau enthält noch eine Reihe weiterer Elemente, die der Verringerung bzw. Überwachung der Systematik der Messung dienen. Die wichtigsten sind:

- Überwachung der Vibration des Spiegelsystems mit einem Laser-Interferometer [15],
- eine PID-Regelung zur Winkelstabilisierung des Granits,
- eine Vibrationsüberwachung des Granits.

Zusätzlich werden außerdem Messungen des Magnetfelds durchgeführt, um Anregungen des Systems durch starke Magnetfeldgradienten ausschließen zu können.

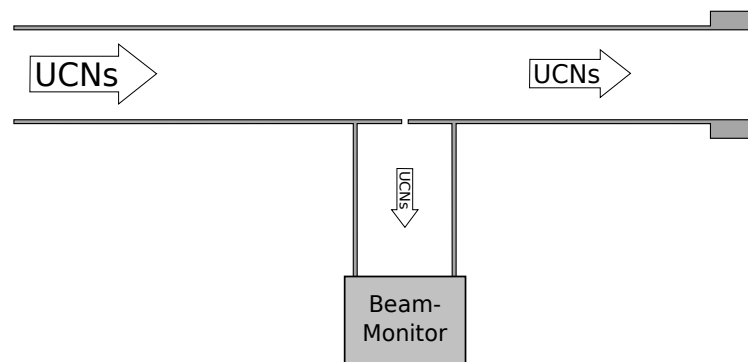


Abb. 2.11: Abzweigung des Strahlrohrs für die Verwendung eines Beam-Monitors.

Eine weitere zentrale Komponente des Aufbaus dient der Überwachung des Neutronenflusses ins Experiment. Schwankungen des letzteren würden eine Schwankung der gemessenen Transmission durch das Experiment verursachen, wodurch die Messung eines echten Effekts gestört werden würde. Neben dem Experiment-Detektor existiert deshalb noch ein weiterer Detektor, der sogenannte *Beam-Monitor*. Dieser wird, um den Fluss von Neutronen ins Experiment zu überwachen, an einer Abzweigung des Strahlrohrs angebracht (siehe Abbildung 2.11). Durch einen schmalen Schlitz gelangt hierbei ein konstanter Anteil des Neutronenflusses zum Beam-Monitor und wird von diesem mit konstanter Effizienz nachgewiesen. Dadurch liefert die Zählrate des Monitors ein relatives Maß für die Transmission von Neutronen ins Experiment. Durch Normierung der im Experiment gemessenen Zählrate auf die des Monitors für jede Einzelmessung, ergibt sich eine bereinigte Transmission. Im folgenden wird bei der Betrachtung der gemessenen Transmission immer davon ausgegangen, dass diese auf die Monitorzählrate korrigiert wurde. Zudem ist bei der Erwähnung des *Detektors* immer der Experiment-Detektor gemeint.

2.3.3 Qualitative Beschreibung der erwarteten Ergebnisse

Bei der qualitativen Formulierung der erwarteten Signale in diesem Experiment ist zunächst zu berücksichtigen, dass durch die Geschwindigkeitsverteilung der im Experiment verwendeten Neutronen auch eine Verteilung der Beobachtungsdauer vorliegt. Dies führt im allgemeinen dazu, dass auch für den Fall, dass das Detuning Null beträgt, die Besetzungswahrscheinlichkeit eines potentiellen angeregten Zustands kleiner als eins ist. Durch eine steigende Breite der Beobachtungsdauer wird dadurch der Beitrag der \sin^2 -Modulation der Besetzungswahrscheinlichkeit zunehmend weggemittelt.

Ein weiterer zu berücksichtigender Effekt ist die Tatsache, dass die Präparation des Grundzustands nicht vollständig ist. Somit wird je nachdem zwischen welchen Zuständen Übergänge induziert werden ein Untergrund in der gemessenen Transmission durch andere im System vorhandenen Zustände erzeugt.

Somit ergibt sich für die Erzeugung eines resonanten Übergangs ein *Rabi-Dip* in der Transmission (siehe Abbildung 2.12). Die Tiefe dieses Dips ist dabei durch den angesprochenen Untergrund durch andere transmittierte Zustände, die Breite der Geschwindigkeitsverteilung und die Zerfallsrate Γ_n des angeregten Zustands gegeben. Letztere übt dabei auch den maßgeblichen Einfluss auf die Breite der Resonanz aus. Im Experiment wird nun eine Überlagerung mehrerer solcher Dips für verschiedene Übergänge erwartet.

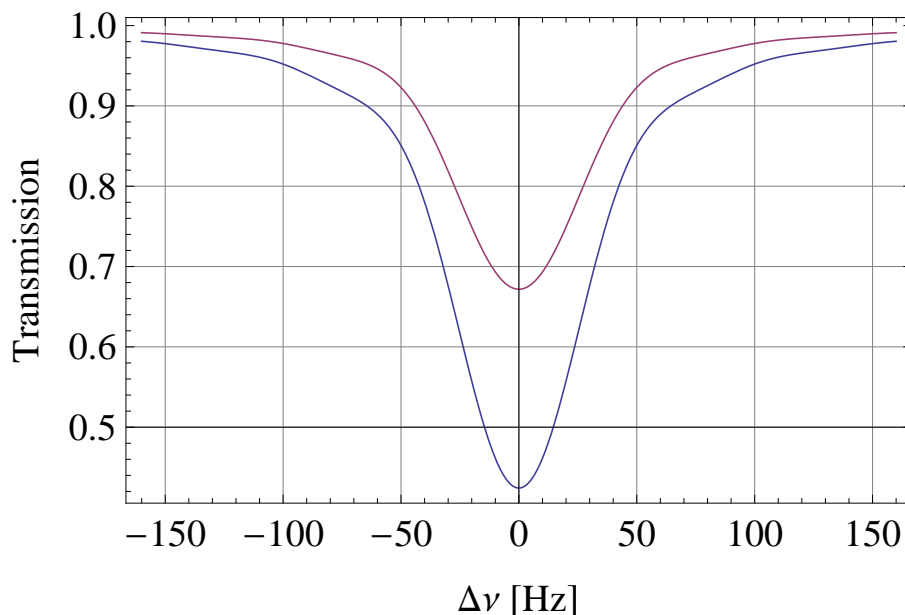


Abb. 2.12: Qualitativer Verlauf der erwarteten Abhängigkeit der Transmission von der Vibrationsfrequenz im Experiment in der Nähe einer Resonanz. Die blaue Kurve zeigt dabei die Erwartung für starke Vibration, die violette Kurve bei mittlerer Vibration.

Um nachzuweisen, dass es sich bei gefundenen Resonanzen nicht um andere Effekte handelt ist es sinnvoll die Transmission für ein verschwindendes Detuning durch die Variation der Beobachtungsdauer oder der Rabi-Frequenz zu modulieren. Da die Beobachtungsdauer durch die Länge des Systems und die Neutronengeschwindigkeiten fest vorgegeben ist, bleibt hier nur der zweite Fall.

Die Modulation der Rabi-Frequenz entspricht in der hier beschriebenen Anwendung der Änderung der Vibrationsstärke. Auch hier sind Abweichungen von der unter idealen Bedingung

erreichten \sin^2 -Modulation zu erwarten. Hier ist zunächst mit steigender Vibrationsstärke ein Absinken der Transmission durch das System zu erwarten, bis die Resonanzbedingung $\Omega_R \cdot t = \pi$ erreicht ist. Bei darüber hinaus steigender Amplitude der Anregung wird die Modulation jedoch zunehmend schwächer, da die verschiedenen Beobachtungszeiten sich auch hier zunehmend wegmitteln. Für sehr große Rabi-Frequenzen würde dies in eine zeitlich stationäre Besetzung beider Zustände münden.

Zusätzlich ist das System dadurch beeinflusst, dass die angeregten Zustände kontinuierlich zerfallen. Abhängig von der Zerfallsrate bedeutet dies, dass nach Erreichen der Resonanz das erwartete Transmissionssignal zusätzlich vermindert wird. Der qualitative Verlauf der zu erwartenden Transmission abhängig von der Vibrationsstärke ist in Abbildung 2.13 dargestellt. Die Transmission ist durch die bereits angesprochenen Untergrundquellen verschoben.

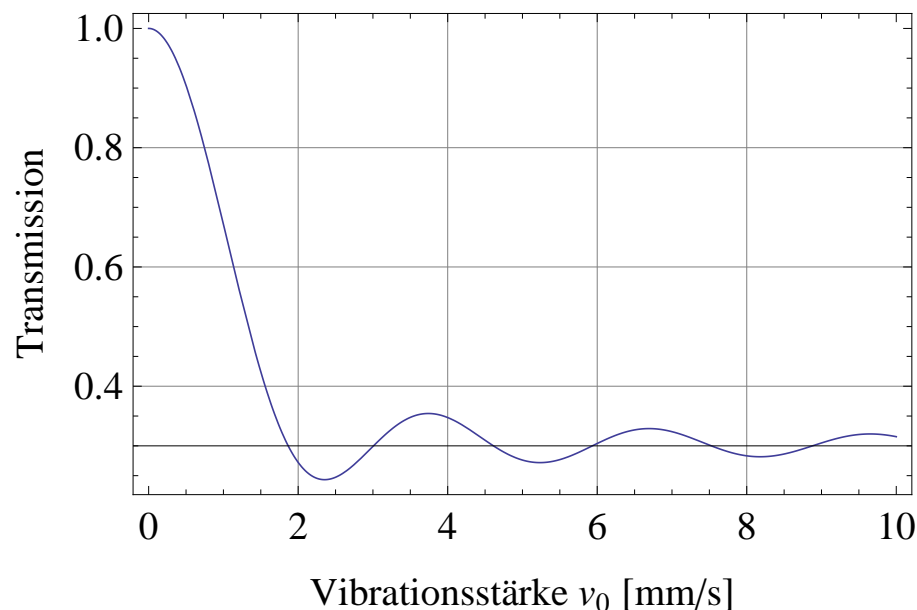


Abb. 2.13: Qualitativer Verlauf der erwarteten Abhängigkeit der Transmission von der Vibrationsstärke im Experiment im resonanten Fall.

An dieser Stelle sei zudem erwähnt, dass in allen bisher durchgeführten Experimenten mit einem Spiegel-Absorber-System sehr geringe Zählraten von wenigen 10^{-2} s^{-1} erreicht wurden. Der Untergrund der bisher verwendeten Detektoren liegt bei ungefähr $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Dies führt neben den oben erwähnten Untergrundquellen zu einem zusätzlichen Verlust an Kontrast. Bei der theoretischen Analyse der Messung geht zudem der Fehler der Untergrundmessung ein. Für ein schlechtes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis muss deshalb ein großer Teil der Messzeit für die Bestimmung der Untergrundzählrate aufgewendet werden.

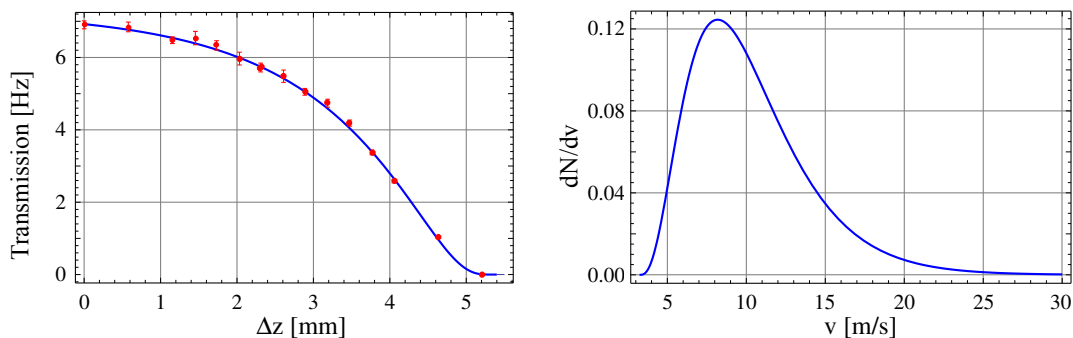
2.3.4 Vorbereitende Messungen

Vor Beginn der eigentlichen Messung müssen zunächst vorbereitende Messungen bzw. Konfigurationen des Messaufbaus erfolgen. Die hier geschilderten Messungen finden allesamt ohne Vibration statt.

- Als erstes ist hier das richtige Geschwindigkeitsintervall zu wählen. Für eine solche Messung ist es zweckmäßig zunächst eine große Schlitzbreite von zum Beispiel $250 \mu\text{m}$ zu wählen, um die Transmission möglichst hoch zu halten und Messzeit einzusparen. Die Anforderungen an die Wahl des Geschwindigkeitsintervalls sind eine möglichst hohe Transmission sowie ein schmales Geschwindigkeitsintervall. Dabei sind kleine Geschwindigkeiten aufgrund der höheren Beobachtungsdauer zu bevorzugen. Die zentrale Voraussetzung hierfür ist die genaue Kenntnis der Geschwindigkeitsverteilung $dN(v_x)/dv_x$. Diese Verteilung lässt sich durch Variation einer der beiden Blenden des Blendensystems B1 bestimmen, wobei die andere Blende so eingestellt ist, dass keine Neutronen von oberhalb des Schlitzes zwischen Spiegel und Absorber diesen erreichen können. Wie bereits in Abschnitt 2.3.2 erläutert entspricht jede Blendenposition einer bestimmten Abschneidegeschwindigkeit. Somit gilt für die relative Transmission T ($T_{max} = 1$) abhängig von der Blendenposition Δz für die vordere Blende (siehe Abbildung 2.10)

$$T(\Delta z) = \int_0^{v_x} \frac{dN(v')}{dv'} dv' = N(v_x), \quad v_x = \Delta x \cdot \sqrt{\frac{g}{2\Delta z}}. \quad (2.15)$$

Durch Fitten einer passenden Theoriefunktion an die Daten einer Messung der absoluten Transmission lässt sich anschließend durch Ableiten und Normierung das Geschwindigkeitsspektrum extrahieren (siehe Abbildung 2.14).



(a) Datenpunkte und Fit (gestrichelt) der Transmission abhängig von Blendenposition Δz .

(b) Geschwindigkeitsverteilung dN/dv_x .

Abb. 2.14: Messdaten zur Abhängigkeit der Transmission von der Blendenposition der vorderen Blende (a) und die daraus extrahierte Geschwindigkeitsverteilung (b). Die Geschwindigkeitsverteilung wurde durch Ableitung des Fits an die Transmissionskurve ermittelt. Die hier gezeigten Daten wurden im Rahmen des hier beschriebenen Experiments während der Experimentierzeit 3-14-283 am PF2/UCN-Strahlplatz des ILL Ende 2010 aufgenommen.

Anschließend wird nun das gewünschte Geschwindigkeitsintervall eingestellt.

- Als nächstes wird nun ebenfalls noch mit einer großen Schlitzhöhe die Strahlrohrposition so variiert, dass die Transmission durch das Spiegel-Absorber-System maximal wird.
- Nun ist zunächst zu testen, ob das verwendete Spiegel-Absorber-System tatsächlich den gewünschten Effekt der Selektion der unteren Zustände hat. Hierzu wird analog zur ersten in Abschnitt 2.1.3 vorgestellten Messung die Schlitzhöhe l_1 variiert und nach einer Abweichung der Transmission T von der klassischen Erwartung $T \propto l_1^{3/2}$ gesucht.

- Nach Abschluss der vorigen Tests, kann sofern noch nicht bekannt, der Absorberparameter α bestimmt werden. Dies wird durch Verwendung eines ortsauflösenden Detektors mit einer Genauigkeit $< 2 \mu\text{m}$ realisiert (siehe zum Beispiel [9] oder [25]). Hierbei wird die z -Aufenthaltswahrscheinlichkeit direkt durch die Ortsinformation auf dem Detektor abgebildet. Anschließend kann eine theoretische z -Aufenthaltswahrscheinlichkeit an die gemessenen Daten gefittet und daraus die Besetzung der Zustände ermittelt werden. Eine entsprechende Messung ist in Abbildung 2.15 dargestellt. Bei dieser Messung sollte in der Regel bereits die Schlitzhöhe l_1 verwendet werden, die auch im Experiment verwendet werden soll. Somit lassen sich direkt die Besetzungswahrscheinlichkeiten der einzelnen Zustände für den Fall keiner Vibration ermitteln.

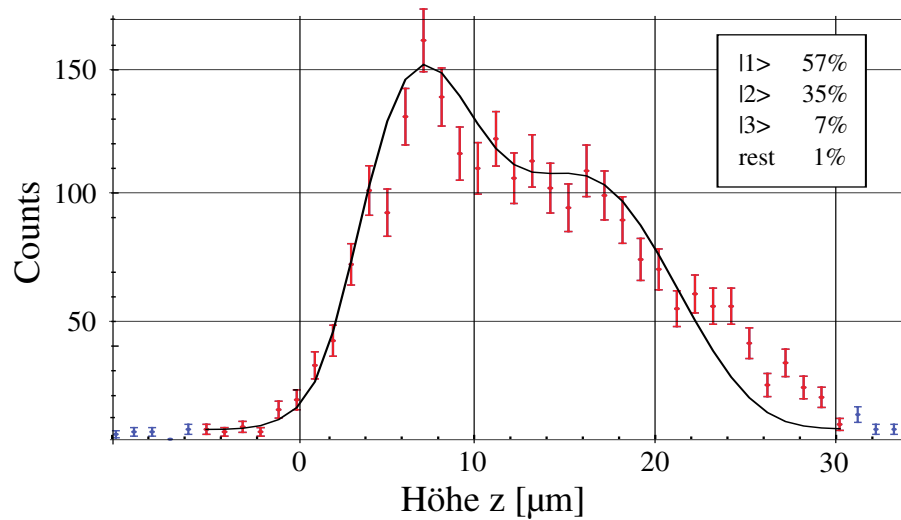


Abb. 2.15: Transmission von UCNs durch ein Spiegel-Absorber-System der Höhe $30 \mu\text{m}$ gegen die Schlitzhöhe, aufgenommen mit einem ortsauflösenden Detektor direkt hinter dem System. Die schwarze Linie repräsentiert die an die Daten gefittete Theorie, mit der die Anteile der einzelnen Zustände extrahiert wurden. Hier handelt es sich um während der Strahlzeit 3-14-253 im Jahre 2009 aufgenommene Daten. Im aktuellen Experiment wurde eine analoge Messung durchgeführt. Die Daten sind jedoch noch nicht final ausgewertet.

Kapitel 3

Weiterentwicklung eines untergrundarmen UCN-Detektors

Dieser Teil der Arbeit befasst sich mit der Weiterentwicklung eines untergrundarmen Detektors für ultrakalte Neutronen für das in Kapitel 2 beschriebene Experiment. Das Design dieses Detektors ist speziell für dieses Experiment und somit für den Nachweis von ultrakalten Neutronen, die durch einen schmalen Schlitz transmittiert werden, angepasst. Die zentralen Anforderungen an dieses Design sind vor allem eine geringe Untergrundzählrate im Experiment bei hoher Nachweiseffizienz für die relevanten Neutronen.

Zu diesem Zweck wird eine dünne Schicht aus reinem ^{10}B als Neutronenkonverter verwendet. Beim Einfang von Neutronen in ^{10}B werden durch eine prompte Kernreaktion Ionen emittiert, die in einem Proportionalzählrohr nachgewiesen werden.

In anderen Konzepten zum Nachweis von Neutronen werden diese durch ähnliche Einfangreaktionen direkt im Zählgas konvertiert. Beliebte Möglichkeiten sind hier die Verwendung von Helium-3 oder Bor-Fluorid, die sich sowohl als Neutronenkonverter als auch als Zählgas eignen. In diesen Fällen dient das gesamte Gasvolumen als Nachweismedium für Neutronen.

Die Verwendung eines festen Neutronenkonverters bietet hier jedoch die Möglichkeit die aktive Fläche weitestgehend zu reduzieren und deren Geometrie speziell an die Bedürfnisse des Experiments anzupassen. Dadurch lässt sich der Untergrund durch Neutronen, der neben Gamma-Strahlung die größte Untergrundquelle an einem Forschungsreaktor darstellt deutlich verringern.

In diesem Kapitel soll zunächst die genaue Funktionsweise eines solchen Detektors erläutert werden. Hierbei wird auch auf die elektronische Verarbeitung der Detektorsignale eingegangen, da diese eine wesentliche Rolle des Detektorsystems darstellen. Mit den vorgestellten Grundlagen wird anschließend die Wahl der Designparameter, für den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektor, vorgestellt und begründet. Abschließend werden die wichtigsten Messergebnisse zur Charakterisierung des neuen UCN-Detektors vorgestellt.

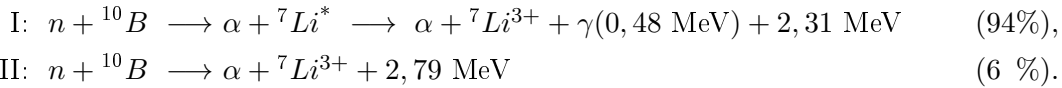
3.1 Neutronennachweis mit Bor-10 und einem Proportionalzählrohr

Bei dem hier verwendeten Detektorprinzip basiert der Nachweis von UCNs auf der Konversion in geladene Teilchen und dem anschließenden Nachweis dieser in einem Proportionalzählrohr. Als Neutronen-Konverter dient eine dünne Schicht aus reinem ^{10}B .

Der Nachweismechanismus einer solchen Schicht, der damit verbundene Nachweis von Ionen in einem Proportionalzählrohr und wichtige Parameter für diese Prozesse werden in diesem Abschnitt erläutert.

3.1.1 Bor-10 als fester Neutronenkonverter

Die Konversion von Neutronen in ^{10}B basiert auf dem Einfang von Neutronen, sowie dem prompten Zerfall des Bor-Kerns in ein α -Teilchen und ein Lithium-Ion. Der Zerfall findet über die zwei folgenden Kanäle statt:



Die freiwerdende Energie teilt sich unter Berücksichtigung der Impulserhaltung auf die kinetische Energie der Zerfallsprodukte auf. Da erstere groß gegenüber der kinetischen Energie der Neutronen ist, sind die Impulse von He - und Li -Ion immer entgegengesetzt und isotrop verteilt. Dies hat zur Folge, dass immer nur eines der Teilchen in den Halbraum des Detektionsvolumens emittiert werden kann.

Eigenschaft	^{10}B	^{11}B	B_{nat}
relative Häufigkeit [%] (1)	19,9	80,1	
Atommasse [u] (2)	10,013	11,009	10,811
ρ , Dichte [g/cm^3]	2,17	2,39	2,34 (3)
σ_0 [barn], Einfangquerschnitt für thermische Neutronen (3)	3840	0,005	764
b_c [fm], kohärente Streulänge (3)	-0,2	6,65	5,30
U_F [neV], Fermi-Potential	-0,7	181	145

Tab. 3.1: Wichtige Eigenschaften von natürlichem Bor und seinen stabilen Isotopen. Die Zahlen in Klammern verweisen auf die folgenden Quellenangaben.
Quellen: (1) [16], (2) [5], (3) [7]

Die Effizienz der Konversion einer solchen Schicht ist maßgeblich beeinflusst durch die folgenden zwei Faktoren:

- Absorptionseffizienz für Neutronen und
- Transmission der Zerfallsprodukte durch die verbleibende Schicht.

Der geschwindigkeitsabhängige Einfangquerschnitt für UCNs in ^{10}B lässt sich mittels des "1/v"-Gesetzes aus bekannten Werten (siehe Tabelle 3.1) berechnen:

$$\sigma(v) = \frac{v_0}{v} \sigma_0, \quad \sigma_0 = 3840 \text{ barn}, \quad v_0 = 2200 \text{ m/s.} \quad (3.1)$$

Mittels des Gesetzes von Lambert-Beer lässt sich die Anzahl der nach einer Schichtdicke x absorbierten Neutronen wie folgt angeben:

$$N(x) = N(0) \left(1 - e^{-\alpha(v)x}\right), \quad \alpha(v) = \frac{\sigma(v) \rho_B N_A}{A}.$$

Durch Differenziation und Normierung ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für die Absorption, nach einer Schichtdicke x :

$$p_{abs}(x, v) = \left(\frac{dN(x)}{dx} \right)_{N(0)=1} = \alpha(v) e^{-\alpha(v)x}. \quad (3.2)$$

Zur Berechnung des Anteils der durch die Restschicht transmittierten Zerfallsprodukte ist es nötig die maximale Reichweite, R_{max} , der Teilchen in ^{10}B zu kennen. Das Abbremsen von Ionen in fester Materie wird für gewöhnlich durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben. Diese wird allerdings unter der Annahme hergeleitet, dass die kinetische Energie der Ionen groß gegenüber der Bindungsenergie der Elektronen ist ("Näherung quasi-freier Teilchen"). Diese Annahme ist für niedrige Energien bis hin zum vollständigen Abbremsen der Teilchen nicht erfüllt, wodurch die Berechnung mit der Bethe-Bloch-Gleichung keine verwertbaren Werte für R_{max} liefert. Die maximale Reichweite der Ionen wurde deshalb mit dem Programm "SRIM-2010" [29] berechnet. Dieses enthält einen großen Satz an parametrisierten Messdaten, mit denen numerisch der Verlauf von dE/dx in diversen Targets, sowie die maximale Reichweite verschiedener Ionen abhängig von der Energie berechnet wird. Tabelle 3.2 zeigt die Energien und maximalen Reichweiten der Zerfallsprodukte.

Abhängig von R_{max} , der Schichtdicke d und dem Reaktionsort x lässt sich nun die Wahrscheinlichkeit für das Erreichen des Detektionsvolumens angeben. Hierzu betrachtet man den Grenzwinkel gegenüber der x-Richtung, unter dem die Ionen gerade noch das Detektionsvolumen erreichen:

$$\cos(\theta_{max}) = \frac{d-x}{R_{max}}.$$

Dieser Grenzwinkel bestimmt den Raumwinkel, in den emittierte He - und Li -Ionen in die Gasphase gelangen, womit ebenfalls die Transmissionswahrscheinlichkeit bestimmt ist:

$$P_{trans}(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} (1 - \cos(\theta_{max})) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d-x}{R_{max}} \right) & , (d-x) \leq R_{max} \\ 0 & , (d-x) > R_{max} \end{cases} \quad (3.3)$$

Aus den Gleichungen (3.2) und (3.3) lässt sich nun durch Integration über alle möglichen Reaktionsorte die Effizienz für einen Kanal und eine Ionensorte abhängig von der Geschwindigkeit v und der Schichtdicke d bestimmen:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{Ion,Zweig}(d, v) &= \int_0^d P_{trans}(x) p_{abs}(x, v) dx \\ &= \frac{1}{2\alpha(v) R_{max}} \begin{cases} 1 + \alpha(v) \cdot (R_{max} - d) - (1 + \alpha(v) R_{max}) \cdot e^{-\alpha(v)d} & , d \leq R_{max} \\ e^{-\alpha(v) \cdot (d - R_{max})} - (1 + \alpha(v) R_{max}) \cdot e^{-\alpha(v)d} & , d > R_{max} \end{cases} \end{aligned}$$

	α , I	7Li , I	α , II	7Li , II
E_{kin} [MeV]	1,47	0,84	1,78	1,01
R_{max} [μm]	3,55	1,84	4,39	2,06

Tab. 3.2: Energien und maximale Reichweite in Bor-10 für die Zerfallsprodukte der prompten Kernreaktion nach Einfang eines thermischen Neutrons in Bor-10.

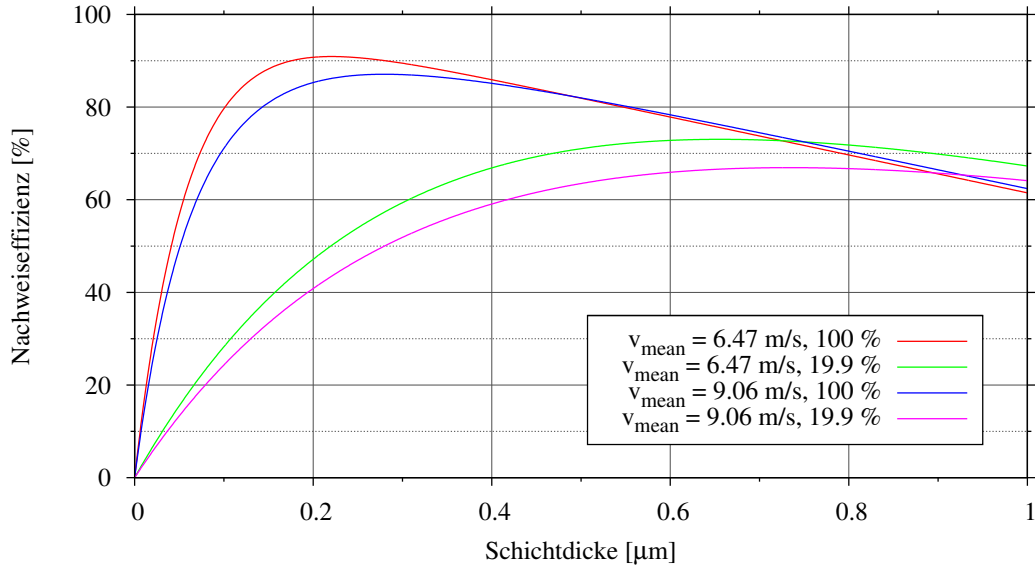


Abb. 3.1: Verlauf der Effizienz für Neutronenkonvertierung in Bor für ultrakalte Neutronen verschiedener Geschwindigkeit und für verschiedene Anreicherungsgrade von Bor-10 angegeben in Prozent. Ein Anreicherungsgrad von 19,9 % entspricht natürlichem Bor.

Die Gesamteffizienz ergibt sich dann aus der Summe über alle Kanäle:

$$\varepsilon_{tot}(d, v) = 0,94 \cdot (\varepsilon_{\alpha, I}(d, v) + \varepsilon_{\tau_{Li, I}}(d, v)) + 0,06 \cdot (\varepsilon_{\alpha, II}(d, v) + \varepsilon_{\tau_{Li, II}}(d, v)). \quad (3.4)$$

Eine ausführlichere Herleitung der Nachweiseffizienz und darüber hinaus gehende Berechnungen bezüglich des Neutronennachweises mit ^{10}B sind in [11] nachzulesen.

Ausgehend von Gleichung (3.4) kann die optimale Schichtdicke für eine bestimmte Geschwindigkeit bestimmt werden. Ergebnisse solcher Berechnungen sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. Die für ultrakalte Neutronen relevanten Effizienzverläufe sind in Abbildung 3.1

v [m/s]	optimale Schichtdicke		Effizienz	
	^{10}B	B_{nat}	^{10}B	B_{nat}
6,47*	221 nm	656 nm	90,9 %	73,0 %
9,07*	280 nm	733 nm	87,1 %	66,9 %
9,07	282 nm	800 nm	88,5 %	67,3 %
2200	3,16 μm	3,50 μm	6,05 %	1,32 %
2200 ⁺	2,87 μm	3,40 μm	7,72 %	1,80 %

Tab. 3.3: Schichtdicken von Bor-10 und natürlichem Bor optimiert für effizienten Neutronennachweis. Die mit * gekennzeichneten Geschwindigkeiten beziehen sich auf ein gemessenes Geschwindigkeitsspektrum am PF2/UCN-Strahlplatz am ILL (siehe Abbildung 3.2) und stellen die Mittelwerte der jeweiligen Geschwindigkeitsbereiche dar. Die Werte für 9,07 m/s beziehen sich auf das gesamte Spektrum, wohingegen Werte für 6,47 m/s für einen selektierten Bereich von 5,5 bis 7,5 m/s angegeben sind. Mit ⁺ gekennzeichnete Geschwindigkeiten geben die mittlere Geschwindigkeit eines Maxwell-verteilten Geschwindigkeitsspektrums an.

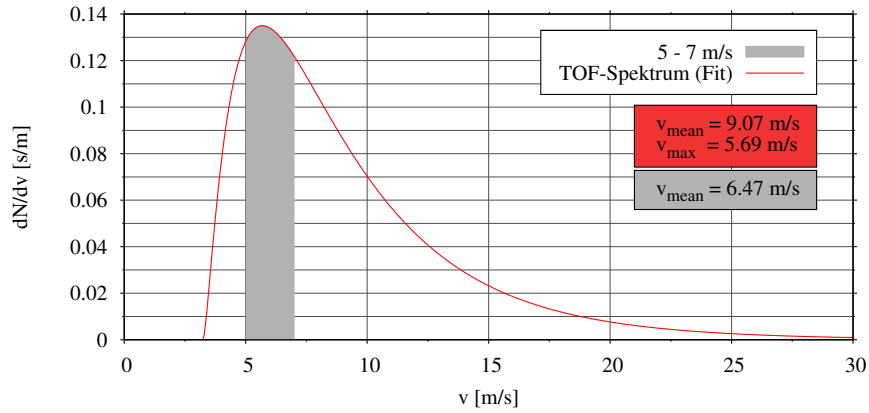


Abb. 3.2: An Messdaten gefittete Geschwindigkeitsverteilung am PF2/UCN-Strahlplatz am ILL. Dieses Spektrum wurde im Rahmen der Strahlzeit 3-14-237 mit einer Choppermessung für ein gerades Strahlrohr gemessen. Ein solches Spektrum wurde in den Jahren 2008 und 2009 im qBounce-Experiment verwendet.

dargestellt. Für realistischere Ergebnisse wurde $\varepsilon_{tot}(d, v)$ mit einer typischen Geschwindigkeitsverteilung (siehe Abbildung 3.2) gefaltet. An den Ergebnissen lässt sich beobachten, dass für kleine Neutronengeschwindigkeiten die optimierte Schichtdicke für die exakten Geschwindigkeiten und die entsprechenden Verteilungen, so wie die zugehörigen Effizienz-Werte nur wenig voneinander abweichen. Bei der Betrachtung thermischer Neutronen hingegen lässt sich die Schichtdicke gegenüber der als exakt angenommenen Geschwindigkeit deutlich optimieren. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die optimierte Schichtdicke bereits über der maximalen Reichweite der Lithium-Ionen liegt. Unter Berücksichtigung der $1/v$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts liefert eine Optimierung zu kleineren Schichten und gleichzeitig kleineren Geschwindigkeiten ein insgesamt effizienteres Ergebnis. Diese Effekte sind jedoch insgesamt stark von der Symmetrie der Geschwindigkeitsverteilung abhängig.

3.1.2 Nachweis geladener Teilchen in einem Proportionalzählrohr

Der Nachweis der in das Detektionsvolumen gelangenden Anionen findet mit Hilfe eines Proportionalzählrohrs statt.

Im Allgemeinen besteht ein solches aus einem dünnen Anodendraht umgeben von einer zylindrischen Kathode. Somit ergibt sich eine vom Radius r und der angelegten Spannung U abhängige Feldstärke:

$$E(r) = \frac{U}{r \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right)}. \quad (3.5)$$

Hierbei ist a der Radius des Anodendrahtes, im Folgenden Zählrohr genannt, und b der Innenradius der Kathode. Unter Vernachlässigung der Verformung des Feldes an den Seitenwände ergibt sich für diese Geometrie die Kapazität pro Länge im Vakuum:

$$C' = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \Rightarrow E(r) = \frac{C'U}{r \cdot 2\pi\epsilon_0}. \quad (3.6)$$

Das Volumen zwischen Anode und Kathode ist mit dem sogenannten Zählgas gefüllt. Dies besitzt die Eigenschaft, dass in die Gasphase gelangende Ionen ihre kinetische Energie

in mehreren Stößen mit den Hüllenelektronen der Zählgas-Atome abgeben, wobei letztere ionisiert werden. Dadurch werden abhängig von der deponierten Energie mehrere Elektron-Ion-Paare erzeugt (Primärionisation). Da neben der Ionisation von Atomen unter anderem auch die Anregung der Atome zum Energieverlust der Ionen beiträgt, wird üblicherweise eine mittlere Energie W_{ion} für die Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares angegeben, die größer als die reine Ionisationsenergie (E_{ion}) der Gasatome ist. Durch Rekombination und Ladungsübertrag wird die Anzahl der zu diesem Prozess beitragenden Elektron-Ion-Paare gemindert. Es gilt $W_{ion,Ar} = 26$ eV und $W_{ion,CO_2} = 33$ eV [13]. Hierdurch lässt sich die Zahl der im Mittel von einem Ion erzeugten Elektron-Ion-Paare abhängig von der Energie des Ions berechnen. Diese geben ihre Energie entlang einer Trajektorie ab, weshalb die Elektron-Ion-Paare nicht an einem Punkt erzeugt werden sondern entlang dieser Trajektorie verteilt sind. Die Länge dieser Ionisationsspur ergibt sich aus der Reichweite der Ionen im Zählgas. Diese und die Zahl der aus der Primärionisation hervorgehenden Elektron-Ion-Paare ist in Tabelle 3.4 für die maximale Energie der aus der Borschicht emittierten Ionen aufgelistet.

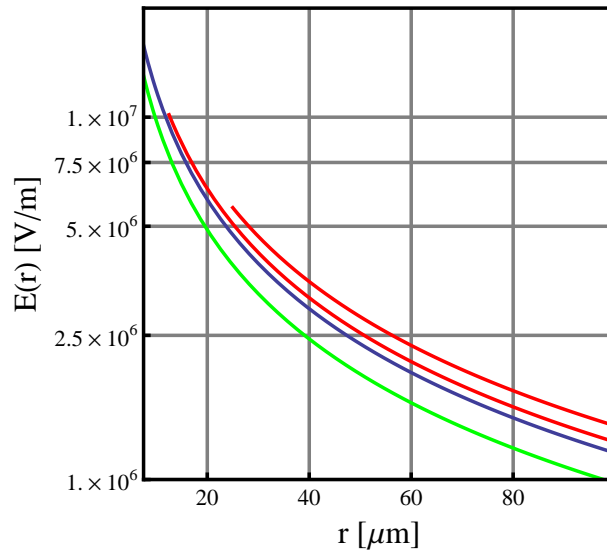


Abb. 3.3: Elektrische Feldstärke in einem zylindrischen Zählrohr nahe dem Anodendraht für verschiedene Geometrien bei 900 V. a bezeichnet den Anodenradius, b den Außenradius des Detektorvolumens.

Bei ausreichend großer Feldstärke E_c , setzt die sogenannte Gasverstärkung ein. Hierbei gewinnen die Elektronen auf ihrer mittleren freien Weglänge zwischen zwei Stößen mit den neutralen Zählgasatomen, ausreichend an Energie um erneut weitere Ionisationen zu verursachen. Aufgrund ihrer geringen Mobilität ist der Beitrag der Ionen zu diesem Prozess vernachlässigbar. Dieser Mechanismus führt zu einer Vervielfachung der aus der Primärionisation hervorgehenden Elektron-Ion-Paare und ist in erster Näherung abhängig von der elektrischen Feldstärke und den Eigenschaften des verwendeten Zählgases. Für eine zylindersymmetrische Architektur ergibt sich unter der Annahme, dass nur Ionisation durch Elektronen zu diesem Prozess beiträgt und Verluste von Elektronen, sowie Raumladungseffekte vernachlässigt werden können, folgende Parametrisierung der Gasverstärkung M (siehe zum Beispiel [12]):

$$\ln M = \int_{r_c}^a \alpha(r) dr. \quad (3.7)$$

Ion	Energie [MeV]	Reichweite [mm]	Elektron-Ion-Paare
${}^4\text{He}^{2+}$	1,47	7,58	55056
${}^4\text{He}^{2+}$	1,78	9,26	66667
${}^7\text{Li}^{3+}$	0,84	4,02	31461
${}^7\text{Li}^{3+}$	1,01	4,47	37828

Tab. 3.4: Reichweiten und Anzahl der im Mittel beim Abbremsen erzeugten Elektron-Ion-Paare in ArCO_2 (90:10). Die Reichweiten wurden mit dem Programm SRIM [29] berechnet. Das "Target" wurde mit einer Dichte von $1,802 \cdot 10^{-3} \text{kg/m}^3$ und den relativen Molanteilen von 90 % (Ar), 3,33 % (C) und 6,67 % (O). Die in der Spalte "Elektron-Ion-Paare" angegebenen Werte bezeichnen die im Mittel erzeugten Elektron-Ion-Paare während des Abbremsens der Ionen.

Hierbei ist r_c der Radius, ab dem die Feldstärke den Wert E_c erreicht bei dem die Gasverstärkung einsetzt. Dieser ist typischerweise nur einige μm größer als der Anodenradius. $\alpha(E)$ ist der sogenannte 1. Townsend-Koeffizient, durch den die Eigenschaften des Zählgases bei der Wechselwirkung mit den Elektronen berücksichtigt werden. Dieser ist im Allgemeinen abhängig von der Energie und dem Zählgas.

Für verschiedenen Geometrien ergeben sich hierdurch auch verschiedene Verstärkungen. So führt ein kleinerer Anodenradius bei gleicher Spannung zu einem kleineren elektrischen Feld, da die angelegte Potentialdifferenz über eine größere Distanz ausgedehnt ist. Hierdurch wird die kritische Feldstärke erst bei kleineren Radien erreicht. Auf der anderen Seite wird der Bereich hoher Felder um die Differenz der Anodenradien erweitert, wodurch zusätzlich Verstärkung generiert werden kann. In Abbildung 3.3 ist dieser Zusammenhang graphisch veranschaulicht.

Um die Verstärkung für verschiedene Geometrien abzuschätzen, muss also die Abhängigkeit des 1. Townsend-Koeffizienten von der elektrischen Feldstärke ($\alpha(E)$) und die kritische Feldstärke bekannt sein. Ein mögliches Modell für diesen Zusammenhang ist in [28] zu finden und wurde 1962 von A. Williams und R. I. Sara vorgeschlagen. Demnach lässt sich der 1. Townsend-Koeffizient wie folgt angeben:

$$\alpha(E) = A \cdot e^{-\frac{B}{E}}. \quad (3.8)$$

Die Parameter A und B sind hier freie Parameter, die für eine individuelle Gasmischung angepasst werden können. Für das hier verwendete ArCO_2 (90:10) werden in [28] folgende Werte angegeben:

$$A = 4,681 \cdot 10^5 \text{ 1/m}, \quad B = 7,417 \cdot 10^6 \text{ V/m}. \quad (3.9)$$

Der Gültigkeitsbereich dieser Werte ist als $E = 2,03 \cdot 10^6 - 12,67 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ angegeben¹. Trotzdem dies nicht vollständig den Bereich der hier relevanten Feldstärke (siehe Abbildung 3.3) abdeckt, können auf dieser Basis qualitative Abschätzungen des Effekts verschiedener Geometrien gemacht werden.

Mit den Gleichungen (3.7), (3.8) und (3.9) lässt sich die Gasverstärkung abhängig von der angelegten Spannung berechnen. Die Ergebnisse dieser Berechnung für diverse zylindersymmetrische Geometrien sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Hier ist deutlich zu sehen, dass ein kleinerer Anodenradius bei gleicher Spannung zu einer exponentiell größeren Verstärkung führt, wohingegen ein größerer Kathodenradius einen entgegengesetzten Effekt hat.

Da sowohl die Gasverstärkung, als auch die Primärionisation auf statistischen Prozessen beruht, ist die Proportionalität zwischen Energie der nachzuweisenden Ionen und der im

¹Alle Werte sind auf einen Normaldruck von $P = 101325 \text{ Pa}$ korrigiert.

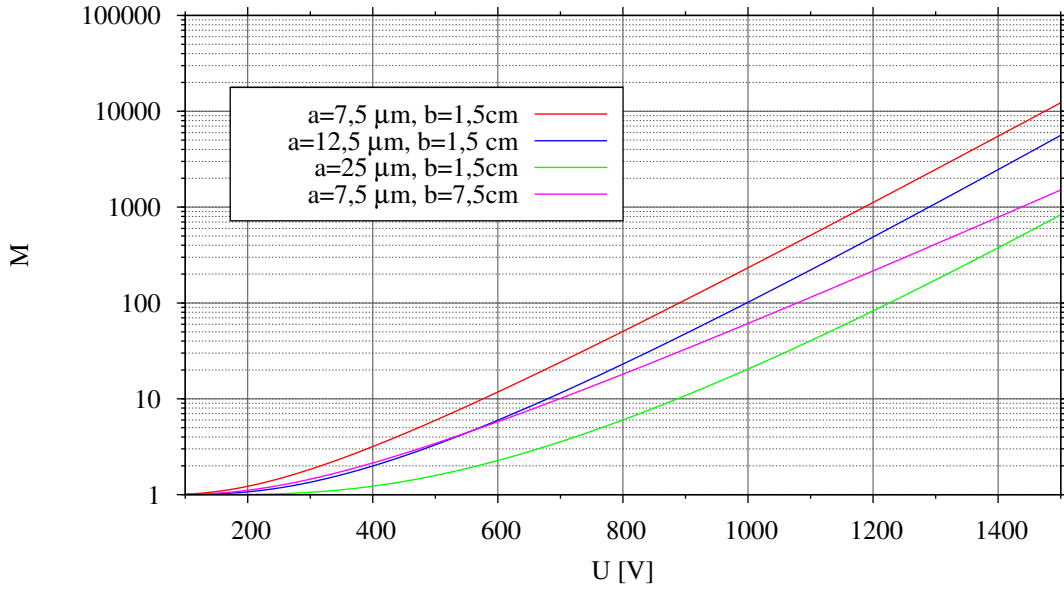


Abb. 3.4: Gasverstärkung M gegen die angelegte Spannung U in ArCO_2 (90:10) (berechnet nach [28]) für verschiedene zylindrische Detektorgeometrien. In der Legende definiert a den Radius des Anodendrahtes und b den Innenradius der Kathode.

Detektor getrennten Ladung statistischen Schwankungen unterworfen, die einer Poisson-Verteilung folgen. Empirisch lassen sich diese Schwankungen für $n_0 > 200$ über die folgende Verteilung beschreiben (siehe z.B. [12]):

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2} \simeq \sqrt{\frac{C}{E}}. \quad (3.10)$$

Hierbei ist C eine Konstante, die die Energieauflösung des Detektors näherungsweise parametrisiert. Typische Werte für C liegen im Bereich von einigen 100 eV.

Die Energieauflösung des Detektors wird neben statistischen Prozessen vor allem durch die Geometrie und die Betriebselektronik beeinflusst. Eine besondere Rolle spielt hier vor allem die Hochspannungsversorgung, da eine instabile Hochspannung zu einer zeitlich variierenden Gasverstärkung führt. Weiterhin wird die Energieauflösung durch elektronisches Rauschen der Ausseelektronik beeinflusst. Auf die Charakteristik der Ausseelektronik wird in Abschnitt 3.2 genauer eingegangen.

Die Auswirkungen der Detektorgeometrie haben ihren Ursprung vor allem in der Beeinflussung des elektrischen Feldes im Proportionalzählrohr. Lokale Inhomogenitäten des elektrischen Feldes verursachen eine Abhängigkeit der Verstärkung vom Eintrittsort der Ionen in die Gasphase. Für ein Proportionalzählrohr sind insbesondere folgende Ursachen für solche Inhomogenitäten anzuführen:

- Verformung des elektrischen Feldes durch die Seitenwände des Detektors,
- Schwankungen im Radius des Zähl drahtes,
- ungenügende Parallelität von Zähl draht und Kathoden zylinder.

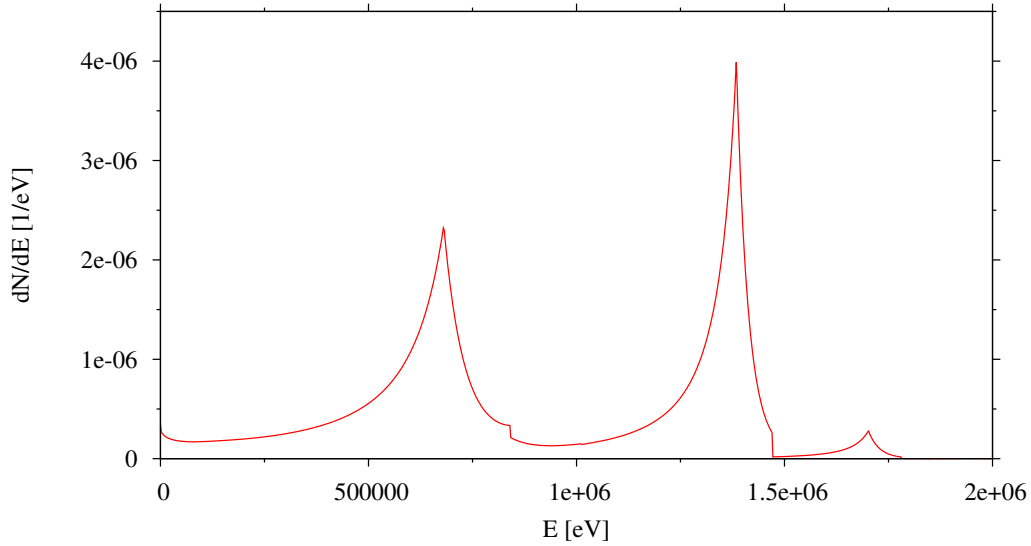


Abb. 3.5: Nach Gleichungen (3.11) und (3.12) berechnetes Energiespektrum einer 221 nm dicken ^{10}B -Schicht für eine Neutronengeschwindigkeit von 6,5 m/s. Die Norm des Spektrums entspricht der Nachweiseffizienz für Neutronen.

3.1.3 Energiespektrum

Zur Beschreibung des Energiespektrums einer Borschicht, die als Neutronenkonverter Verwendung findet, ist es zweckmäßig zunächst das Energiespektrum für einen Zerfallskanal und eine Ionensorte zu betrachten. Hierfür kann nach [11] folgender analytischer Ausdruck angegeben werden:

$$\frac{dN}{dE}(E_{kin}, v, d) = \frac{\left(\frac{dE}{dx}(E_{kin})\right)^{-1}}{2 \alpha(v) R^2(E_{kin})} \begin{cases} \alpha(v) \cdot d - 1 + e^{-\alpha(v) \cdot d} & , d - R(E_{kin}) < 0 \\ (\alpha(v) \cdot R(E_{kin}) - 1) \cdot e^{-\alpha(v) \cdot (d - R(E_{kin}))} + e^{-\alpha(v) \cdot d} & , 0 \leq d - R(E_{kin}) < d \\ \frac{\alpha^2(v)}{2} \cdot R^2(E_{kin}) \cdot e^{-\alpha(v) \cdot d} & , d - R(E_{kin}) = d \\ 0 & , d - R(E_{kin}) > d \end{cases} \quad (3.11)$$

Dabei gibt $(dN/dE)(E_{kin}, v, d)$ die relative Anzahl der Zerfallsprodukte einer Sorte und eines Zerfallskanals an, die die Borschicht mit einer Energie im Intervall $[E_{kin}, E_{kin} + dE]$ verlassen. Diese Größe ist neben der Energie abhängig von der Geschwindigkeit der eintreffenden Neutronen und der Schichtdicke. Das gesamte Energiespektrum ergibt sich dann aus der Summe über alle Kanäle und Ionensorten:

$$\frac{dN}{dE}(E_{kin}, v, d) = 0,94 \cdot \left(\left(\frac{dN}{dE} \right)_{\alpha, I} + \left(\frac{dN}{dE} \right)_{Li, I} \right) + 0,06 \cdot \left(\left(\frac{dN}{dE} \right)_{\alpha, II} + \left(\frac{dN}{dE} \right)_{Li, II} \right). \quad (3.12)$$

Abbildung 3.5 zeigt ein nach diesem Ausdruck berechnetes Spektrum. Realistischere Spektren erhält man, wenn man die Energieauflösung des Detektors und das Rauschen der Ausleseelektronik berücksichtigt.

Eine Parametrisierung der Energieauflösung wurde bereits in Gleichung (3.10) angegeben. Das Rauschen der Ausleseelektronik wird maßgeblich durch den Vorverstärker und der von ihm ausgehenden Signalleitungen verursacht und folgt typischerweise einer Normalverteilung um die Energie des nachgewiesenen Signals. Unter der Annahme, dass das Rauschen

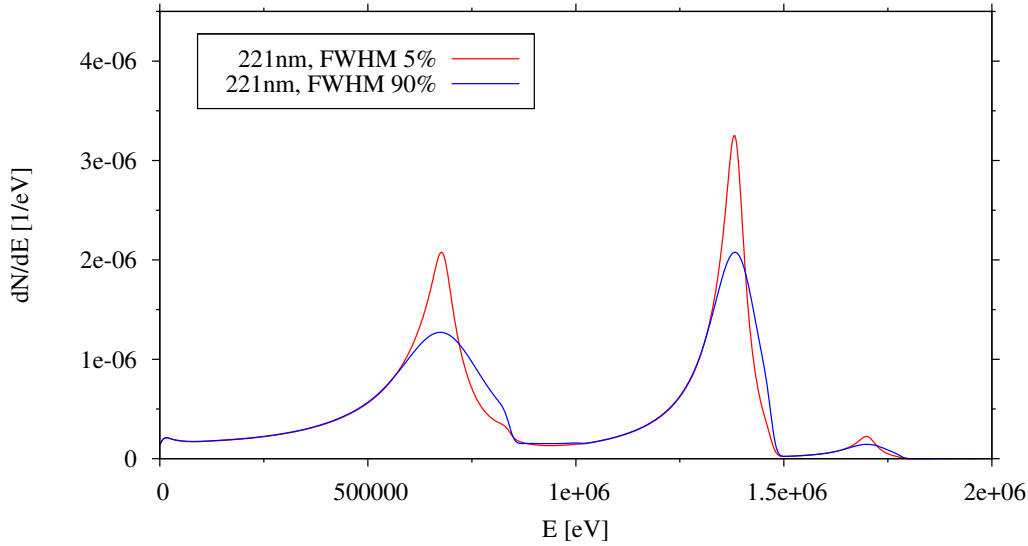


Abb. 3.6: Berechnete Spektren unter Berücksichtigung der Variation der Schichtdicke und der Energieauflösung ($\sigma_E = 10$ keV) für Neutronen mit $v = 6.47$ m/s. In der Legende ist die Schichtdicke in nm, sowie die Halbwertsbreite der Schichtdickenverteilung angegeben. Diese wurde nach Gleichung (3.14) berechnet. Die Angaben FWHM in der Legende bezeichnet dabei die relative Breite der Schichtdickenverteilung.

der Ausleseelektronik die Energieauflösung des Detektors dominiert, kann man beide Anteile näherungsweise über eine Normalverteilung parametrisieren.

$$p(E_0, E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_0}{\sigma_E}\right)^2}. \quad (3.13)$$

$p(E)$ gibt hierbei die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Teilchen der Energie E_0 mit einer Energie von E nachgewiesen wird. Die Breite der Verteilung wird durch den Parameter σ_E beschrieben. Dieser ist stark abhängig von der Verstärkung des Detektors und nimmt für hohe Verstärkungen kleinere Werte an.

Eine potenzielle Inhomogenität der Schichtdicke lässt sich analog parametrisieren:

$$q(d_0, d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_d} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{d-d_0}{\sigma_d}\right)^2}. \quad (3.14)$$

Durch Faltung des Energiespektrums aus Gleichung (3.12) mit $p(e)$ und $q(d)$ lassen sich nun realistische Spektren berechnen. Zwei Ergebnisse solcher Berechnungen für verschiedene Inhomogenitäten der Borschicht sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Für ultrakalte Neutronen ist die Inhomogenität der Borschicht erst für große Werte (≥ 20 %) sichtbar.

3.1.4 Untergrundquellen

Bei der Betrachtung möglicher Untergrundquellen eines Proportionalzählrohrs kann zwischen intrinsischen und externen Untergrundquellen unterschieden werden. Die intrinsischen Untergrundquellen sind all solche, deren Häufigkeit allein von der Geometrie des Detektors, der verwendeten Auslese- und Betriebselektronik und seinen Betriebsparametern abhängen. Als externen Untergrund bezeichnet man üblicherweise ionisierende Strahlung,

die im Detektor nachgewiesen wird, obwohl sie nicht zum eigentlichen Signal gehört. Die relevantesten Untergrundquellen bei Verwendung des Detektors an einer Forschungsneutronenquelle sollen im Folgenden erörtert werden:

- **Ionisierende Strahlung, deren Ursprung im Detektor selbst liegt (intrinsisch)** entsteht durch die natürliche Radioaktivität (vorwiegend α -Strahlung) der im Detektor verwendeten Materialien. Diese reagiert, analog zu den Konversionsprodukten des Neutronennachweises, im Proportionalzählrohr und ist folglich schwer von diesen unterscheidbar. Einziges Kriterium zur Unterscheidung ist die im Detektor nachgewiesene Energie. Ursprung dieser Strahlung sind Unreinheiten der verwendeten Materialien, in denen zum Teil auch radioaktive Isotope wie Radon, Thorium oder Bismut vorhanden sein können.
Zusätzlich zu solchen Verunreinigungen kann die Aktivierung des Detektormaterials durch die nachzuweisende Neutronenstrahlung zu einer Aktivierung des Materials führen. Bei Experimenten mit ultrakalten Neutronen ist ein solcher Effekt jedoch vernachlässigbar, da ultrakalte Neutronen im Gegensatz zu kalten und thermischen Neutronen nicht tief in Materie eindringen können.
- **Schnelle und thermische Neutronen (extern)**, haben verglichen mit UCNs eine deutlich kleinere Wahrscheinlichkeit in Materie absorbiert zu werden, wodurch auch die Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor sehr klein ist. An einer Forschungsneutronenquelle tritt Neutronenuntergrund jedoch in sehr hohem Maße auf, weshalb sie eine nicht zu vernachlässigende Komponente des Detektoruntergrunds darstellen. Möglichkeiten der Reduktion dieser Art Untergrund ist die Verkleinerung der aktiven Fläche des Detektors (Borschicht) auf ein Minimum und eine ausreichende Abschirmung des Experiments gegen Neutronen.
- **Gamma-Strahlen (extern)** können durch Photo- oder Compton-Effekt ebenfalls Energie im Detektor deponieren und so Ionisationen verursachen. Da Gamma-Strahlen selten all ihre Energie in einer Reaktion abgeben wird meist nur ein Bruchteil ihrer Energie im Detektor nachgewiesen. Deshalb sind Signaturen von Gamma-Strahlung vor allem im niedrigen Energiebereich (unterer Bereich des Spektrums) zu finden.

3.2 Analoge Signalverarbeitung

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit dem Prinzip der elektronischen Verarbeitung der Detektorsignale. Ein typische Konfiguration ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Im Folgenden soll kurz auf die entscheidenden Komponenten dieses Systems eingegangen werden.

3.2.1 Spannungssignal eines Proportionalzählrohrs

Bei der Detektion von Ionen im Proportionalzählrohr entsteht durch Primärionisation und anschließender Gasverstärkung eine der Energie des eintreffenden Ions proportionale Menge an Elektron-Ion-Paaren (siehe Abschnitt 3.1.2). Der Großteil dieser Paare entsteht, wie bereits diskutiert, in der Nähe des Zählrahtes. Die meisten Elektronen haben so einen kurzen Weg zur Anode (typischerweise einige μm), wohingegen die Ionen im elektrischen Feld bis zur Kathode driften. Die Arbeit, die das Feld dabei an den Ionen und den Elektronen leistet, führt unter der Annahme, dass der Detektor als isolierter, geladener Kondensator

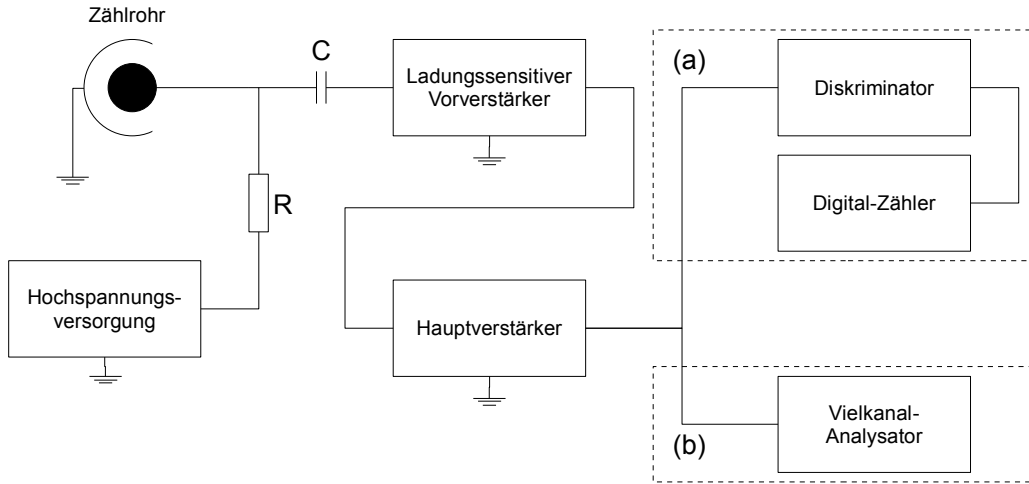


Abb. 3.7: Typischer Aufbau für die elektronische Auslese eines Proportionalzählrohrs.

betrachtet wird, zu einem Absinken der Spannung im Detektor. Für die gesamte Spannungsänderung ergibt sich in Summe (siehe zum Beispiel [13]):

$$\Delta U = -\frac{Q}{C_{det}}. \quad (3.15)$$

Hierbei ist C_{det} die Kapazität des Detektors inklusive aller parasitären Kapazitäten (Durchführungen, Kabel, etc.) bis zu dem Punkt, an dem die Spannung gemessen wird. Die Ladung Q ist die Summe der Ladungen aller im Detektor erzeugten Ionen, die wie bereits diskutiert proportional zur Energie der eintreffenden geladenen Teilchen ist.

Der zeitliche Verlauf des Absinkens der Spannung ergibt sich aus der Betrachtung der Ladungsträger im elektrischen Feld des Detektors. Aufgrund des kurzen Weges der Elektronen zur Anode und ihrer großen Mobilität wird an ihnen nur wenig Arbeit verrichtet, weshalb ihr Beitrag zum Gesamtsignal im Folgenden vernachlässigt werden kann. Ein Ion, das in direkter Umgebung des Zählrohrs erzeugt wird, erfährt zunächst aufgrund der $1/r^2$ -Abhängigkeit des elektrischen Feldes eine große Beschleunigung, die mit zunehmendem Abstand zur Anode abnimmt. Somit ergibt sich für den zeitlichen Verlauf der Spannung am Detektor ein anfangs starker Abfall der zunehmend abflacht. Unter der Annahme, dass alle Elektron-Ion-Paare an der Oberfläche des Zählrohrs erzeugt werden und die Änderung der Spannung klein ist ($U \gg \Delta U$) kann dieser Sachverhalt analytisch beschrieben werden (siehe z.B. [13]):

$$\Delta U(t) = -\frac{Q}{2 \cdot C \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \cdot \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right), \quad t_0 = \frac{a^2 \ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2\mu^+ U_0}. \quad (3.16)$$

t_0 ist hier eine charakteristische Zeit, die den Spannungsabfall für kleine Zeiten bestimmt und μ^+ die Beweglichkeit der Ionen ($\mu_{Argon}^+ \simeq 1,7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, [13]). Diese gesamte Sammelzeit ergibt sich aus der Berechnung der Zeit, nach der das Ion die Kathode erreicht:

$$T = t_0 \left(\frac{b^2}{a^2} - 1 \right). \quad (3.17)$$

Für typische Geometrien sind $t_0 \simeq 1 \text{ ns}$ und $T \simeq 1 \text{ ms}$.

Zur elektronischen Registrierung dieses Pulses ist eine Messung der Spannung notwendig. Hierfür kann der Detektor nicht mehr als isoliert betrachtet werden. Insbesondere ist

die Einkopplung der Hochspannung an den Anodendraht zu berücksichtigen. Diese wird normalerweise über einen großen Widerstand von einigen $M\Omega$ realisiert, über die das Spannungssignal abgegriffen wird. Die Kapazität des Detektors und dieser Widerstand bilden einen Hochpassfilter durch dessen Dimensionierung ($\tau = R \cdot C_{det}$) die Länge des Pulses variiert werden kann. Je kürzer der Puls ist, so geringer ist die maximale Spannung im Peak des Pulses wodurch nicht die gesamte Ladung detektiert wird. Da jedoch ein Großteil der Spannung bereits zu Beginn des Pulses aufgebaut wird, kann dieses Verhalten ausgenutzt werden um Spannungsüberlagerungen ("Pileups") bei hohen Zählraten zu vermeiden.

3.2.2 Ladungssensitiver Vorverstärker

Häufiger als die direkte Auslese der Spannung ist die Verwendung einer ladungssensitiven Verstärkerschaltung, da diese ein von der Kapazität des Detektors näherungsweise unabhängiges Signal liefert. Im Folgenden soll das Konzept dieser Sorte Vorverstärker und seines Ausgangssignals anhand eines idealisierten Modells erläutert werden.

Das Konzept eines ladungssensitiven Vorverstärkers beruht darauf, dass mit einer Verstärkerschaltung über den Stromfluss aus dem Detektor integriert wird (siehe Abbildung 3.8). Für diesen Strom gilt:

$$I(t) = C_{det} \frac{dU(t)}{dt} = -\frac{Q}{2 \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \cdot \frac{1}{t_0 + t} \quad (3.18)$$

Für die gesamte Sammelzeit der Ionen im Detektor (T) ergibt sich für dieses Integral gerade die Ladung Q der im Detektor erzeugten Ionen. Hierbei wird zunächst angenommen, dass der Strom vom Detektor ohne Widerstand in die Verstärkerschaltung fließt und die Eingangsimpedanz des Verstärkers unendlich groß ist. Dadurch wird die gesamte Ladung auf dem Kondensator C_f integriert. Unter Verwendung eines idealen Operationsverstärkers stellt dessen Eingang eine virtuelle Masse dar und am Ausgang ergibt sich die Spannung

$$U_{out}(t) = \frac{dQ(t)/dt}{C_f} = \frac{1}{C_f} \cdot \int_0^t I(t') dt' \quad (3.19)$$

Somit stellt sich nach der gesamten Sammelzeit eine Spannung von $U_{out}(T) = -Q/C_f$ ein. Dies bedeutet, dass die Amplitude des Ausgangssignals abhängig von der gesammelten Ladung durch die Dimensionierung der Integrationskapazität eingestellt werden kann. Typische Werte sind von der Größenordnung V/pC , was einer Integrationskapazität von einigen pF entspricht.

Da die Ladung am Kondensator nach Erreichen der Maximalamplitude nicht abfließen kann, wird die Spannung am Ausgang der Verstärkerschaltung gehalten. Um dies zu verhindern, wird parallel zu C_f in der Regel noch ein Widerstand R_f geschaltet, der die Entladung des Integrationskondensators ermöglicht. Hieraus ergibt sich eine Zeitkonstante

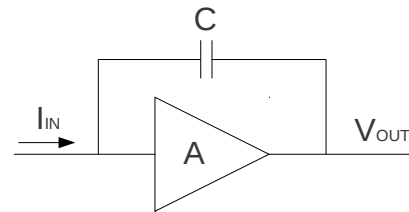


Abb. 3.8: Vereinfachte Darstellung eines integrierenden Vorverstärkers. Dieses Konzept ist die Grundlage für den ladungssensitiven Vorverstärker.

$\tau = R_f \cdot C_f$ für die Integration. Für die Ausgangsspannung folgt daraus:

$$U_{out}(t) = \frac{1}{C_f} \cdot \int_0^t I(t') e^{-\frac{t-t'}{\tau}} dt'. \quad (3.20)$$

Für große Integrationszeiten ($\tau \gg T$) ergibt sich keine nennenswerte Änderung in der Signalamplitude. Das Maximum von U_{out} wird am Ende des Stromflusses erreicht, worauf ein exponentieller Abfall des Signals folgt. Liegt die Integrationszeit τ unterhalb der gesamten Signaldauer T , wird nur noch ein Teil der Ladung nachgewiesen. Für noch kürzere Integrationszeiten ($\tau \simeq t_0$) ergibt sich eine starke Abhängigkeit des zeitlichen Signalverlaufs von der Dauer des Stromflusses. Bei realen ladungssensitiven Vorverstärkern wird zur Einkopplung des Detektorsignals häufig ein Kondensator verwendet (AC-Kopplung), sowie ein großer Widerstand zur Verbindung der Hochspannung benutzt (siehe Abbildung 3.7). Dies führt dazu, dass nur vergleichsweise große Änderungen der Spannung am Detektor einen Stromfluss in den Vorverstärker bewirken, wodurch nur über den Beginn des in Gleichung (3.18) betrachteten Stromflusses integriert wird. Somit wird durch Verwendung eines ladungssensitiven Vorverstärker immer nur ein Teil der gesamten Ladung nachgewiesen. Dieser Anteil ist im Allgemeinen abhängig von der Anstiegszeit des Signals am Detektor. Sofern für verschiedene Ladungen annähernd die gleiche Signalform erreicht wird, bleibt die Proportionalität des Vorverstärkersignals von der nachgewiesenen Ladung, sowie die Unabhängigkeit von der Kapazität des Detektors näherungsweise erhalten.

3.2.3 Hauptverstärker

Der Hauptverstärker dient dazu, das Signal für die Auslese durch digitale Elektronik aufzubereiten. Das Signal eines Vorverstärkers hat häufig einen großen Rauschanteil. Hinzu kommt, dass das eigentliche Signal in der Regel nur einige 100 mV beträgt. Der Eingangsbereich eines Vielkanalanalysators beträgt jedoch in der Regel 5 oder 10 V. Der Hauptverstärker ("Shaping Amplifier") erfüllt bei der Aufbereitung dieses Signals folgende Funktionen:

- **Filtern der interessanten Frequenzen** durch mehrere einstellbare Hoch- und Tiefpassfilter. Diese werden über die sogenannte Shaping-Time so eingestellt, dass das Signal des Vorverstärkers diese Filterstufen passieren kann, das höherfrequente Rauschen jedoch nicht.
- **Pulsformung** ist eng mit der mit der Frequenzfilterung verbunden, da die durch die Filterstufen transmittierten Signale beim Passieren dieser geformt werden. Übliche Pulsformen sind gaussförmig, semi-gaussförmig oder trapezoidal und näherungsweise unabhängig von der genauen Form des Eingangssignals. Ihre Breite (typischerweise einige μs) skaliert mit der Shaping-Time.
- **Verstärkung des gefilterten Signals** ermöglicht das Anpassen der Signalamplitude an den Eingangsbereich der weiteren Ausleseelektronik. In den meisten Fällen wird hierbei eine lineare Verstärkung gewählt, um die Energieinformation über die Ereignisse nicht zu verlieren.

Ein solcher Shaping-Amplifier wird in der Regel über ein CR-Glied (Differentiation), sowie mehrere RC-Glieder (Integration) oder alternativ aktive Filterstufen realisiert, die eine dreiecksähnliche Bandbreitenfilterung bewirken. Anschließend wird die Amplitude des so entstandenen Signal noch durch eine lineare Verstärkerstufe angepasst. Die einstellbare

Shaping-Time dient hierbei der Justage der gekoppelten Zeitkonstanten für Differentiation und Integration.

Durch diesen Mechanismus ist auch der Hauptverstärker sensitiv auf die Form des Eingangssignals. So sollte die Anstiegszeit des Eingangssignals die Shaping-Time nicht übersteigen, die gesamte Pulsdauer hingegen größer sein.

Insgesamt dient der Hauptverstärker also der Verbesserung des Signal-zu-Rausch Verhältnisses und der Verbesserung des Auflösungsvermögens in spektroskopischen Aufbauten durch Anpassung der Signalamplitude an den optimalen Messbereich. Bei der Verwendung von Vorverstärkern mit langen Integrationskonstanten wird durch die Pulsformung zudem die Wahrscheinlichkeit für Pileups gemindert. Die Shaping-Time ist dabei der Charakteristik des Eingangssignals und den gegebenen Anforderungen anzupassen.

3.2.4 Digitale Auslese

Am Ende der Signalverarbeitung erfolgt die Digitalisierung der Pulsinformation. Dies geschieht entweder mit Hilfe eines Digital-Zählers oder eines Vielkanal-Analysators.

Ein Digital-Zähler zählt die an seinem Eingang eintreffenden Pulse mit Hilfe interner Register. Meist werden hierfür bereits konvertierte Logiksignale verwendet, die mit einem Einkanal-Analysator oder Diskriminator aus dem ursprünglichen Signal gewonnen werden. Diese bieten die Möglichkeit eine Schwelle für die minimale und eventuell eine maximale Pulshöhe einzustellen. Steigt die Spannung am Eingang über diese Schwelle (ohne die obere Schwelle zu überschreiten) wird kurzes (einige 10 ns) Logiksignal erzeugt. Diese können dann im Digital-Zähler gezählt werden. Die meisten Digital-Zähler besitzen zudem eine interne Uhr, die es ermöglicht entweder parallel die Messzeit zu bestimmen oder das Zählregister nach einer bestimmten Zeit zurückzusetzen. Dadurch sind mit dieser Konfiguration Ratenmessungen möglich, die über eine Schnittstelle (sofern vorhanden) direkt mit einem Computer gespeichert und ausgewertet werden können.

Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung eines Vielkanalanalysators (MCA). Dieser bietet die Möglichkeit die Analogsignale (Hauptverstärker) direkt zu verarbeiten. Ein Vielkanalanalysator zeichnet sich dadurch aus, dass die Pulshöhe des Eingangspulses bestimmt und je nach dessen Höhe ein bestimmter Zähler erhöht wird. Daraus ergibt sich ein Histogramm, das das Pulshöhenspektrum repräsentiert. Meist sind solche Systeme direkt mit einem PC verbunden und die Daten werden parallel ausgelesen. Dadurch ist es möglich die für die jeweilige Messung interessanten Bereiche während oder auch nach der Datenaufnahme zu ändern und auszuwerten. Für eine Messung spektroskopischer Natur sind solche Vielkanalanalysatoren die einfachste Möglichkeit die relevanten Daten aufzunehmen. Aufgrund seiner Flexibilität bietet dieses System aber auch für einfache Ratenmessungen den Vorteil, dass die Einstellung der Schwellen änderbar ist und mit den aufgezeichneten Spektren eine Aussage über die Funktionstüchtigkeit des Detektors und des Auslesesystems getroffen werden kann. Für spektroskopische Anwendungen ist eine Eichung der MCA-Kanäle gegen die im Detektor nachgewiesene Energie notwendig, die die gesamte verwendete Elektronik einbezieht. Die einfachste Form einer solchen Eichung ist eine lineare Zuordnung von Kanälen zu Energie verbunden mit einem Offset, da die Nulllinie der Elektronik in der Regel nicht der Energienullpunkt darstellt.

3.2.5 Untergrundquellen

Die durch die Elektronik verursachten Untergrundquellen hängen von den direkten Betriebsparametern des Detektorsystems und von den darin verwendeten Bauteilen ab und sind somit als intrinsisch einzuordnen. Bei einem wie in Abbildung 3.7 dargestellten System sind die folgenden Untergrundquellen relevant:

- **Hochspannungsüberschläge** entstehen vorwiegend durch Leckströme im Detektor selbst oder in der Zuleitung der Hochspannung zum Detektor (Durchführungen, Kabel, elektronische Bauteile, Spannungsversorgungen, etc.). Da diese entweder direkt Ströme in der Ausleseelektronik verursachen oder eine Veränderung der Spannung am Detektor ändern, ist es möglich, dass diese von der Ausleseelektronik nicht von Neutronensignalen unterschieden werden können.
- **Rauschen der Ausleseelektronik** verursacht eine gaussförmige Schwankung der Nulllinie der Elektronik und wird durch alle verwendeten Elektronikkomponenten beeinflusst. Das Rauschen des Vorverstärkers steigt mit steigender Kapazität des Detektors und der Verbindungskabel an. Starke Ausschläge dieser Art können bis in den relevanten Bereich des Spektrums hineinreichen. Zudem wird hierdurch, wie in Abschnitt 3.1.3 bereits erwähnt, die Energieauflösung des Systems eingeschränkt.

Wie in Abschnitt 3.1.3 gezeigt wurde, reicht das Energiespektrum, das durch Neutronenkonversion in der Borschicht erzeugt wird, bis zu einer unteren Grenze der Energie 0. Durch Untergrundbeiträge von Gammastrahlung (siehe Abschnitt 3.1.4) und dem Rauschen der Elektronik (siehe oben) ist der Bereich niedriger Energie durch den Untergrund dominiert. Zu diesem Zweck wird in der Regel ein Energiebereich (Range of Interest, ROI) definiert, in dem sich nur Bereiche des Spektrums wiederfinden, in denen das Signal gegenüber den Untergrundeffekten möglichst deutlich überwiegt.

3.3 Beschreibung des neuen Detektordesigns

Auf Basis der von David Stadler in seiner Diplomarbeit [25] entwickelten UCN-Detektoren und den in Abschnitt 3.1 und 3.2 vorgestellten Grundlagen wurde ein weiterentwickeltes Design eines Detektors mit gleicher Funktionsweise konstruiert und umgesetzt. In diesem Abschnitt sollen zuerst das Design und die daraus erwarteten Verbesserungen vorgestellt werden.

Wie einleitend bereits erwähnt, benutzen beide Designs eine dünne Borschicht als Neutronenkonverter. Diese ist für einen Ausschnitt von 5 bis 7 m/s eines gemessenen UCN-Spektrums optimiert (siehe Tabelle 3.3 und Abbildung 3.2). Als Trägermaterial für diese Schicht wird eine 60 μm starke Folie aus AlMg3 verwendet. Diese hat verglichen mit reinem Aluminium einen geringen Anteil an Bor (siehe [4]), wodurch eine höhere Transmission erreicht wird. So ergibt sich für das in Abbildung 3.2 gezeigte Spektrum diese Schicht eine Transmissionswahrscheinlichkeit von 95,1 %. Für eine Folie aus reinem Aluminium wurde bei gleicher Dicke hingegen ein Wert von 93,4 %². Die Gesamteffizienz für die Neutronenkonvertierung ergibt sich durch Multiplikation mit der Effizienz der Borschicht zu 86,4 %.

²Diese Werte sind nach dem Gesetz von Lambert-Beer mit einer Target-Dichte von 2,7 g/cm³ berechnet. Die Extrapolation des Wirkungsquerschnitts erfolgt mittels des $1/v^2$ -Gesetzes aus den in [4] aufgeführten Werten für thermische Neutronen.

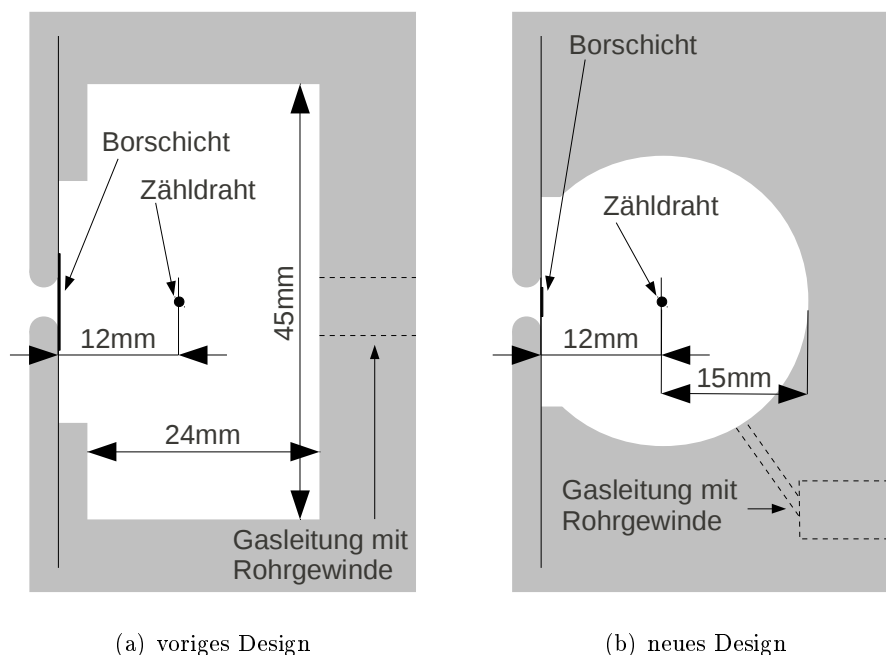


Abb. 3.9: Schematische Darstellung eines Querschnitts der verschiedenen Detektormodelle.

Für einen Einsatz des Detektors im Vakuum herrscht gegenüber der Umgebung Überdruck im Detektor, was eine starke Belastung für die dünne Eintrittsfolie bedeutet. Das verwendete AlMg₃ bietet hier gegenüber Aluminium, das bei mechanischer Belastung fließt, durch seine größere Festigkeit einen weiteren Vorteil.

Um den Untergrund durch schnelle und thermische Neutronen zu minimieren, ist die aktive Fläche, d.h. die Fläche, die durch die Borschicht abgedeckt ist, auf die minimal benötigte Größe von 110×3 mm reduziert.

Für das Material des Detektorgehäuses wurden in den vorigen Modellen Aluminium oder Messing verwendet. Hierbei hat sich Messing als die bessere Variante bezüglich des Detektoruntergrunds erwiesen. Messinglegierungen bestehen zu einem Großteil (in der Regel 60 - 80 %) aus Kupfer. Dies hat verglichen mit Aluminium im Mittel eine geringere Anzahl an radioaktiven Verunreinigungen, was eine Möglichkeit darstellt, diesen Unterschied zu erklären. Aufgrund dieser Erfahrungswerte wird das neue Detektormodell ausschließlich in Messing ausgeführt.

Für die Grundgeometrie des Detektors wird hier ein neuer Ansatz verfolgt und ein zylindrisches Volumen für das Proportionalzählrohr gewählt (siehe Abbildung 3.9(b)). Dies minimiert zum einen die Fläche der Innenwände, wodurch der intrinsische Detektoruntergrund durch radioaktive Verunreinigungen des Materials weiter vermindert werden soll. Ein weiterer zu erwartender Vorteil ist ein schnellerer Anstieg des Spannungssignals am Detektor beim Nachweis eines Ions im Proportionalzählrohr. Durch die annähernd rotationssymmetrische Bauform ist das Feld auch in größerer Entfernung zum Zählrohr bereits rotationssymmetrisch. Bei einer wie in Abbildung 3.9(a) dargestellten Detektorgeometrie ist dies nicht der Fall, wodurch eine Abhängigkeit der Gasverstärkung und der Driftzeit der Elektronen vom Ursprungsort der Primäriodisation entstehen kann. Da die aus der Primäriodisation entstehende Elektronenwolke bei ihrer Bewegung zum Zählrohr auseinander driftet ist nicht zu erwarten, dass sich dieser Effekt nachhaltig in einer schlechteren Energieauflösung niederschlägt. Es ist jedoch zu erwarten, dass durch diesen Effekt die

Zeit, während der die von einer Primärionisation ausgehenden Elektronen den Bereich der aktiven Gasverstärkung erreichen vergrößert wird. Hierdurch wird, wie in Abschnitt 3.2.2 erläutert, der von einem ladungssensitiven Vorverstärker registrierte Anteil der Ladung und damit dessen Ausgangsamplitude verringert. Für zylindrisches Detektorvolumen sollte sich hierdurch also eine größere Ausgangsamplitude am Vorverstärker und somit ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis ergeben.

Der Abstand des Zähldrahtes zur Borschicht wurde gegenüber dem vorigen Design nicht verändert. Dieser wurde so gewählt, dass die aus der Borschicht entkommenden Ionen ihre gesamte Energie vor dem möglichen Erreichen des Zähldrahtes abgegeben haben (siehe hierzu Tabelle 3.4). Ein zusätzlicher Abstand von 5 mm sorgt dafür, dass alle aus der Primärionisation entstandenen Elektronen die volle Gasverstärkung erfahren. Andernfalls würde sich für große Ionenreichweiten eine Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Eintrittswinkel in die Gasphase ergeben was wiederum zu einer Verschmierung des Pulshöhenspektrums und Effizienzverlusten führen würde.

In der Mitte des Gasvolumens ist der Zähldraht montiert. Dieser wird auf der einen Seite durch Anlöten direkt an eine SHV-Durchführung gehalten. Über diese Durchführung kann an den Zähldraht die benötigte Hochspannung angelegt und das Detektorgehäuse mit dem 0V-Potential der Elektronik verbunden werden. An der anderen Seite wird der Zähldraht durch einen gegenüber dem Gehäuse isolierten Einschrauber gehalten, an dem dieser ebenfalls eingelötet wird. Die Lötstellen sind zur Vermeidung von hohen Feldgradienten (an Spitzen im Lötzinn) isoliert. Bei den Vorgängermodellen wurde als Zähldraht ein goldbeschichteter Wolfram-Draht der Dicke $25\ \mu\text{m}$ verwendet. Die Goldbeschichtung soll hierbei verhindern, dass der Draht oxidiert. Im aktuellen Design wird hier ein $15\ \mu\text{m}$ dicker Zähl draht aus gleichem Material benutzt. Hierdurch soll eine höhere Gasverstärkung erreicht werden. In Abschnitt 3.1.2 wurde der Effekt eines dünneren Zähl drahtes bereits diskutiert. In Abbildung 3.4 lässt sich erkennen, dass durch die vorgenommene Reduzierung des Drahtdurchmessers, die benötigte Spannung für eine bestimmte Gasverstärkung deutlich reduziert werden kann.

Die Länge des Gasvolumens ist maßgeblich durch die Breite der aktiven Fläche beeinflusst. Liegen die Konvertierungspunkte innerhalb der Borschicht direkt an den Rändern dieser, kann es vorkommen, dass das in die Gasphase gelangende Ion eine Ionisationsspur genau in Richtung der Seitenwand erzeugt. Deshalb muss sichergestellt sein, dass in diesem Bereich keine starken Verformungen des elektrischen Feldes durch die Seitenwände auftreten und die Isolation des Zähl drahtes noch nicht in diesem Bereich liegt, um Verluste an Effizienz oder Energieauflösung zu vermeiden. Mit einer Zylinderlänge von 19 cm abzüglich jeweils 1 cm für die isolierten Halterungen beziehungsweise Durchführungen des Zähl drahtes, kann in der neuen Geometrie also die Breite der aktiven Fläche mit bis zu 15 cm gewählt werden. Als einzige Änderung muss hierfür der Eintrittsschlitz des Detektors auf die entsprechende Breite erweitert werden.

Insgesamt wird also eine Verkleinerung des Gesamtvolumens, sowie der Innenfläche des Zählrohrvolumens erzielt. Hierdurch wird der Untergrund durch externe ionisierende Strahlung vermindert. Die mit diesen Maßnahmen verbundene Erhöhung der Kapazität des Detektors kann dabei vernachlässigt werden, da diese von der Kapazität der HV-Durchführung und Verbindungskabel dominiert ist.

Der Detektor wird ständig mit dem verwendeten Detektorgas gespült, womit Alterungseffekte des Zähl gasses vermieden werden können. Zu diesem Zweck werden vakuumdichte Einschrauber mit konischen Gewinden für den Gasanschluss verwendet. Die Gewinde für die Einschrauber der Gaszu- und -ableitung ragen im aktuellen Design nicht mehr direkt in das Detektorvolumen, sondern sind über schmale Bohrungen, die in den Seitenbe-

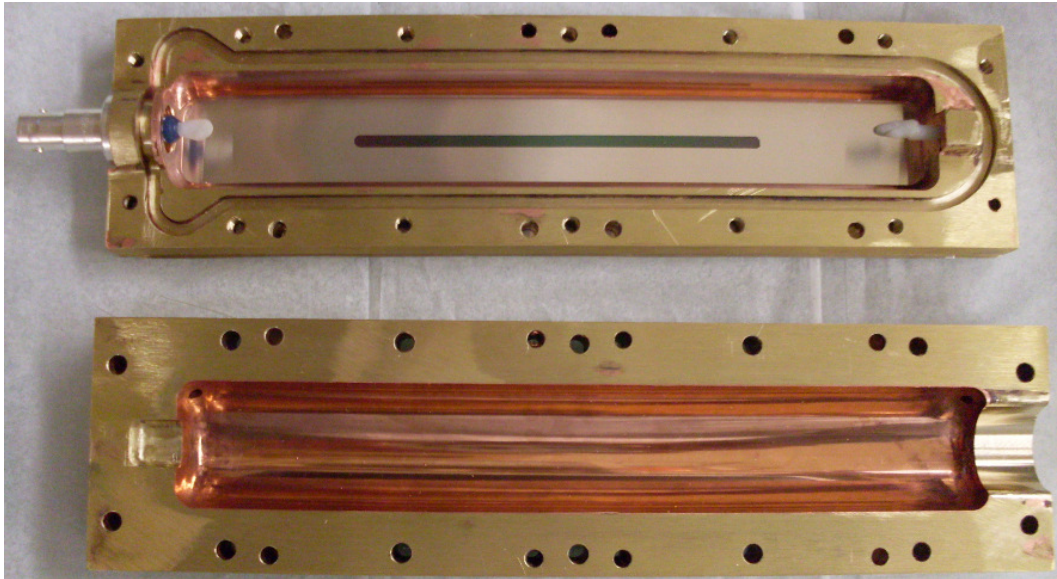


Abb. 3.10: Fotografie der Detektorhalbschalen des kupferbeschichteten Detektors.

reich reichen, mit diesem verbunden. In diesem Bereich ist der Zähldraht isoliert, da hier keine relevanten Ereignisse zu erwarten sind. Zudem wird durch die dünneren Bohrungen im Gehäuse eine zusätzliche Quelle von Störungen des elektrischen Feldes und Hochspannungsüberschlägen innerhalb des Detektorgehäuses minimiert.

Zusammenfassend sind folgende Effekte durch das veränderte Detektordesign zu erwarten:

- Größere Gasverstärkung (bietet die Möglichkeit die Hochspannung zu reduzieren),
- Geringerer intrinsischer Untergrund,
- Geringerer Experimentuntergrund.

Unter Berücksichtigung aller oben erwähnten Designparameter wurde dieser Detektor konstruiert und ausgeführt.

Eine weitere Ausführung enthält eine experimentelle Erweiterung zur weiteren Reduktion des intrinsischen Untergrunds. Hierfür wurden die Innenflächen des Gasvolumens mit 30 μm reinem Kupfer galvanisch beschichtet. Da Kupfer wie bereits geschildert einen sehr geringen Anteil an radioaktiven Verunreinigungen enthält, kann hierdurch eventuell der Beitrag dieser zum Untergrund weiter reduziert werden. Die Schichtdicke ist so gewählt, dass nur noch Alpha-Strahlung aus der Kupferschicht in den Detektor gelangen kann. Die Ergebnisse zur Charakterisierung beider Varianten werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

3.4 Tests des neuen Detektors

Das im vorigen Abschnitt vorgestellte Detektordesign wurde nach Fertigstellung am TES/PF2-Strahlplatz am ILL im Rahmen der Strahlzeit TEST1812 und der Strahlzeit 3-14-283, sowie

am Atominstitut der TU Wien getestet. Die Ergebnisse sollen im Folgenden vorgestellt werden.

Für alle hier vorgestellten Testmessungen wurde das Detektorsystem wie in Abschnitt 3.2 geschildert konfiguriert. Hierbei wurden teilweise verschiedene Vorverstärker mit unterschiedlichen Integrationskonstanten verwendet.

3.4.1 Bestimmung der optimalen Betriebsparameter

Zur optimalen Verwendung des Detektors bei geringen Zählraten ist die Kenntnis der optimalen Betriebsparameter entscheidend. Aus vorangegangenen Tests mit den Vorgängermodellen ist bekannt, dass das verwendete Zählgas bei Atmosphärendruck gut funktioniert. Diese Kenntnis ist bereits in das Design des Detektors eingeflossen, da bei der Wahl der Abmessungen des Detektors die Reichweite der Ionen im Zählgas, die im Allgemeinen dichteabhängig ist, berücksichtigt wurde.

Die zweite wichtige Betriebsgröße ist die Hochspannung und damit verbunden die Verstärkung im Hauptverstärker abhängig vom Eingangsbereich des Vielkanalanalysators. Hierbei ist darauf zu achten, dass der Detektor im Proportionalbereich betrieben wird. Ist dies nicht gewährleistet, so ist es nur noch schwer möglich aus einem gemessenen Pulshöhenspektrum sinnvolle Informationen über die Funktionsfähigkeit des Systems zu extrahieren und die Verluste durch die Wahl von Diskriminatorschwellen gering zu halten. Raumladungseffekte im Detektor sind eine weitere Problematik, die den Bereich verwendbarer Hochspannungswerte einschränken.

Um den verwendbaren Bereich der Hochspannung sinnvoll einzugrenzen wurde diese variiert und jeweils ein Pulshöhenspektrum aufgenommen. Der Messaufbau wurde zwischen den Messungen nicht verändert, so dass der Neutronenfluss über alle Messungen konstant war. Hierbei wurde nach Einstellung der Hochspannung die Verstärkung durch den Hauptverstärker jeweils so angepasst, dass der α 1-Peak (zweiter Hauptpeak) immer in ungefähr dem gleichen MCA-Kanal nachgewiesen wird. Die so gemessenen Pulshöhenspektren können so leicht verglichen werden.

Die in Abbildung 3.11 dargestellten Pulshöhenspektren weisen gegenüber der theoretischen Form (siehe Abschnitt 3.1.3) eine Verbreiterung und damit verbundene Erniedrigung der oberen Peaks auf. Ursächlich hierfür ist eine nicht optimal angepasste Shaping-Time des verwendeten Hauptverstärkers (siehe Abschnitt 3.2.3). An dieser Stelle sei angemerkt, dass ein solches Verhalten während des Einsatzes des Detektors im Experiment nicht vorlag.

Man erkennt, dass bei großer Hochspannung (> 800 V) Raumladungseffekte einsetzen. Dies lässt sich vor allem daran festmachen, dass der obere Hauptpeak gestört wird, während der untere die gleiche Form, wie bei niedrigerer Spannung aufweist. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die im Detektor getrennte Ladung, für die gezeigten Hochspannungswerte, erst für den α 1-Peak die Grenze, ab der Raumladungseffekte auftreten, übersteigt. In diesem Fall wird das elektrische Feld, durch das die Elektronen im Detektor zur Anode beschleunigt werden, durch die zur Kathode driftende Anodenwolke abgeschirmt. Hieraus resultiert eine geringere Gasverstärkung. Dies führt zu einer Verbreiterung und Verformung des zweiten Hauptpeaks, wie sie in Abbildung 3.11 zu sehen sind (900 und 1000 V).

Der untere Bereich der Hochspannung wird dadurch limitiert, dass bei sehr kleiner Gasverstärkung (< 400 V) des Detektors das elektronische Rauschen zunehmend das Spektrum beeinflusst und der untere Hauptpeak zu kleineren Werten verschoben wird. In diesem Bereich kann nicht mehr effektiv zwischen Neutronensignal und Elektronik diskriminiert

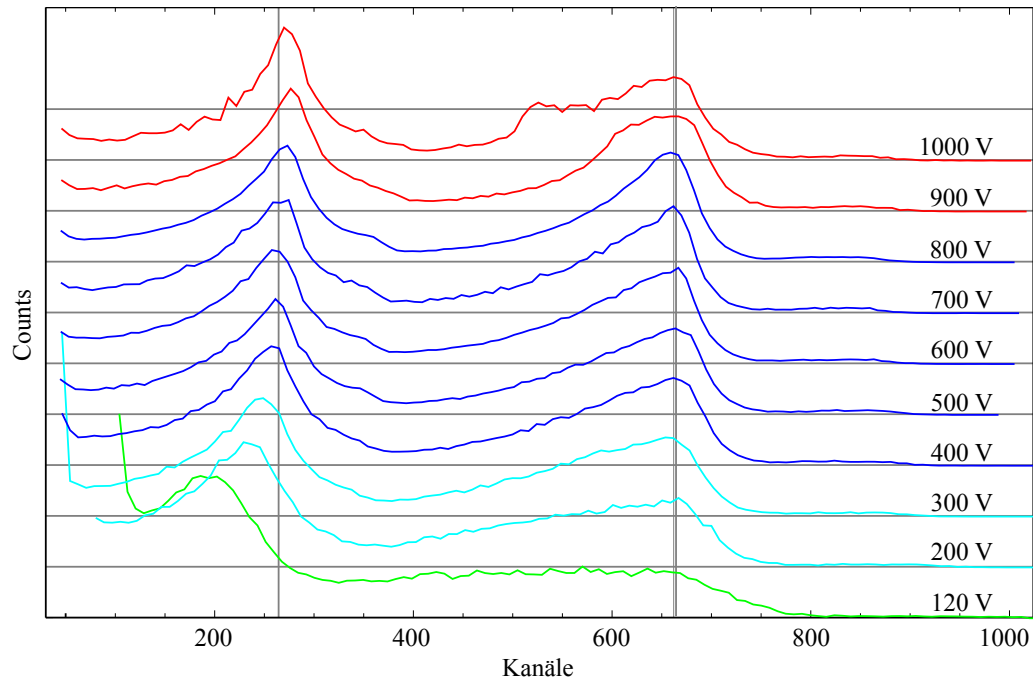


Abb. 3.11: Vergleich der Pulshöhenspektren bei verschiedenen Hochspannungen für die unbeschichtete Ausführung des Detektors. Alle Spektren wurden auf einen Integralwert von 1 normiert und jeweils 8 Kanäle zusammengefasst. Die so entstandenen Datenpunkte wurden zur besseren Übersicht verbunden.

Die rot dargestellten Pulshöhenspektren weisen Signaturen von Raumladungseffekten auf. Die grün und cyan dargestellten hingegen sind aufgrund der geringen Verstärkung stark durch das elektronische Rauschen gestört. Blau dargestellte Pulshöhenspektren repräsentieren den Bereich verwendbarer Hochspannungswerte.

werden.

Effektiv bleibt also ein Bereich von 400 - 800 V in dem der Detektor ungestört im Proportionalbereich betrieben werden kann. Hierbei lässt sich die Energieproportionalität dadurch erkennen, dass die beiden Hauptpeaks in diesem Bereich immer den gleichen relativen Abstand zueinander haben und die Form der Pulshöhenspektren unabhängig von der eingestellten Hochspannung ist.

Die gleiche Testreihe wurde ebenfalls mit der kupferbeschichteten Ausführung des Detektors durchgeführt. In dieser Messreihe konnte die Verschmierung des oberen Hauptpeaks durch die Wahl einer größeren Shaping-Time des Hauptverstärkers vermieden werden. Zudem wurden diese Spektren mit einem höheren Neutronenfluss aufgenommen, wodurch die Gesamtzahl an Ereignissen der einzelnen Spektren höher und der relative Anteil des elektronischen Rauschens geringer ist.

Abbildung 3.12 zeigt vergleichbare Ergebnisse für diese Ausführung des Detektors. Ein niedrigerer Spannungsbereich konnte in dieser Messreihe nicht abgedeckt werden, da der verwendete Hauptverstärker bereits bei 350 V seine maximale Verstärkung erreicht hat. Das Einsetzen von Raumladungseffekten lässt sich hier ebenfalls ab Hochspannungswerten von 900 V beobachten. Diese Grenze ist also für die verwendete Kombination aus Zählgas und Detektorgeometrie charakteristisch.

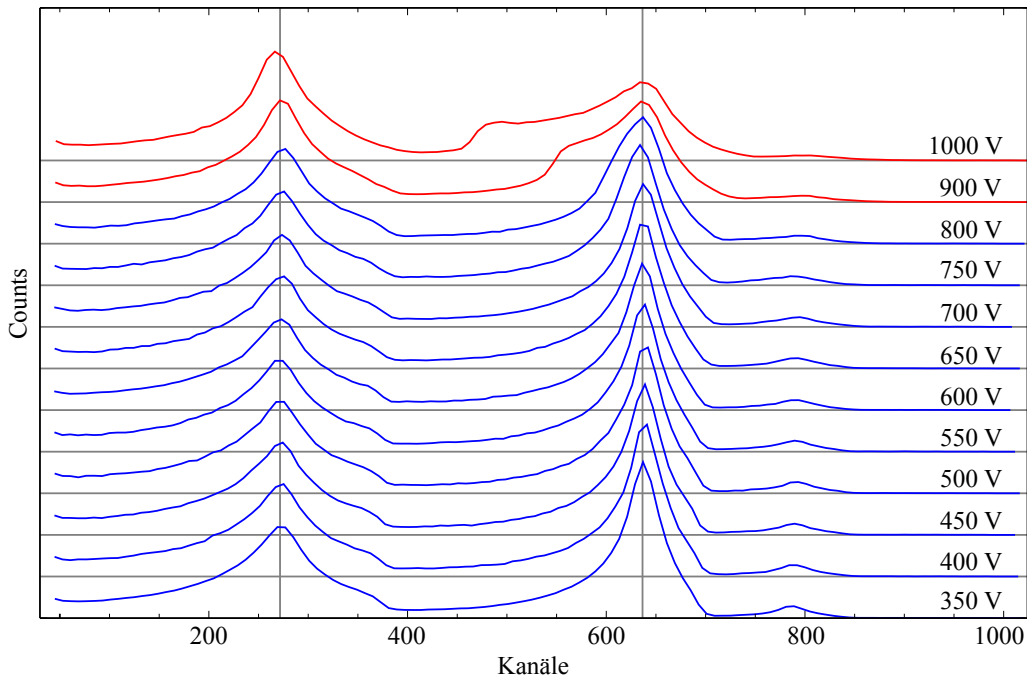


Abb. 3.12: Vergleich der Pulshöhenspektren bei verschiedenen Hochspannungen für die beschichtete Ausführung des Detektors. Alle Spektren wurden auf einen Integralwert von 1 normiert und jeweils 8 Kanäle zusammengefasst. Die so entstandenen Datenpunkte wurden zur besseren Übersicht verbunden.

Die rot dargestellten Pulshöhenspektren weisen Signaturen von Raumladungseffekten auf. Blau dargestellte Pulshöhenspektren repräsentieren den Bereich verwendbarer Hochspannungswerte.

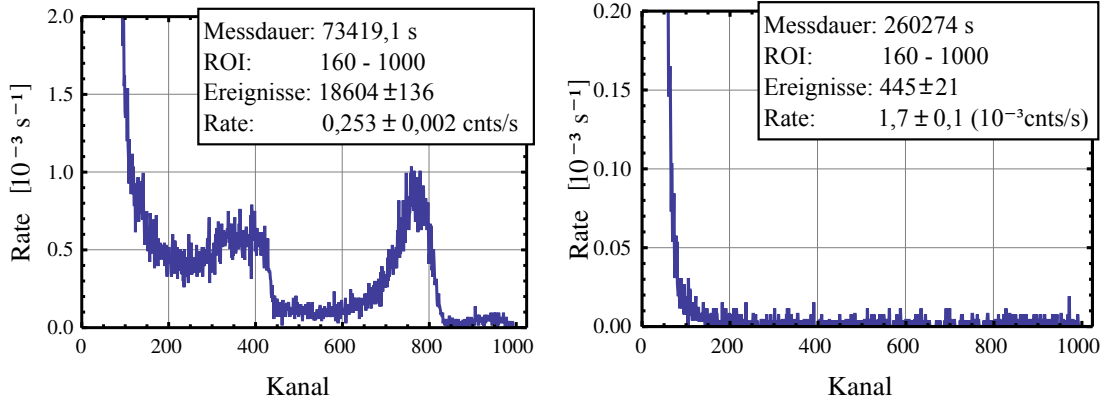
3.4.2 Untergrundmessungen

Wie zu Beginn dieses Kapitels bereits erwähnt, stellt eine geringer Untergrund des Detektorsystems eine zentrale Anforderung an das neue wie auch die vorigen Designs dar. Eine maßgebliche Komponente des Untergrunds im Experiment ist der intrinsische Detektoruntergrund, dessen Quelle allein im Detektor selbst und der verwendeten Elektronik lokalisiert ist.

Die Quantifizierung dieser Art von Untergrund bedarf zunächst einer Messung ohne externe Strahlungsquellen. Da dieser Test vor den Tests der Betriebsparameter am TES/PF2-Strahlplatz durchgeführt wurde, musste zunächst ein Satz verträglicher Betriebsparameter ermittelt werden, um sicherzustellen, dass der relevante Bereich des Spektrums aufgezeichnet wird.

Zum Test der möglichen Betriebsparameter wurde eine Plutonium-Beryllium-Quelle als Neutronenquelle eingesetzt. Durch dessen Positionierung in einem Wassertank wurden die von der Quelle emittierten schnellen Neutronen zum Teil zu thermischen Neutronen moderiert. Diese können mit dem Detektor schließlich mit einer Effizienz von ungefähr 1 % nachgewiesen werden.

Insgesamt ergab sich ein sehr geringer nachgewiesener Neutronenfluss. Die PuBe-Quelle und vor allem der Moderationsprozess im Wasser stellen hierbei eine intensive Quelle an Gamma-Strahlung dar. An der Position des Detektors wurde hierbei eine Dosisleistung von $30 \mu\text{Sv/h}$ durch Gamma-Strahlung gemessen. Ein solches Pulshöhenspektrum für eine Hochspannung von 700 V ist in Abbildung 3.13(a) dargestellt.



(a) Pulshöhenspektrum bei der Messung von durch Wasser moderierte Neutronen einer Plutonium-Beryllium-Quelle.

(b) Pulshöhenspektrum einer Untergrundmessung ohne externe Strahlungsquellen.

Abb. 3.13: Pulshöhenspektrum zum Test geeigneter Betriebsparameter und des intrinsischen Detektoruntergrunds.

Beide Spektren wurden mit einer Hochspannung von 700 V und der identischen Elektronik, sowie identischen Elektronikparametern aufgenommen. Die Angabe ROI (Range Of Interest) bezeichnet den Ausschnitt des Pulshöhenspektrums, in dem die Ereignisse als Neutronen gewertet werden. Die angegebene Anzahl an Ereignissen und die berechnete Rate beziehen sich auf diesen Bereich. Die Gesamtzahl an Ereignissen pro Kanal ist in eine Zählrate pro Kanal umgerechnet um die Spektren besser vergleichen zu können.

Trotz der oben genannten qualitativen Limitierung lassen sich die beiden Hauptpeaks, sowie der Peak des α -Teilchens aus dem zweiten Zerfallskanal (kleiner oberer Peak) deutlich erkennen. Wichtig ist hier zunächst, dass das gesamte Spektrum der Borschicht in diesem Pulshöhenspektrum enthalten ist. Im vorigen Abschnitt wurde zudem gezeigt, dass der verwendete Hochspannungswert einen Betrieb des Detektors im Proportionalbereich ohne Störungen gewährleistet.

Unter Verwendung der selben Parameter, gleicher Elektronik und Kabel konnte anschließend eine Untergrundmessung durchgeführt werden. Dieser wurde in einem Kellerraum des Atominstututs durchgeführt, während der dortige TRIGA-Reaktor nicht in Betrieb war. Somit gab es während dieser Messung keine relevanten externen Strahlungsquellen.

Das Pulshöhenspektrum dieser Messung ist in Abbildung 3.13(b) dargestellt. Für den relevanten Messbereich (Kanäle 160 bis 1000) zeigt sich ein intrinsischer Untergrund von $1,7 \cdot 10^{-3}$ cts/s.

Ein Vergleich der Abbildungen 3.13(a) und 3.13(b) zeigt, dass der Anstieg der Zählrate bei kleinen Kanälen, für die reine Untergrundmessung bei kleineren Kanälen einsetzt als bei der Messung an der PuBe-Quelle. Eine mögliche Ursache hierfür sind die von der Quelle emittierten und bei der Moderation der schnellen Neutronen in Wasser entstehenden Gammas. Da es sich bei diesen um potentielle Untergrundquellen handelt, wurde ein weiteres Pulshöhenspektrum mit einer Cobalt-Quelle aufgenommen um diesen Effekt weiter zu untersuchen. Bei dieser Quelle handelt es sich um eine reine Gamma-Quelle mit einem hohen Anteil an ^{60}Co , das Gammastrahlung mit einer Energie von 1,3 MeV emittiert. Die entsprechenden Messungen wurden in der Reaktorhalle des Atominstututs der TU Wien durchgeführt. Die Quelle hatte hierbei einen Abstand von ca. 20 cm zum Eintrittsfenster des Detektors, an dem eine Gamma-Äquivalentdosis von ungefähr $10 \mu\text{Sv/h}$ gemessen wurde.

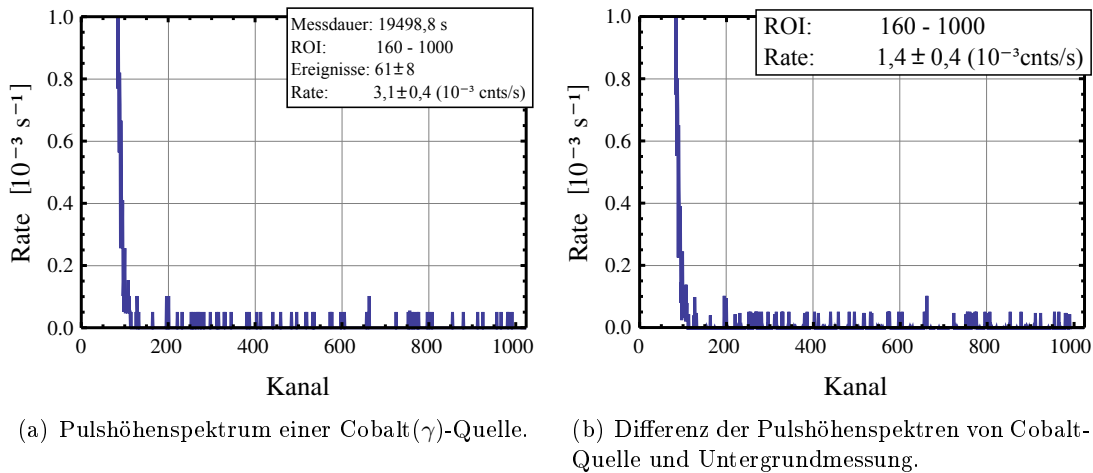


Abb. 3.14: Pulshöhenspektren zur Analyse des Beitrags von Gammastrahlung zum Detektoruntergrund.

Das Pulshöhenspektrum (a) wurde unter Verwendung der gleichen Parameter, wie die Pulshöhenspektren in Abbildung 3.13 aufgenommen. Die Ereignisse pro Kanal sind auch für dieses Spektrum in eine Zählrate umgewandelt um die Differenz (b) mit dem Untergrundspektrum (siehe 3.13(b)) bilden zu können.

Abbildung 3.14(a) zeigt das aus dieser Messung entstandene Pulshöhenspektrum. Dies lässt sich zunächst nur schwer von dem gemessenen Untergrundspektrum unterscheiden, weshalb es zweckmäßig ist die Differenz der beiden Spektren zu betrachten (siehe Abbildung 3.14(b)). Hier lässt sich nun erkennen, dass der Beitrag durch die Gamma-Strahlung insgesamt einen ähnlichen Anstieg der Zählrate bei kleinen Kanälen verursacht, wie dies für das Rauschen der Ausleseelektronik der Fall ist. Die Erhöhung der Zählrate im Bereich des relevanten Messbereichs (ROI) ist mit $1,7 \cdot 10^{-3}$ cnts/s ebenfalls nicht vernachlässigbar, jedoch lässt sich der Ursprung nicht allein auf Gamma-Strahlung zurückführen, da in der Reaktorhalle auch ein Untergrundbeitrag durch Neutronen zu erwarten ist.

Die starke Störung des an der PuBe-Quelle aufgenommenen Neutronenspektrums lässt sich so (wenigstens zum Teil) durch den hohen Gamma-Untergrund erklären. Das dieser deutlich weiter ins Spektrum hineinreicht, als dies im Pulshöhenspektrum der ^{60}Co -Quelle der Fall ist, lässt sich auf einen höherenergetischeren Anteil im Gamma-Spektrum zurückführen.

Die bisherigen Untergrundstudien mit der kupferbeschichteten Ausführung des Detektors zeigen nicht den gewünschten Effekt einer Reduktion des intrinsischen Detektoruntergrunds.

In Abbildung 3.15 ist zu erkennen, dass ein Peak bei Kanal 800 im Untergrundspektrum erkennbar ist. Dies lässt sich normalerweise auf Hochspannungsüberschläge im Detektor durch Verunreinigungen im Gasvolumen oder Verarbeitungsfehler zurückführen. Dies kann möglicherweise mit einem unsauberen Beschichtungsvorgang zusammenhängen. Eine weitere mögliche Ursache ist eine unzureichende Isolation der Lötstellen, mit denen der Zählendraht befestigt wurde. Die hier auftretenden Spitzen sind ebenfalls eine mögliche Ursache für Hochspannungsüberschläge.

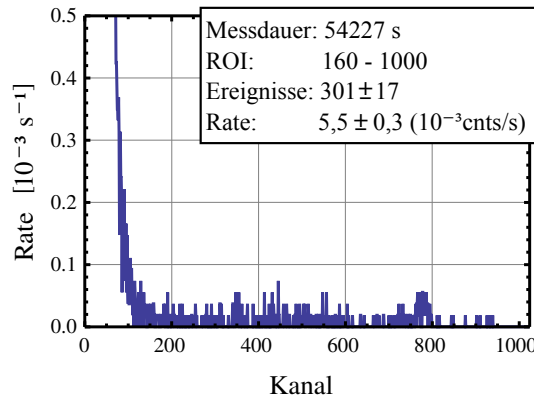


Abb. 3.15: Pulshöhenspektrum zur Messung des intrinsischen Untergrunds des beschichteten Ausführung des Detektors.

3.4.3 Effektive Nachweiseffizienz des Detektors

Anhand der Ergebnisse der vorigen Testmessungen mit diesem Detektor lässt sich abschließend die Gesamteffizienz abschätzen. Folgende Faktoren sind hierbei zu berücksichtigen:

- Transmission der Neutronen durch das Eintrittsfenster (AlMg3),
- Konversionseffizienz der Borschicht,
- Verluste durch Begrenzung des Messbereichs (Range of Interest).

Die kombinierte Effizienz der ersten beiden Faktoren wurden bereits in Abschnitt 3.3 zu $\varepsilon_{konv} = 86,4\%$ berechnet.

Zur Abschätzung der Verluste durch das Verwerfen bestimmter Bereiche des Spektrums muss der Neutronenanteil des verworfenen Bereichs abgeschätzt werden. Zu diesem Zweck wird das theoretische Spektrum der Borschicht an ein gemessenes Spektrum angelegt. Fitparameter sind hierbei die Norm des Spektrums und die Eichparameter (A und B) für die Umeichung der Kanäle in Energien. Ein einfaches Modell für eine solche Umeichung ist:

$$E(Ch) = A \cdot Ch + B.$$

Abbildung 3.16 zeigt das Ergebnis der Anpassung des theoretischen Spektrums an die Daten mit den Eichparametern:

$$A \simeq 1900 \text{ eV/Kanal}, \quad B \simeq 1,65 \cdot 10^5 \text{ eV}. \quad (3.21)$$

Die verwendeten Messdaten sind einer der Testmessungen zur Wahl der Betriebsparameter des beschichteten Detektors entnommen.

Das theoretische Spektrum wurde nach Gleichung (3.12) für eine Neutronengeschwindigkeit von 12 m/s, eine Schichtdicke von 220 nm und unter Berücksichtigung einer Energieauflösung von $\sigma_E = 3,6 \text{ keV}$ (siehe Gleichung 3.13), die der nominellen Energieauflösung des verwendeten Vorverstärkers entspricht.

Die Genauigkeit dieser Anpassung ist durch die Unkenntnis der genauen Energieauflösung des Messsystems und der exakten Neutronengeschwindigkeit stark limitiert, weshalb auf eine Fehlerrechnung verzichtet wird.

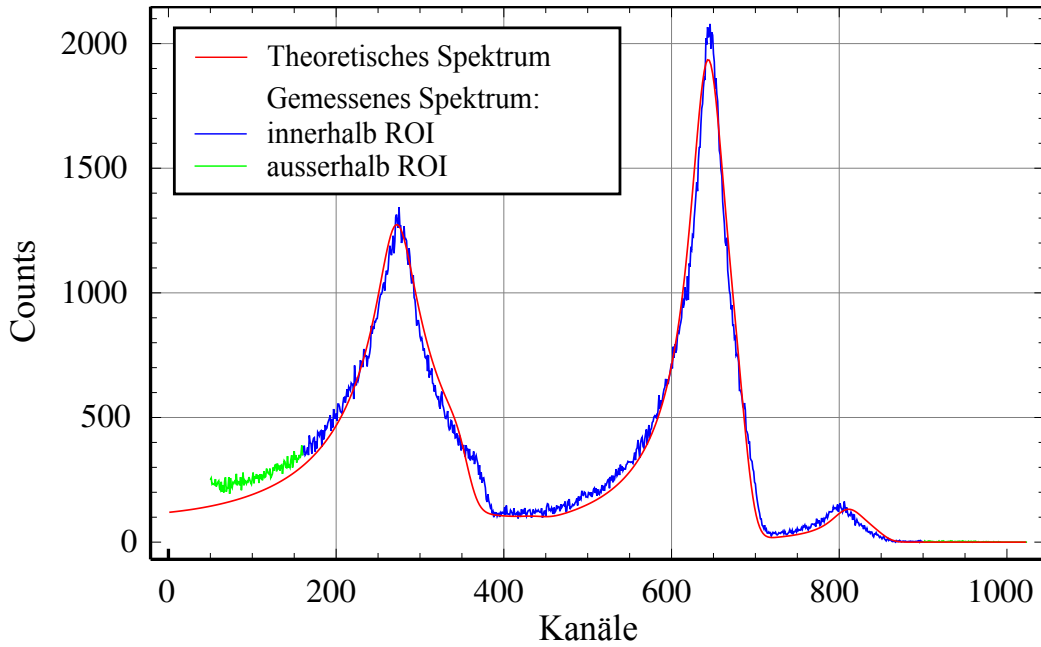


Abb. 3.16: Fit eines theoretischen Spektrums an ein gemessenes. Die blaue Kurve zeigt die gemessenen Datenpunkte innerhalb einer ROI von Kanal 160 bis 900.

Mit den gefundenen Eichparametern lässt sich somit eine Range of Interest in einen Energiebereich umrechnen. Für eine häufig verwendete ROI von Kanal 160 bis 900 ergibt sich ein Energieintervall:

$$[E_{min}, E_{max}] \simeq [470 \text{ keV}, 1870 \text{ keV}]. \quad (3.22)$$

Durch Integration des theoretischen Spektrum über dieses Intervall und Normierung auf das Integral über das gesamte Spektrum, ergibt sich der verwendete Anteil des Neutronenspektrums:

$$\varepsilon_{ROI} = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dN}{dE}(E) dE}{\int_0^{\infty} \frac{dN}{dE}(E) dE} \simeq 0.89. \quad (3.23)$$

Die Gesamteffizienz ergibt sich durch Multiplikation aller Beiträge zu:

$$\varepsilon_{ges} = \varepsilon_{konv} \cdot \varepsilon_{ROI} \simeq 77\%. \quad (3.24)$$

3.5 Einsatz des Detektors im Experiment

Die unbeschichtete Variante des Detektors wurde in dem in Kapitel 2 beschriebenen Experiment eingesetzt.

Um hier den Experimentuntergrund weiter zu reduzieren, wurden zusätzliche Abschirmungen verwendet. Diese besteht zunächst aus einer 1 cm dicken Abschirmung aus Borgummi direkt um den Detektor. Des weiteren wurden um das Vakuumgehäuse weitere Abschirmungen aus Polyethylen und Borgummi installiert, so dass diese, aus dem Reaktor emittierte schnelle Neutronen absorbieren. Das Polyethylen moderiert schnelle Neutronen, so dass

diese mit höherer Effizienz in einer folgenden Borgummi-Schicht absorbiert werden können.

Die Hauptquelle für Gamma-Strahlung stellt die UCN-Quelle selbst dar, da hier Neutronen absorbiert werden. Eine zusätzliche Bleiwand in Richtung der Quelle (durch die das Strahlrohr zum Experiment geführt wird) reduziert die hier emittierte Gamma-Strahlung. Es ergibt sich ein Untergrund von $(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} s^{-1}$ im beschriebenen Experiment³.

3.6 Bewertung der bisherigen Ergebnisse

Die Messungen zur Charakterisierung des Detektors haben gezeigt, dass das neue Design die geforderten Designziele im Wesentlichen erfüllt hat. Durch eine erhöhte Gasverstärkung und damit verbundene Reduktion der Hochspannung für den optimalen Betriebsbereich des Detektors, sowie eine Verringerung der Innenfläche des Detektors konnte der intrinsische Untergrund gegenüber den Vorgängermodellen gesenkt werden. Für den Experimentuntergrund konnten ebenfalls sehr gute Werte von $(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} s^{-1}$ erreicht werden. Aufgrund der geringen zu erwartenden Transmission im Experiment von nur wenigen $10s^{-1}$ ist dies eine besonders wichtige und Verbesserung des Detektorsystems.

Die Auswirkungen einer Kupferbeschichtung des Innenvolumens des Detektors kann aufgrund der angesprochenen Probleme noch nicht abschließend beurteilt werden. Für abschließende Tests ist eine Überprüfung und Nachbearbeitung dieses Modells erforderlich. Die theoretische Effizienz des Detektors von 77% erreicht annähernd Werte, wie diese für typische Helium-Detektoren (ca. 80 %) üblich sind. Trotzdem ergeben sich allein durch die Diskriminierung der Pulshöhe Effizienzverluste von ca. 10 %. Somit stellt die erreichte Effizienz einen insgesamt guten Wert dar, es besteht jedoch noch Spielraum diese zu verbessern.

Eine Erhöhung der Nachweiseffizienz unter Beibehaltung geringer Untergrundwerte ließe sich durch eine deutliche Reduktion des elektronischen Rauschens und Gamma-Untergrunds realisieren. Eine mögliche Maßnahme wäre hierbei eine direkte Kopplung von Vorverstärker und Detektor. Dadurch könnten parasitäre Kapazitäten (durch Kabel, Durchführungen etc.) eliminiert und dadurch das Rauschen des Vorverstärkers verringert werden. Dies bringt jedoch auch den Nachteil eines deutlich höheren Aufwands bei der Instandhaltung und Handhabung des Systems mit sich.

Tabelle 3.5 liefert abschließend einen Überblick über die wesentlichen Eigenschaften der für das qBounce-Projekt entwickelten Detektoren.

³Der angegebene Wert für den Experimentuntergrund bezieht sich nur auf einen Teil der gemessenen Daten, die mit einem wie in diesem Kapitel beschriebenen Messsystem aufgenommen wurden.

	2008	2009	2010
Geometrie	quaderförmig		zylindrisch
Gehäusematerial	Messing oder Aluminium		Messing
Zählrohrradius	12,5 μm		7,5 μm
Außenradius	12 - 22,5 mm		12 - 15 mm
maximal mögliche Breite des Eintrittsfensters	\sim 130 mm		150 mm
Dicke der ^{10}B -Schicht	< 200 nm	200 nm	220 nm
Aktive Fläche	3×110 mm		
Material des Eintrittsfensters	Al	hochreines Al	AlMg3
Betriebsbereich HV	800 - 1200 V		400 - 800 V
intrinsischer Untergrund [10^{-3}s^{-1}]	5 ± 1		$1,7 \pm 0,1$
gesamter Experimentuntergrund [10^{-3}s^{-1}]	7 ± 1		$2,0 \pm 0,3$

Tab. 3.5: Wichtige Designparameter und Betriebsgrößen der vorigen und aktuellen Entwicklungsstufe des UCN-Detektors für das qBounce-Experiment

Kapitel 4

Ein Sampling ADC basiertes System zur Datenaufzeichnung

In Kapitel 3 wurde im Abschnitt 3.2 bereits ein mögliches System zur Auslese eines Proportionalzählrohrs vorgestellt. Die Verwendung eines solchen Systems ist bei Zählratenexperimenten in den meisten Fällen ausreichend. Für das in Kapitel 2 beschriebene Experiment ergeben sich jedoch zusätzliche Anforderungen, die bei der Zusammenstellung eines Auslesesystems zu berücksichtigen sind.

So sollte das Auslesesystem ein vollständiges Protokoll über den Verlauf einer Messung liefern können. Wichtige zu sammelnde Informationen sind hier zunächst die detektierten Neutronen im Experiment, der Detektoruntergrund und damit verbunden die Stellung der PF2-Turbine (siehe Abschnitt 2.3.1), der Neutronenfluss ins Experiment und der Vibrationszustand des Messsystems.

Aus der Tatsache, dass die ultrakalten Neutronen wechselweise verschiedenen Experimenten zur Verfügung gestellt werden, ergibt sich die Notwendigkeit der Überwachung, ob dies gerade der Fall ist. Bei der Verwendung eines Systems mit Vielkanalanalysator wird dies über ein Gate realisiert. Dabei misst der MCA nur dann, wenn das Gate aktiv ist. Wie bereits beschrieben, stellt das PF2-System hierfür verschiedene Signale bereit. Bei der Verwendung dieser ist zu beachten, dass sich nach Erhalt der Neutronen erst nach gewisser Zeit der maximale Neutronenfluss im Experiment einstellt. Bei der Verarbeitung der Signale sollte zudem rückwirkend überprüft werden können, ob es über die Dauer der Messung Unregelmäßigkeiten in der Signalgebung oder dem Umschaltvorgang zwischen den verschiedenen Experimenten gegeben hat. Bei der Verwendung eines einfachen Gates besteht diese Möglichkeit jedoch nicht.

Bei der alleinigen Registrierung der Pulshöheninformation lassen sich zudem Störungen nicht von echten Detektorsignalen abgrenzen, wodurch insbesondere bei kleinen Zählraten die Messergebnisse stark verfälscht werden können, da solche Effekte im Gegensatz zum elektronischen Rauschen nicht zwangsläufig regelmäßig auftreten.

In diesem Kapitel soll ein Auslesesystem vorgestellt werden, das mehr Möglichkeiten liefert auf die angesprochenen Problematiken einzugehen. Durch die zeitliche Aufzeichnung verschiedenster Signale soll damit ein möglichst vollständiger Satz an Daten gewonnen werden, aus dem der Verlauf der Messung rekonstruiert werden kann. Durch ein solches Verfahren können während der Messung auftretende Probleme schnell erkannt und ohne zusätzliche Verluste aus den Daten isoliert werden.

Durch die digitale Aufzeichnung der Detektorsignale sollen mögliche Störungen gefiltert werden und eine zusätzliche Zeitinformation dieser, sowie der Signale des PF2-Systems, soll es ermöglichen die Messung auf Unregelmäßigkeiten zu überprüfen.

Das Herzstück dieses Systems ist ein Sampling-ADC¹, kurz SADC, einer Entwicklung des Lehrstuhls E18, des Physik-Departments der TU München. Dieser wird unter anderem in der Datenaufnahme des COMPASS Experiments am CERN [18], sowie in der Positronen-Emissions-Tomographie [17] eingesetzt.

Im folgenden Abschnitt soll zunächst auf die Funktionsweise des SADC eingegangen werden. Anschließend soll der Nachweis der Detektor- und TTL-Signale mit diesem System beschrieben werden.

4.1 Funktionsweise des SADC

Bei der verwendeten Variante des SADC handelt es sich um ein VME-Modul mit 32 Eingängen (Kanäle), die jeweils mit einem 10bit-ADC versehen sind, der getriggert von einem internen Taktgeber (80 MHz) die Eingangsspannung in einen Digitalwert konvertiert. Der Eingangsbereich für die Spannung beträgt ca. 1,6 V und wird durch die ADCs in einem Wertebereich von 0 bis 1023 umgewandelt. Spannungen über der maximalen Eingangsspannung wird ein Wert von 1023 zugewiesen und eine angelegte Spannung von 0 V erhält hierbei einen Wert größer 0, wodurch auch kleine negative Spannungen nachgewiesen werden können.

Die dabei erzeugten Samples der Eingangsspannungen werden von insgesamt zwei FPGAs² verarbeitet. Wird für einen der Kanäle ein Trigger ausgelöst, so wird eine definierte Anzahl an Samples als Ereignis, zusammen mit weiteren Puls- und Zeitinformationen, in einem Speicher zur Auslese bereitgestellt. Das Auslesen des SADC selbst wird hier mit einem USB-VME-Adapter über die USB-Schnittstelle des PCs realisiert.

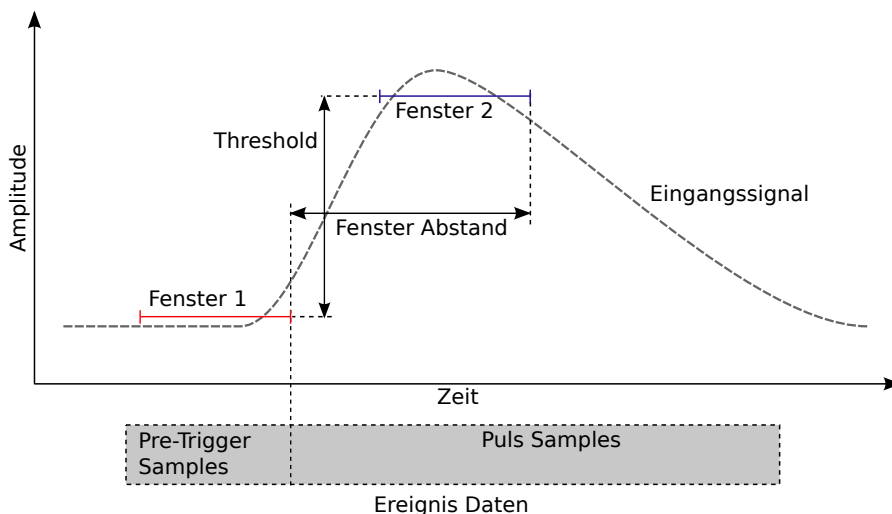


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des Trigger-Mechanismus des SADC.

Bei dem verwendeten Trigger-Mechanismus werden immer dann Ereignisse erzeugt, wenn der zeitliche Verlauf des am Eingang angelegten Signals eine bestimmte Charakteristik aufweist. Abbildung 4.1 zeigt eine entsprechende schematische Darstellung. Die Samples

¹ADC: Analog Digital Konverter.

²FPGA: Field Programmable Gate Array.

werden für eine gewisse Dauer gespeichert und die Mittelwerte über zwei Bereiche (Trigger-Fenster) dieser Daten berechnet und verglichen. Übersteigt der Unterschied zwischen den beiden Mittelwerten eine kritische Schwelle (Trigger-Threshold), so wird das Speichern der Daten für den entsprechenden Kanal ausgelöst. Die genauen Breiten der Trigger-Fenster sowie der Trigger-Threshold sind für eine Anpassung dieses Verhaltens einstellbar. Somit wird für bestimmte Flanken des Eingangssignals also ein Trigger ausgelöst. Durch Anpassung der Trigger-Einstellungen, kann hierbei die Sensitivität beeinflusst werden. Die Ereignisdaten können zusätzlich noch um Samples vor dem Auslösen des Triggers ergänzt werden.

Ein weiterer optionaler Mechanismus zur Erzeugung von Ereignissen ist der "Heartbeat". Hierbei wird nach einem definierbaren Zeitintervall ein Trigger ausgelöst, ohne dass die Spannungs-Zeit-Charakteristik am Eingang die geforderten Bedingungen erfüllt. Dies geschieht für alle aktiven Kanäle zu geringfügig verschiedenen Zeiten.

Für jedes erzeugte Ereignis wird ein Datenpaket in einem Ausgangsspeicher abgelegt, das folgende Informationen über das Ereignis enthält:

- Kanalnummer (0-15),
- FPGA-ID (0-1),
- Zeitstempel (30 Bit),
- gemittelter Samplewert vor dem Ereignis (Baseline),
- Maximum der Samples,
- Zwei Korrekturfaktoren für die Startzeit des Pulses,
- zeitgeordnete Samples des Ereignisses (Anzahl: 0 - 127).

Bei den berechneten Werten zur Startzeit des Pulses handelt es sich um interpolierte Werte, mit denen eine genauere Auflösung der Startzeit eines aufgezeichneten Pulses möglich ist. Ohne Verwendung dieser Information ist die Zeitauflösung des SADC durch die Frequenz des internen Taktgebers bestimmt, mit der der Wert des Zeitstempels erhöht wird. Hier beträgt die Zeitauflösung also 12,5 ns. Dies ist für die hier beschriebene Verwendung mehr als ausreichend, weshalb auf eine weitere Beschreibung verzichtet wird. Eine ausführliche Beschreibung dieser Methode, sowie technische Details des SADC und der verwendeten Firmware sind in [17] nachzulesen.

Durch den Abstand zwischen den einzelnen Samples und die Anzahl dieser ist die maximale Länge eines Ereignisses vorgegeben. Die Möglichkeit der Aufzeichnung längerer Ereignisse besteht in der Verwendung eines langsameren Taktgebers oder angepasster Firmware Versionen, bei der die Taktfrequenz in den FPGAs künstlich reduziert wird. Da dadurch auch die Zeitauflösung vergrößert wird, ist dies analog zur Verwendung eines Taktgebers

Firmware Version	3.03	3.05	3.06
Abstand der Samples	12,5 ns	25 ns	50 ns
effektive Frequenz	80 MHz	40 MHz	20 MHz
max. Ereignisdauer	1,5875 μ s	3,175 μ s	6,35 μ s

Tab. 4.1: Verwendete Firmware Versionen. Diese wurden von Alexander Mann (Physik Department E18, TU München) entwickelt und zur Verfügung gestellt.

mit einer reduzierten effektiven Frequenz und eine deutlich flexiblere Lösung. Die verwendeten Firmware Versionen sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. In den meisten Fällen wird die 40MHz-Version eingesetzt.

4.2 Signalaufnahme mit dem SADC

4.2.1 Detektorsignale

Um bei der Auslese des Detektors die gewünschte Filterung der einleitend erwähnten Störungen zu ermöglichen, ist es notwendig, auf die Verwendung eines Hauptverstärkers zu verzichten, da dessen Pulsformung hierbei ein hohes Maß an Informationsverlust bedeuten würde.

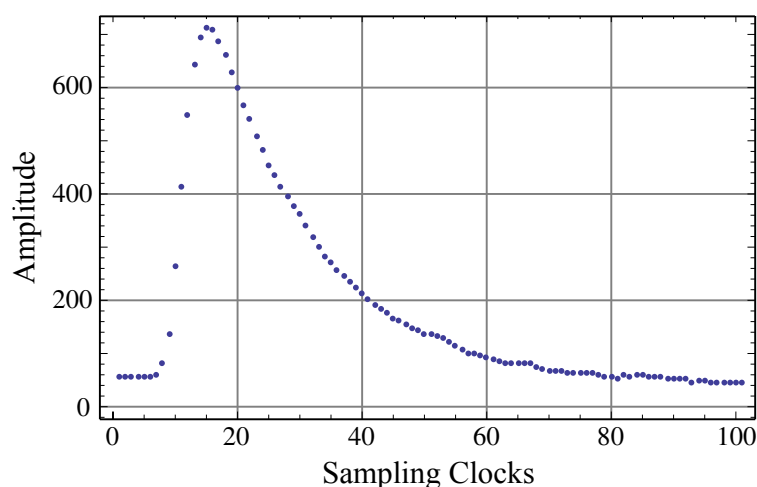


Abb. 4.2: Mit dem SADC aufgezeichneter Detektorpuls des Vorverstärkers VV50-3.

Die direkte Auslese der Vorverstärkerpulse ist jedoch nicht ohne Einschränkungen möglich. Zunächst ergibt sich hier eine Problematik durch lange Integrationskonstanten des Vorverstärkers, da die Länge des Pulses durch die maximale Ereignisdauer der benutzten Firmware eingeschränkt ist. Zusätzlich sollte zur Optimierung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der Eingangsbereich des SADC möglichst gut ausgenutzt werden. Hierzu wird ein Vorverstärker mit einer Integrationskonstante von 300 ns und einer zweiten linearen Verstärkerstufe eingesetzt. Bei diesem Modell (VV50-3) handelt es sich um einen ladungssensitiven Vorverstärker entwickelt von der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg. Die Verstärkung ist an den Eingangsbereich des SADC und eine Detektorhochspannung von 700 V (für das in Kapitel 3 beschriebene Detektormodell) angepasst. Abbildung 4.2 zeigt ein mit dem SADC aufgenommenen Detektorpuls unter der Verwendung dieses Vorverstärkers.

Aus den aufgezeichneten Pulsen lässt sich analog zur Verwendung eines Vielkanalanalysators ein Pulshöhenspektrum erstellen. Ein solches Pulshöhenspektrum ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Bis auf ein anderes Verhalten im Bereich niedriger Pulshöhen, lässt sich an diesem Spektrum kein Unterschied zu einem mit einem MCA gemessenen Spektrum erkennen.

In Abschnitt 3.2.1 wurde die charakteristische Anstiegszeit der Spannung am Detektor

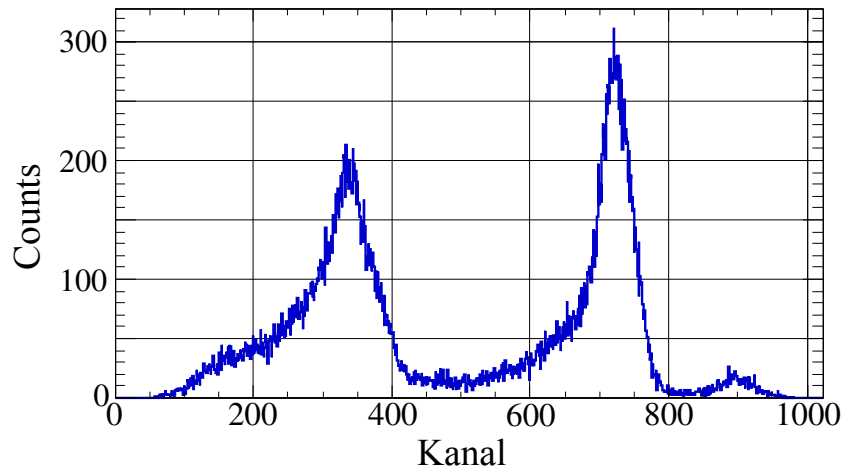


Abb. 4.3: Pulshöhenspektrum generiert aus den mit dem SADC aufgezeichneten Detektorpulsen unter Verwendung des Vorverstärkers VV50-3. Diese Daten wurden im Rahmen der Experimentierzeit 3-14-283 am PF2/ILL aufgenommen. Zur Rekonstruktion der Ladungsinformation wurde eine Integration über 20 Samples aufgezeichneten Pulse durchgeführt. Nach Integration wurde das Spektrum wieder auf den herkömmlichen Kanalbereich normiert.

$t_0 \simeq 1$ ns für den Idealfall, dass alle Ladung gleichzeitig am Zählrohr erzeugt wird, angegeben. Bei einer realistischeren Betrachtung muss berücksichtigt werden, dass die Elektronen aus der Primärisation zeitlich und räumlich verteilt erzeugt werden und die zum Zählrohr driftende Elektronenwolke sich ausdehnt. Somit ergeben sich realistisch betrachtet deutlich größere Werte für die charakteristische Anstiegszeit. Zudem ist die Dauer des Signalanstiegs keine Konstante, da sie von vielen statistischen Prozessen wie zum Beispiel dem Eintrittswinkel der Ionen in den Detektor abhängig ist. Hierbei ergeben sich bei höheren nachgewiesenen Energien auch größere absolute Variationen in t_0 . Bei der Betrachtung von Ereignissen mit gleichen Energien ergibt sich somit ein variierender Stromfluss in den Vorverstärker (siehe hierzu Gleichung 3.18, Abschnitt 3.2.2).

Wie in Abschnitt 3.2.2 bereits erläutert ist die Proportionalität der Amplitude des Vorverstärkers mit der im Detektor erzeugten Ladung nur unter der Bedingung erfüllt, dass die Integrationskonstante deutlich größer als t_0 ist. Andernfalls ergibt sich eine starke Abhängigkeit des Ausgangssignals von der genauen Charakteristik des Stromflusses. Unter Berücksichtigung der oben angesprochenen Variation des Stromflusses wird für die gleiche im Detektor erzeugte Ladung, für kürzere Anstiegszeiten das Maximum des Pulses früher erreicht und die Maximalamplitude ist größer.

Dieses Verhalten kann zu den Verformungen des Spektrums führen, die besonders für große Pulshöhen zu erwarten sind. Deshalb musste für das in Abbildung 4.3 dargestellte Pulshöhenspektrum eine Integration symmetrisch um das Maximum erfolgen. Das Integrationsintervall wurde dabei so gewählt, dass es ungefähr der Shaping-Time eines Hauptverstärkers entspricht mit dem eine erfolgreiche Messung mit diesem Vorverstärker durchgeführt werden konnte (siehe Abbildung 4.4(a)). Diese beträgt 20 Samples oder $0,5 \mu\text{s}$.

Bei direkter Auslese der Pulshöheninformation ohne Integration zeigt sich, dass aus den genannten Gründen eine starke Verformung des Spektrums auftritt (siehe Abbildung 4.4(b)). Wie gezeigt wurde enthalten die aufgezeichneten Pulse jedoch die volle Information eines gewohnten Pulshöhenspektrums. Da der Einsatz dieses Systems sich bis auf die Charakterisierung der Betriebsparameter auf Zählratenbestimmung beschränkt, ist die genaue spektroskopische Information eines Pulshöhenspektrums nicht notwendig. Für den Einsatz im Experiment kann man sich deshalb auf die Histogrammierung der Pulshöheninformati-

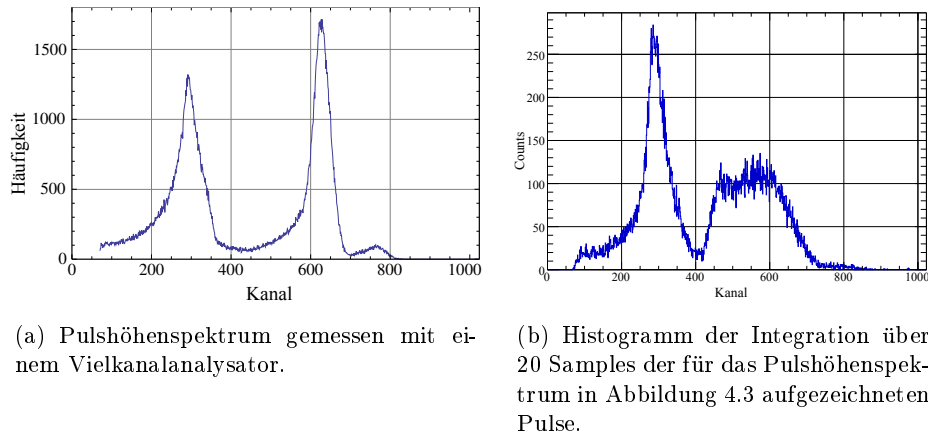


Abb. 4.4

on ohne Integration beschränken.

Allerdings zeigt dieses Verhalten auch, dass sich die Pulshöhenspektren in dieser Konfiguration nicht direkt mit denen eines MCA vergleichen lassen. Hierdurch ist ein direkter Vergleich der Systeme komplexer, da sich ausgewählte Bereiche der Pulshöhenspektren nicht miteinander vergleichen lassen.

Die gezeigten Pulshöhenspektren weisen keine Signaturen von erhöhtem elektronischem Rauschen auf, woran ersichtlich ist, dass die Signal-zu-Rausch Charakteristik des verwendeten Vorverstärkers trotz kurzer Integrationszeit sehr gut ist.

Im Experiment (siehe Kapitel 2) wird neben der Auslese des Experiment-Detektors auch der Monitor-Detektor mit dem SADC ausgelesen. Bei diesem handelt es sich um einen Helium-Detektor entwickelt von A. V. Strelkov, bei dem die Vorverstärkerelektronik bereits integriert ist. Für diese ist eine Anpassung an den Eingangsbereich des SADCs nicht möglich. Deshalb wird die Auslese dieses Detektors über einen Hauptverstärker mit sehr kurzer Shaping-Time ($0,25 \mu\text{s}$) realisiert.

4.2.2 TTL-Signale

Zur Überwachung der erwähnten TTL-Signale, mit denen zwischen Messzeit und Wartezeit unterschieden wird, ist es notwendig diese parallel zu den Detektorsignalen aufzuzeichnen. Um hierbei eine Synchronisation mit den Detektorpulsen zu ermöglichen, geschieht diese Aufzeichnung ebenfalls über den SADC.

Bei einer direkten Auslese eines rechteckigen Spannungssignals, dessen Länge die eines SADC-Ereignisses übersteigt, wird immer nur für die steigende oder fallende Flanke des Signals ein Ereignis erzeugt. Somit steht hierdurch nur die Hälfte der benötigten Information zu Verfügung.

Die gleichzeitige Detektion der anderen Flanke des Signals kann unter Verwendung eines zweiten Kanals realisiert werden. Hierfür besteht die Möglichkeit, den Trigger-Mechanismus für einen Kanal so anzupassen, dass dieser die fallende Flanke des Signals detektiert. Für das hier beschriebene Experiment wurde dies jedoch unter Verwendung einer externen Invertierung der Signale realisiert. Der Grund hierfür ist, dass die verwendeten TTL-Signale

für eine Terminierung von $1\text{ k}\Omega$ ausgelegt sind, die Eingangsterminierung des SADC beträgt hingegen $50\ \Omega$, wodurch bei direktem Anschluss an den SADC ein Absinken der Signalspannung verursacht würde. Dies ist zu vermeiden da die verwendeten Signale für weitere Systeme verwendet werden. Beim Einsatz externer NIM-Module mit einer passenden Eingangsimpedanz, mit denen ein Signal zunächst vervielfacht und eine der Signallinien anschließend invertiert wird, besteht diese Problematik nicht.

4.3 Datenverarbeitung

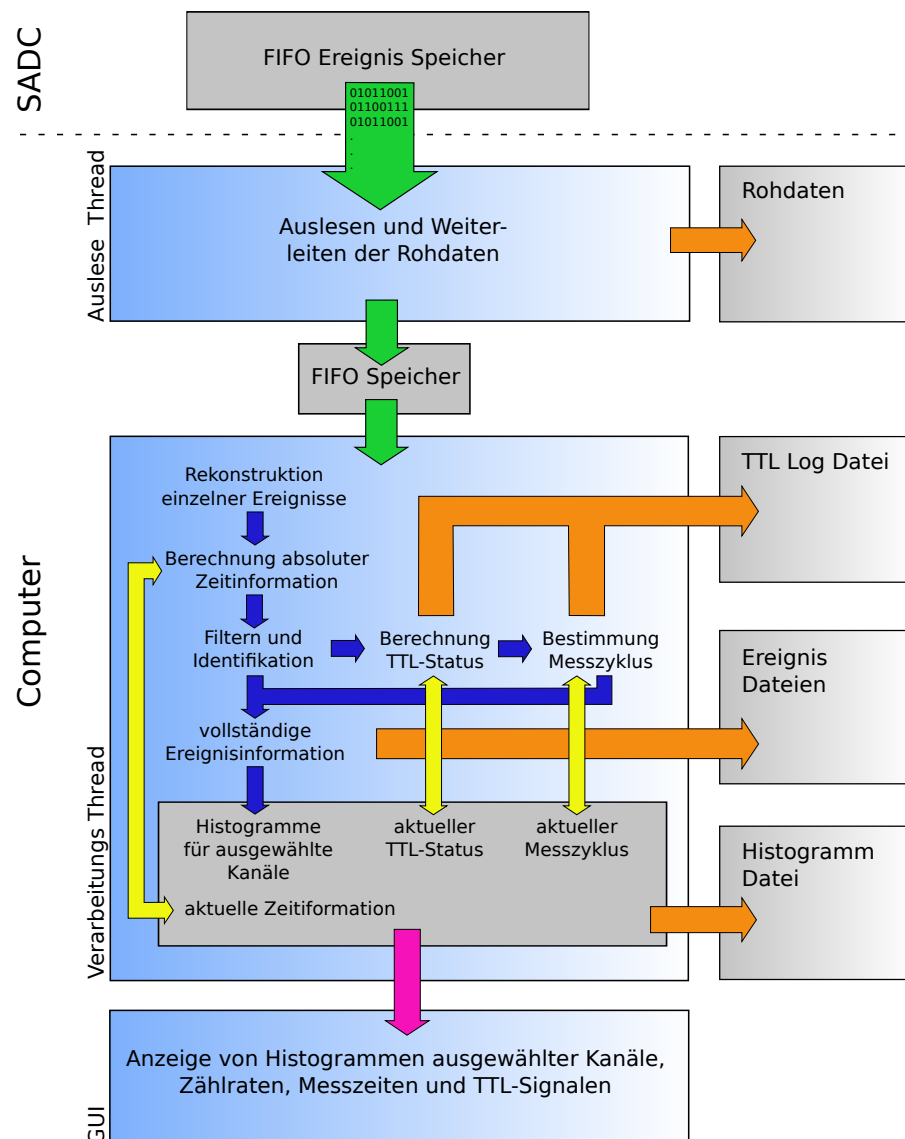


Abb. 4.5: Schematische Darstellung der Verarbeitung des vom SADC produzierten Datenstroms.

Die vom SADC erzeugten Datenpakete zu den einzelnen Ereignissen werden in einem FIFO-Speicher³ zur Auslese bereitgestellt. Wie bereits erwähnt geschieht letztere per USB-

³FIFO: First In First Out

Schnittstelle. Für das Auslesen und die anschließende Verarbeitung der Daten wurde im Rahmen dieser Arbeit eine eigens angepasste Software entwickelt. Dabei wurden hauptsächlich die Programmiersprache C++ und das Datenanalyse Framework ROOT verwendet. Die Auslese der Daten und deren Verarbeitung finden hierbei in verschiedenen *Threads*⁴ statt (siehe Abbildung 4.5). Die Daten werden blockweise aus dem SADC-Speicher ausgelesen und direkt auf der Festplatte des PCs gespeichert. Zudem werden diese in einen internen FIFO-Speicher geschrieben, der durch den Verarbeitungs-Thread ausgelesen wird. Die ausgelesenen Daten werden hierbei unter Verwendung vorhandener Anfangs- und Endmarkierungen für die einzelnen Ereignisse zu einer zusammenhängenden Datenstruktur umgewandelt. Anschließend werden aus diesen Daten weitere Informationen berechnet, gespeichert und in einer grafischen Benutzeroberfläche (siehe Abbildung 4.6) angezeigt. Unter anderem werden hier wie bereits in Abschnitt 4.2.1 Pulshöhenspektren für die verwendeten Detektoren erzeugt, um deren Funktionalität während der Messung überwachen zu können. Die gespeicherten Daten beinhalten die Zeit und die Pulsform aller Detektorereignisse und die zeitliche Information über alle Änderungen der TTL-Signale. Zusätzlich werden die vom SADC übertragenen Rohdaten direkt gespeichert, um für den Fall eventueller Fehlkonfiguration der Verarbeitungsschritte eine erneute Verarbeitung der Daten zu ermöglichen. Eine detaillierte Erläuterung aller einzelnen Verarbeitungsschritte würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen, weshalb im Folgenden nur auf spezielle Elemente eingegangen wird.

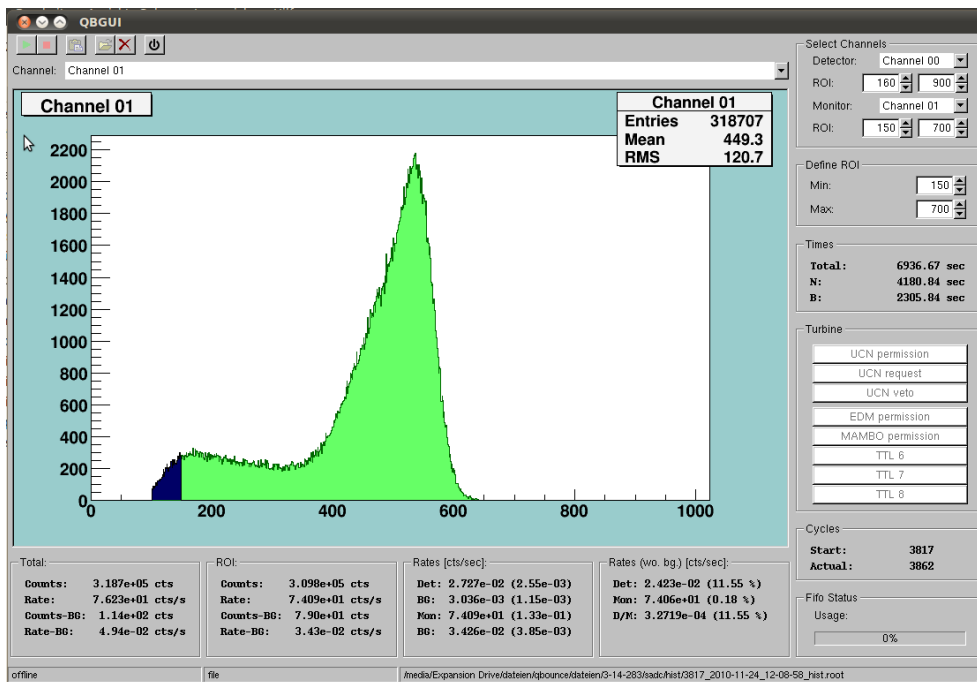


Abb. 4.6: Grafische Benutzeroberfläche für die Überwachung des Messsystems inklusive der Pulshöhenspektren der verwendeten Detektorsysteme. Gezeigt ist hier ein während der Experimentierzeit 3-14-283 aufgenommenes Pulshöhenspektrums des als Beam-Monitor verwendeten Helium-Detektors.

⁴Threads sind Abläufe eines Computerprogramms, die in Multitaskingumgebungen unabhängig und parallel ausgeführt werden können. Dies kann auch zur asynchronen Ausführung verschiedener Programmteile auf Einprozessorsystemen eingesetzt werden.

4.3.1 Rekonstruktion einer absoluten Zeitinformation

In Abschnitt 4.1 wurde bereits erwähnt, dass die Datenpakete für die einzelnen Ereignisse mit einem Zeitstempel versehen werden, der den Zeitpunkt des Triggers wiedergibt. Dies wird über ein 30 Bit langes internes Register realisiert, das durch den internen Taktgeber des SADC erhöht und dessen Wert zum Zeitpunkt des Triggers ausgelesen wird. Für eine bestimmte Taktfrequenz f_t , kann somit der Wert des Zeitstempels w in eine Zeit t umgerechnet werden:

$$t = \frac{w}{f_t}.$$

Der maximale Zeitwert ist dabei durch den maximalen Registerinhalt gegeben. Unter Verwendung eines 80MHz-Taktgebers ergibt sich daraus die maximale Zeit T :

$$w_{max} = 2^{30} - 1 \Rightarrow T = \frac{w_{max}}{f_t} \simeq 13,42s.$$

Anschließend wird das Register wieder auf 0 gesetzt und von neuem inkrementiert. Somit definiert der angegebene Zeitstempel die Ereigniszeit nur bis auf eine Periodendauer T . Eine absolute Zeitauflösung lässt sich dadurch erreichen, dass die Zeit zwischen zwei Ereignissen anhand ihrer Zeitstempel berechnet wird. Ist die Zeit des vorigen Ereignisses t_1 bekannt, so lässt sich daraus die Zeit des aktuellen Ereignisses t_2 berechnen:

$$t_2 = t_1 + \frac{w_2 - w_1}{f_t}. \quad (4.1)$$

Ist das Zeitstempel Register zwischen den entsprechenden Ereignissen auf 0 umgesprungen ($w_1 > w_2$), so ändert sich diese Gleichung zu:

$$t_2 = t_1 + \frac{2^{30} - w_1 + w_2}{f_t}. \quad (4.2)$$

Durch Speichern von Zeitstempel und Absolutzeit des jeweils letzten Ereignisses lässt sich eine vollständige Zeitinformation aus den Daten gewinnen. Hierbei muss jedoch sichergestellt sein, dass innerhalb jeder Periodendauer T ein entsprechendes Ereignis erzeugt wurde. Dies kann unter der Verwendung des Heartbeats geschehen. Durch diesen werden mit einer vorgegebenen Frequenz Ereignisse auf allen Kanälen erzeugt. Die entsprechende Frequenz f_h wird über einen Teiler für das Zeitstempel-Register definiert. Damit erfüllt jede mögliche Frequenz die Bedingung $f_h \geq 1/T$.

Da zwei Ereignisse verschiedener Kanäle bei sehr kurzen Zeitabständen nicht zwangsläufig zeitsortiert in den FIFO-Speicher geschrieben werden, ist es zudem notwendig die Ereignisse anhand ihres Zeitstempels zu sortieren, da sonst die Überlaufbedingung $w_1 > w_2$ eine falsche Berechnung der Absolutzeit bewirken kann. Dies wird hier durch die Verwendung nur eines "Taktkanals" umgangen. Die Ereignisse eines Kanals treten immer zeitsortiert in den Daten auf. Somit kann das durch die Gleichungen (4.1) und (4.2) beschriebene Verfahren ohne Einschränkungen verwendet werden. Durch Definition eines Zeitnullpunktes zu Beginn jeder Messung, kann aus diesen Informationen die Messdauer für die Online-Informationen und Zählratenberechnungen ermittelt werden.

Für die übrigen Kanäle kann dann aus den selben Gleichungen die Absolutzeit relativ zu den Ereignissen des Taktkanals bestimmt werden. Hier kann durch die Anpassung der Überlaufbedingung zu

$$w_1 - w_2 > t_o \cdot f_t, \text{ mit } t_o > 0. \quad (4.3)$$

eine fehlerhafte Berechnung vermieden werden. Die Überlapptoleranz t_o ist dabei größer als die Zeiten, für die die Zeitsortierung der Ereignisse fehlerhaft sein kann, zu wählen und die Heartbeat-Frequenz nach der Bedingung $f_h > 1/(T - t_o)$ anzupassen.

4.3.2 Bestimmung des Mess- und Vibrationszustandes

Wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben wird die Bestimmung der Turbinenposition durch die Überwachung von TTL-Signalen realisiert. Hierfür werden Ereignisse auf den entsprechenden Kanälen in eine Änderung einer Status-Variable für das Signal übersetzt. Dies führt jedoch dazu, dass zu Beginn einer Messung der Status dieser Signale unbestimmt ist, bis das erste Ereignis auftritt, durch den der Status eines Signals bestimmt werden kann.

Um eine Initialisierung der Ereignisse zu Beginn der Messung zu erreichen, wird der bereits erwähnte Heartbeat verwendet. Durch die zeitgesteuerte Erzeugung von Ereignissen stehen zu den jeweiligen Zeitpunkten die digitalisierten Spannungswerte zur Verfügung, durch die der Status des TTL-Signals bestimmt werden kann.

Ein solcher Initialisierungsprozess wird zu Beginn jeder Messung durchgeführt, bis der Status aller überwachten Logiksignale vollständig bekannt ist. Anschließend wird die in 4.3.1 beschriebene globale Zeitinformation auf einen Wert von 0 zurückgesetzt. Alle vorher aufgezeichneten Ereignisse werden verworfen. Dies stellt sicher, dass für jedes detektierte Ereignis die vollständige Information der überwachten Signale zur Verfügung steht.

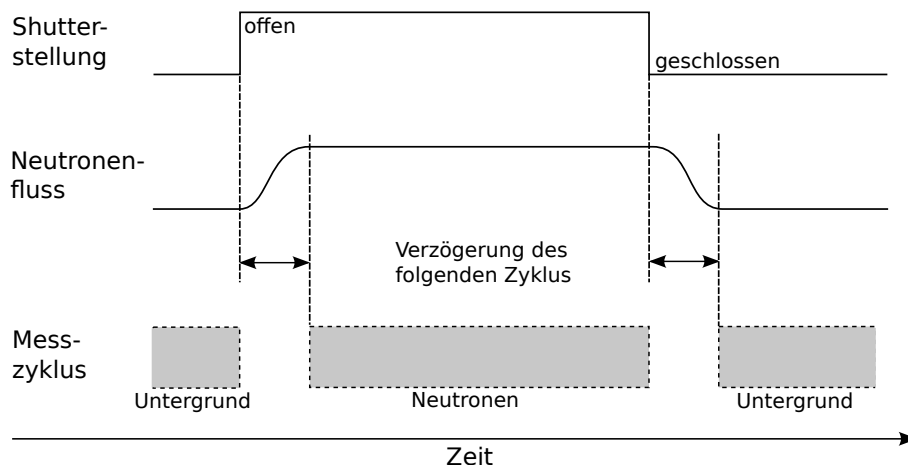


Abb. 4.7: Schematische Darstellung des Neutronenflusses im Experiment und daran angepasste Unterteilung der Messung in verschiedene Zyklen.

Neben weiteren Signalen ist es in erster Linie wichtig zu entscheiden, ob das Experiment aktuell mit Neutronen versorgt wird. Der Shutter des Experiments wird immer dann geöffnet, wenn gerade Neutronen zur Verfügung stehen, und ist für die verbleibende Zeit geschlossen. Die Steuerung des Shutters geschieht hierbei ebenfalls über ein Logiksignal, das gleichzeitig mit dem SADC ausgelesen wird. Dies ermöglicht eine Messung des Detektoruntergrunds zwischen den Neutronen-Messzyklen.

Da der Neutronenfluss in das Experiment sich nach dem Öffnen des Shutters erst langsam einstellt (typischerweise über einige Sekunden), ist es sinnvoll hierbei eine Wartezeit zwischen Untergrund- und Neutronenmessung zu definieren, um diesen Effekt zu eliminieren. Für die Online-Überwachung der Messung ist diese einstellbar. Die zur Endauswertung gespeicherten Ereignisinformationen werden jedoch auch während dieser Wartezeit gespeichert, um später eine Anpassung der Wartezeit zu ermöglichen.

Ein weiteres überwacht Signal gibt wieder, ob das Spiegelsystem vibriert. Hierdurch ist es möglich für den Fall, dass die Vibration während einer Messung unterbrochen war, den entsprechenden Zeitraum der Messung aus den Messdaten zu eliminieren, um eine Verfä-

schung der Zählrate zu verhindern.

4.4 Die Auslesesysteme im Experiment

Während der Experimentierzeit 3-14-283 wurde das hier beschriebene System zur Detektorauslese eingesetzt. Da vorher keine Langzeittests des Systems durchgeführt werden konnten, wurden parallel weitere Auslesesysteme eingesetzt, die sich in vorangegangenen Experimentierzeiten bewährt haben. Dabei handelt es sich zum einen um den Einsatz eines Vielkanalanalysators zur Detektorauslese und zum anderen um ein System das auf der rechnergestützten Auslese vom Digitalzählern basiert (siehe 3.2). Das letztgenannte System bietet hierbei bereits den Vorteil einer zeitaufgelösten Datenspeicherung, in dem sekundlich die Werte der Digitalzähler ausgelesen werden. Zudem wird durch die Verwendung mehrerer Counter auch der Monitorzähler ausgelesen. Allerdings wird hier die Pulshöheninformation der Ereignisse nicht mit gespeichert, wodurch eine nachträglich Anpassung der Range of Interest nicht möglich ist. Durch den gleichzeitigen Einsatz dieser Systeme kann im Rahmen der Datenauswertung des durchgeführten Experiments auch eine vergleichende Analyse dieser stattfinden.

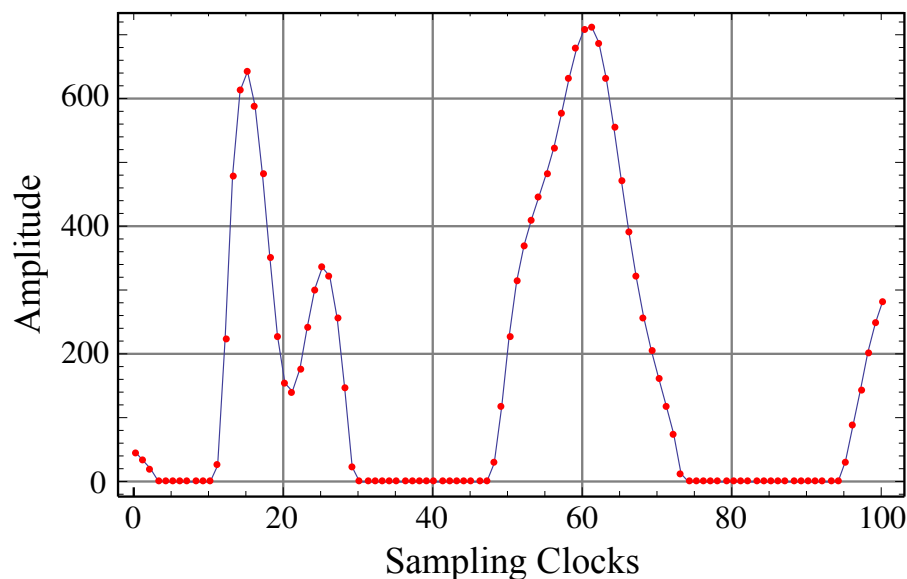


Abb. 4.8: Mit dem SADC aufgezeichnete Störung des Detektorsignals.

Ein zentraler Vorteil der SADC gestützten Datenaufnahme ist, dass durch das Speichern der Pulsinformation Störungen aus dem Detektorsignal gefiltert werden können. Dies hat sich bereits während der Durchführung des Experiments bewährt. Hier wurden Signaturen solcher Störungen in den aufgezeichneten Daten gefunden. Das in Abbildung 4.8 gezeigte Signal ist ein Beispiel hierfür. Solche Pulse können später aus den Daten gefiltert werden. Durch die Möglichkeit dynamisch zwischen Untergrundmessung und Neutronenmessung umzuschalten (siehe 4.3.2) konnte die Untergrundmesszeit insgesamt deutlich erhöht werden ohne die eigentliche Messzeit reduzieren zu müssen. Für die Messung des Detektoruntergrunds im Experiment sind bei Verwendung der anderen Systeme einzelne Untergrundmessungen erforderlich, da ein Umschalten zu Untergrundmessungen mit dem verwendeten MCA-Modell gar nicht und mit dem Digital-Zähler-System nur eingeschränkt möglich ist.

Dies erfordert reine Untergrundmessungen in denen bewusst auf eine Messung mit Neutronen verzichtet wird. Durch parallele Untergrundmessungen in der Zeit, in der keine Neutronen zur Verfügung standen, konnten zusätzlich ca. 700000 s Untergrund gemessen werden, ohne zusätzliche Messzeit dafür aufzuwenden. Gegenüber rund 120000 s reinen Untergrundmessungen mit dem MCA bedeutet dies einen großen Gewinn an Statistik. So ergibt sich für eine Untergrundrate von $2,5 \cdot 10^{-3} s^{-1}$ eine Reduktion des Messfehlers von $1,44 \cdot 10^{-4} s^{-1}$ zu $0,55 \cdot 10^{-5} s^{-1}$.

Durch die Verwendung eines zweiten MCA kann analog der Untergrund parallel zu den Neutronenmessungen bestimmt werden. Dabei besteht jedoch die Schwierigkeit, dass die beiden Vielkanalanalysatoren gegeneinander geeicht werden müssen, um die Range of Interest vergleichbar definieren zu können. Zudem ist eine weitere Aufzweigung des Detektorsignals und die Erzeugung passender Gates notwendig.

Durch die in Abschnitt 4.2.1 gezeigten Unterschiede der Pulshöhenspektren von SADC und MCA ergaben sich Schwierigkeiten die Zählraten von MCA und SADC zu vergleichen. Hierbei spielt auch die Kalibrierung des Trigger-Mechanismus eine Rolle, die das Pulshöhenspektrum im Bereich niedriger Amplituden prägt. Hierbei werden je nach Pulsform einige Pulse mit niedriger Amplitude unterdrückt. Eine Rekalibrierung zwischen einzelnen Messungen, deren Zählrate verglichen werden sollen, ist nicht möglich. Mit den gesammelten Erfahrungen während dieser Experimentierzeit kann die Kalibrierung des Triggers für zukünftige Messungen also noch verbessert werden.

Weiteres Potential dieses Systems besteht darin, die Abhängigkeit der Pulsform von den signalerzeugenden Prozessen im Detektor auszunutzen, um eine Pulsformdiskriminierung umzusetzen. Hierbei kann ein theoretisches Pulsmodell an die aufgezeichnete Pulsform gefittet und anschließend eine Diskriminierung der einzelnen Parameter stattfinden. Die Anwendung einer solchen Technik könnte bereits im Rahmen der Auswertung der Experimentdaten genauer geprüft werden. Durch die Anwendung des beschriebenen Filters an Messungen die mit hoher Zählrate aufgenommen wurden und Untergrundmessungen kann hierbei untersucht werden, ob sich ein Parametersatz finden lässt, durch den der Detektoruntergrund reduziert werden kann, ohne die Effizienz des Systems zu verringern. Im Fall eines Erfolgs dieser Methode kann anschließend die Sensitivität der Pulsform auf verschiedene Untergrundarten systematisch untersucht und eventuell optimiert werden. Dazu könnten Testmessungen in denen der Detektor gezielt bestimmten Untergrundquellen ausgesetzt ist, wie zum Beispiel durch eine Gamma-Quelle, durchgeführt werden. Hierdurch liesse sich der Untergrund weiter reduzieren und bei ausreichender Robustheit gegenüber elektronischem Rauschen auch die Nachweiseffizienz erhöhen (siehe 3.4.3).

Kapitel 5

Schlussbemerkungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Detektor entwickelt, der die Anforderungen des hier beschriebenen Experiments zur Suche nach Übergängen zwischen Quantenzuständen im Gravitationsfeld gut erfüllt. Namentlich sind dies möglichst geringer Detektoruntergrund im Experiment bei gleichzeitig hoher Effizienz.

Hierzu wurde auf vorige Entwicklungen zum Nachweis von ultrakalten Neutronen aufgebaut. Durch die Betrachtung jedes einzelnen Schritts beim Nachweis der ultrakalten Neutronen wurde hierbei nach Optimierungen gesucht und ein entsprechendes Design entwickelt und gebaut. Eine anschließende Charakterisierung hat gezeigt, dass die an das neue Design gestellten Anforderungen erfüllt sind. Der entwickelte UCN-Detektor (siehe Kapitel 3) hat hierbei durch eine geringe Untergrundzählrate im Experiment von $(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ erreicht. Die berechnete Effizienz des Detektors beträgt dabei 77 %.

In zukünftigen Modellen ist zu erwägen, den Vorverstärker des Detektors direkt in diesen zu implementieren. Hierdurch könnte durch eine Reduktion der parasitären Kapazitäten das elektronische Rauschen der Ausleseelektronik stark reduziert werden, was wie in Kapitel 3 geschildert neben der Reduktion des Untergrund auch eine Steigerung der effektiven Nachweiseffizienz bewirken könnte.

Zur Auslese des Detektors wurde ein Sampling ADC basiertes Auslesesystem zusammengestellt, durch das die zeitliche Aufzeichnung aller Detektorsignale während einer Messung realisiert werden konnte. Durch dieses System konnten zum einen erfolgreich Störungen des Detektorsignals gefiltert werden, was mit konventionellen Systemen nicht möglich ist und zudem die Statistik der Untergrundmessung während des Experiments ohne Verlust von Messzeit erhöht werden.

Hierbei wurde eine Software zur Datennahme unter Verwendung dieses System entwickelt, mit der die eingesetzten Detektoren online überwacht werden können.

Das beschriebene System bietet dabei noch viel Potential durch die umfassende Verwertung der aufgezeichneten Informationen den Detektoruntergrund weiter zu reduzieren. Hierbei könnte die Sensibilität der Pulsform auf den Ursprung des Detektorsignals ausgenutzt werden.

Beide Komponenten wurden während der Durchführung des Experiments eingesetzt. Im Rahmen dieses Experiments konnten erfolgreich Übergänge zwischen Quantenzuständen im Gravitationsfeld beobachtet werden. Damit wurde die Grundlage für weitere Anwendungen der Gravitationsresonanzspektroskopie mit ultrakalten Neutronen geschaffen.

Anhang A

Literaturverzeichnis

- [1] ABELE, H. : The neutron. Its properties and basic interactions. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 60 (2008), S. 1–81
- [2] ABELE, H. u. a.: Ramsey’s method of separated oscillating fields and its application to gravitationally induced quantum phase shifts. In: *Physical Review D* 81 (2010), Nr. 6, S. 065019
- [3] ARKANI-HAMED, N. ; DIMOPOULOS, S. ; DVALI, G. : Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity. In: *Physical Review D* 59 (1999), Nr. 8, S. 086004
- [4] ATCHINSON, F. u. a.: Transmission of very slow neutrons through material foils and its influence on ultracold neutron sources. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 608 (2009), S. 144–151
- [5] AUDI, G. ; WAPSTRA, A. H. ; THIBAULT, C. : The AME2003 atomic mass evaluation (II). In: *Nuclear Physics A* 729 (2003), S. 337–676
- [6] BAUCH, A. : The PTB primary clocks CS1 and CS2. In: *Metrologia* 42 (2005), Nr. 3, S. 43–54
- [7] DIANOUX, A.-J. ; LANDER, G. : *Neutron Data Booklet*. Institut Laue-Langevin, 2002
- [8] GASIOROWICZ, S. : *Quantum Physics*. 3. John Wiley & Sons, 2003
- [9] JENKE, T. : *Weiterentwicklung eines Experiments zur Realisierung eines Quantum Bouncing Balls und Suche nach Extradimensionen der Raumzeit*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2008
- [10] JENKE, T. u. a.: Q-BOUNCE—Experiments with quantum bouncing ultracold neutrons. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 611 (2009), S. 318–321
- [11] KLEIN, M. : *Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen und Entwicklung eines neuen Detektors zum orts aufgelösten Nachweis von thermischen Neutronen auf großen Flächen*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2000
- [12] KNOLL, G. F.: *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 1979
- [13] KOLANOSKI, H. : *Detektoren in der Teilchenphysik*. Vorlesungsskript, 2007. – <http://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/det07/vor1.html>
- [14] KREUZ, M. u. a.: A method to measure the resonance transitions between the gravitationally bound quantum states of neutrons in the GRANIT spectrometer. *Physical Review D* 611 (2009), S. 326–330

- [15] LINS, T. : *Quantenzustände im Gravitationsfeld der Erde*, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2011
- [16] MAGILL, J. ; PFENNIG, G. ; GALY, J. : *Karlsruher Nuklidkarte*. Europäische Union, Forschungszentrum Karlsruhe, 2006
- [17] MANN, A. B.: *Sampling ADC Based Data Acquisition for Positron Emission Tomography*, Technische Universität München, Diss., 2010
- [18] MANN, A. B. u. a.: The Universal Sampling ADC Readout System of the COMPASS Experiment. In: *IEEE Nuclear Science Symposium*, 2009, S. 2225–2228
- [19] MOHR, P. J. ; TAYLOR, B. N. ; NEWELL, D. B.: CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants 2006. In: *Reviews of Modern Physics* 80 (2006), Nr. 2, S. 633–730
- [20] NESVIZHEVSKY, V. V. u. a.: Quantum states of neutrons in the Earth’s gravitational field. In: *Nature* 415 (2002), S. 297–299
- [21] NESVIZHEVSKY, V. V. u. a.: Study of the neutron quantum states in the gravity field. In: *European Physics Journal C* 40 (2005), S. 479–491
- [22] RABI, I. I. u. a.: The Molecular Beam Resonance Method for Measuring Nuclear Magnetic Moments. The Magnetic Moments of ${}^6_3\text{Li}$, ${}^7_3\text{Li}$ and ${}^{19}_9\text{F}$. In: *Physical Review* 55 (1939), Nr. 6, S. 526–535
- [23] RAMSEY, N. F.: A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields. In: *Physical Review* 78 (1950), Nr. 6, S. 695–699
- [24] ROSENBERG, L. J. ; VAN BIBBER, K. A.: Searches for invisible axions. In: *Physics Reports* 325 (2000), S. 1–39
- [25] STADLER, D. : *Dynamik ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2009
- [26] WESTPHAL, A. : *Quantum Mechanics and Gravitation*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2001
- [27] WESTPHAL, A. ; ABELE, H. ; BAESSLER, S. : *Analytically derived limits on short-range fifth forces from quantum states of neutrons in the Earth’s gravitational field*. arXiv:hep-ph/0703108v2, 2007
- [28] ZASTAWNY, A. : Standardization of gas amplification description in proportional counters. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physical Research A* 385 (1997), S. 239–242
- [29] ZIEGLER, J. F.: *The Stopping and Range of Ions in Matter*. Pergamon Press, 1985

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Herrn Prof. Hartmut Abele, der es mir ermöglicht hat meinen Beitrag zu diesem unsagbar spannenden Projekt zu leisten.

Tobias Jenke möchte ich hiermit ebenfalls meinen besonderen Dank aussprechen, da seine Unterstützung durch Rat und Tat über die gesamte Dauer dieser Arbeit einen großen Beitrag zu ihrem Gelingen bedeutet hat. Gunther Cronenberg danke ich für eine angenehme Zusammenarbeit, die tolle Unterstützung bei der Fertigstellung dieser Arbeit und nicht zuletzt seine Zebraflugzeuge. Tobias Lins danke ich dafür, dass er

Dem Strahlverantwortlichen des PF2 am ILL, Dr. Peter Geltenbort, danke ich für die herzliche Betreuung während der Experimentierzeiten und die Möglichkeit diese durchzuführen. Dem Techniker des PF2, Thomas Brenner, durch dessen Einsatz es möglich war ein zweites Detektormodell zu testen, möchte ich für die tatkräftige Unterstützung danken.

Der mechanischen Werkstatt des Atominstututs der TU Wien, insbesondere Herrn Rudolf Gergen, danke ich für die hervorragende Umsetzung des neuen Detektors und vielen hilfreichen Vorschlägen zu dessen Konstruktion. Dieter Hainz danke ich für die Unterstützung bei der Realisierung der Detektortests am Atominstitut. Allen Mitarbeitern des Atominstututs sei dafür gedankt, dass sie mich freundlich aufgenommen haben und die angenehme Atmosphäre jedem Bauschutt und Schlagbohrer trotzte.

Ein großer Dank geht an den Lehrstuhl E18 des Physik Departments der TU München, unter der Leitung von Prof. Stefan Paul, für die Bereitstellung eines SADCs und Dr. Alexander Mann für die stete Bereitschaft all meine Fragen zum SADC umfassend zu beantworten. Lob und Dank möchte ich auch Dominik Sailer vom Lehrstuhl E12 des Physik Departments der TU München aussprechen, der ausgezeichnete Arbeit bei der Herstellung von Borschichten geleistet hat.

Meinen Eltern danke ich von Herzen dafür, dass sie mich zu jeder Zeit nach all ihren Möglichkeiten unterstützt haben.

Vielen Dank Eva, für deine Unterstützung, dein Verständnis und vor allem die schöne Zeit mit dir.

Abschließend möchte ich allen danken, die ihren Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und hier namentlich nicht erwähnt sind.

Erklärung

Mit der Abgabe dieser Diplomarbeit versichere ich, Heiko Saul, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Wien, den