

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Florian Kaether
aus Heidelberg

Februar 2003

Eichung der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeiten von Zählrohren des Sonnenneutrino-Experiments GNO

Die Diplomarbeit wurde von Florian Kaether ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg

unter der Betreuung von
Prof. Dr. Wolfgang Hampel

Eichung der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeiten von Zählrohren des Sonnenneutrino-Experiments GNO

Das Gallium Neutrino Observatory (GNO), Nachfolgeexperiment von GALLEX, misst den solaren Neutrinofluss oberhalb einer Energie von 233 keV. Der Neutrinonachweis erfolgt durch die Einfangreaktion ${}^{71}\text{Ga}(\nu, e^{-}){}^{71}\text{Ge}$. Der Zerfall der so erzeugten radioaktiven Germaniumatome wird in miniaturisierten Proportionalzählrohren nachgewiesen. Dabei spielt die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit der Zählrohre für ${}^{71}\text{Ge}$ -Zerfälle eine wichtige Rolle. Die Unsicherheit über die Nachweiswahrscheinlichkeit ist die größte Komponente des systematischen Fehlers der GALLEX/GNO-Ergebnisse. Durch eine Eichung aller verwendeten Zählrohre kann dieser Fehler reduziert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sieben GNO-Zählrohre mittels der ${}^{69}\text{Ge}$ -Koinzidenzmethode geeicht. Dadurch konnte der Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeiten auf etwa 1% reduziert werden. Das Prinzip und der Aufbau dieser Eichmethode werden erläutert und die Ergebnisse der Eichungen vorgestellt.

Absolute efficiency calibrations of proportional counters of the solar neutrino experiment GNO

The Gallium Neutrino Observatory (GNO) measures the solar neutrino flux with an energy above 233 keV. The neutrinos are detected by ${}^{71}\text{Ga}(\nu, e^{-}){}^{71}\text{Ge}$ neutrino capture. The decay of the radioactive germanium atoms that are produced in this way, is detected by miniaturized proportional counters. The absolute efficiency of the counters for ${}^{71}\text{Ge}$ decay plays an important role in this context. The uncertainty about the efficiency is the main component of the systematic error of the GALLEX/GNO results. This error can be reduced by a calibration of all used counters.

In this work seven GNO counters are calibrated using the ${}^{69}\text{Ge}$ coincidence technique. By this it was possible to reduce the error of the efficiencies to about 1%. The method and the setting of this calibration are described and the results of it are given.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Neutrinos	3
1.2	Sonnenneutrinos	4
1.2.1	Bisherige Sonnenneutrino-Experimente	4
1.2.2	Das Sonnenneutrino-Problem	8
1.3	Atmosphärische Neutrinos, Reaktorexperimente	9
1.4	Neutrino-Oszillationen	9
1.4.1	Oszillationen im Vakuum	10
1.4.2	Oszillationen in Materie	10
1.5	Zielsetzung dieser Arbeit	12
2	Verwendete Detektoren und Physik des Germaniumzerfalls	14
2.1	Proportionalzählrohre	14
2.2	Der NaI- γ -Detektor	16
2.2.1	Prinzip und Aufbau	16
2.2.2	Energieauflösung und Nachweiseffizienz	16
2.2.3	Untergrund	20
2.3	^{71}Ge	22
2.4	^{69}Ge	23
2.5	Herstellung der Germaniumprobe	25
3	Die ^{69}Ge-Koinzidenzmethode	27
3.1	Das Prinzip der Zählrohreichtungen	27
3.2	Aufbau des Messsystems	29
3.2.1	Das konventionelle System	29
3.2.2	Das VME-System	31
3.3	β^+ -Korrektur	31
3.3.1	Vergleich von β^+ -Spektren verschiedener Zählrohre	32
3.4	Anmerkungen zur Auswertung	34
3.4.1	Peak-Fitting	34
3.4.2	Eichung der Energieskala	34
3.5	Diskussion der Messfehler	38
3.5.1	Statistische Fehler	38
3.5.2	Systematische Fehler	38
3.6	Verwendete Symbole und Formeln	39

4	Messergebnisse	40
4.1	Sc138, Sc139, Sc150	40
4.2	Si108, Fe39	44
4.3	Fc126, Sc151	47
	Anhang	51
A.1	Abschätzung des systematischen Fehlers aus der Positionsabhängigkeit der NaI-Nachweiseffizienz	51
A.2	Überprüfung des MCA auf Totzeiteffekte	52
A.3	Zufallskoinzidenzen	53
A.4	Effizienz des NaI- und des Germaniumspektrometers	54
A.5	Übersicht bisheriger Zählrohrreichungen	56
	Abbildungsverzeichnis	58
	Tabellenverzeichnis	59
	Literaturverzeichnis	60

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Neutrinos

Die Entdeckung des Neutrinos resultiert aus Problemen, die bei der Erklärung des β -Zerfalls auftraten. Wird der β -Zerfall von Atomkernen als Zweikörperzerfall angenommen, müsste nach den Erhaltungssätzen von Energie und Impuls bei der Reaktion



ein diskretes Energiespektrum der Elektronen erzeugt werden, was aber nicht beobachtet wird (Chadwick). Ferner wäre aufgrund der Spins von X, Y und e^- die Drehimpulserhaltung verletzt. Aus diesem Grund postulierte Wolfgang Pauli 1930 die Existenz eines bis dahin unbeobachteten Teilchens mit Spin $\frac{1}{2}$, welches masselos und ungeladen nur an der schwachen Wechselwirkung teilnimmt und beim β -Zerfall erzeugt wird [Sch 97]

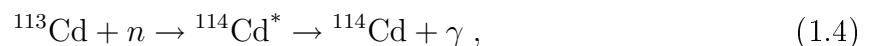


Der Name dieses Teilchens geht auf Enrico Fermi zurück: Neutrino¹.

Da die Wirkungsquerschnitte für Reaktionen von Neutrinos mit Materie äußerst klein sind, dauerte es bis in die 50er Jahre, bis sie experimentell nachgewiesen werden konnten. Erst als mit Kernreaktoren, deren Zerfallsprodukte wegen Neutronenüberschusses β -Strahler sind, stärkere Neutrinoquellen zur Verfügung standen, gelang Reines und Cowan 1956 der Nachweis [Rei 56]. Als Target diente H_2O mit gelöstem $CdCl_2$. Die zum β -Zerfall inverse Reaktion



konnte durch Koinzidenz von drei Photonen mit charakteristischen Energien nachgewiesen werden [Dem 98]



Im Zusammenhang mit dem 1937 von C. D. Anderson entdeckten Myon treten ebenfalls Neutrinos auf. Lederman, Schwartz und Steinberger konnten 1961 zeigen, dass Reaktionen

¹Aufgrund späterer Konventionen nennt man das in (1.2) erzeugte Teilchen ein Antineutrino.

wie (1.3) mit Myonneutrinos nicht stattfinden [Dan 62]. Bei ν_e und ν_μ handelt es sich demnach um verschiedene Teilchen.

1975 wurde mit dem Tauon τ ein drittes schweres Lepton entdeckt [Per 75]. Das Standardmodell der Teilchenphysik geht seither von der Existenz dreier Leptonflavor

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

mit jeweils zugehörigen Antiteilchen aus. Diese Theorie wird durch Experimente bestätigt, die am LEP-Collider (CERN, Genf) durchgeführt wurden. Aus Messungen der totalen Zerfallsbreite des Z^0 -Bosons konnte die Zahl der leichten Neutrinoarten zu 3 bestimmt werden [PDG 96]. Mit dem erstmaligen Nachweis des ν_τ am Fermilab im Jahr 2000 wurde das Bild vervollständigt [Lun 00].

1.2 Sonnenneutrinos

Nach dem Standard Sonnenmodell [Bah 01] ist die Sonne ungefähr $4.6 \cdot 10^9$ Jahre alt. Ihre Leuchtkraft beträgt zum gegenwärtigen Zeitpunkt $L = 3.85 \cdot 10^{26}$ W. Mit mechanischen oder chemischen Vorgängen ist die Erzeugung so großer Energien nicht möglich, weshalb man das Augenmerk auf Kernfusionen richtete. 1938 schlugen H. Bethe und C. F. v. Weizsäcker den CNO-Zyklus als möglichen Prozess vor. Dieser Zyklus trägt 1,5% zur Energieerzeugung in der Sonne bei. Der in der Sonne dominierende Vorgang ist jedoch der sogenannte pp-Zyklus, der mit 98,5% den Hauptanteil stellt. Die beiden Zyklen sind in Abb. 1.1 dargestellt.

In beiden Zyklen ergibt sich die Netto-Reaktion



Die hierbei freiwerdende Energie beträgt 26.73 MeV, wovon im Mittel 0.59 MeV auf die Neutrinos entfallen [Bah 01]. Das komplette Energiespektrum der Sonnenneutrinos ist in Abb. 1.2 abgebildet.

Die übrige Energie von 26.14 MeV gelangt durch Konvektion und Strahlung erst nach etwa 10^6 Jahren an die Sonnenoberfläche [Sch 97]. Im Sonneninneren erzeugte Photonen verlieren bei den zahlreichen Absorptions- und Emissionsprozessen ihre charakteristischen Eigenschaften, so dass die von der Sonne abgestrahlten Photonen lediglich Informationen über die äußeren Sonnenschichten liefern können. Die Neutrinos hingegen verlassen die Sonne nahezu ungestört, ihre Beobachtung bietet deshalb eine Möglichkeit, direkt in das Sonneninnere „hineinzusehen“.

1.2.1 Bisherige Sonnenneutrino-Experimente

Das Homestake-Chlorexperiment

Das erste Experiment zum Nachweis solarer Neutrinos wurde von R. Davis (Nobelpreis 2002)² in der amerikanischen Homestake-Goldmine aufgebaut und ab 1967 durchgeführt

²zusammen mit M. Koshiba (Kamiokande/Superkamiokande)

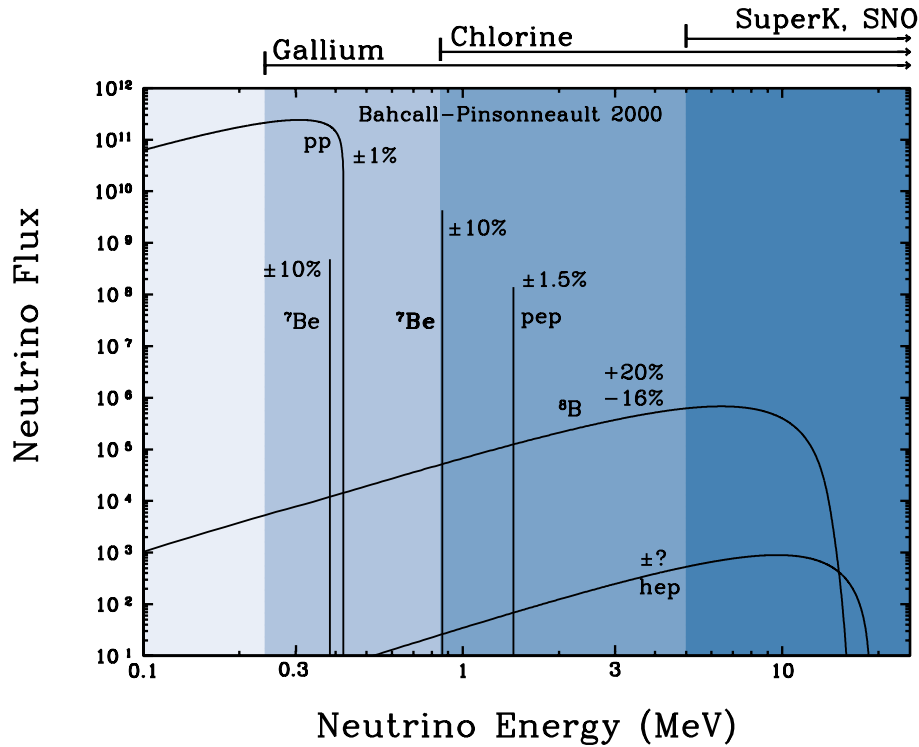


Abbildung 1.2: Energiespektrum der Sonnenneutrinos [Bah 02].

(Zerfallskonstante $k = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$, $N(t)$ = Anzahl der ^{37}Ar -Atome)
beschrieben werden, welche gelöst wird durch

$$N(t) = \frac{P}{k} (1 - e^{-kt}) . \quad (1.9)$$

Wegen $\lim_{t \rightarrow \infty} N(t) = \frac{P}{k}$ strebt die Anzahl der ^{37}Ar -Atome im Tank gegen einen Sättigungswert, da sich Erzeugungs- und Zerfallsrate irgendwann ausgleichen.

Nach einer Exponierungszeit von 60-70 Tagen wurde das Argon aus dem Tank extrahiert und dessen radioaktiver Zerfall in Proportionalzählrohren nachgewiesen. Aus der Anzahl der beobachteten Zerfälle lässt sich die Produktionsrate bestimmen.

Da die Energieschwelle für die Reaktion (1.7) bei $E_\nu = 814 \text{ keV}$ liegt, können nur Neutrinos aus dem hochenergetischen Teil des Spektrums registriert werden (siehe die Grauschattierungen in Abb. 1.2).

Kamiokande, Superkamiokande

Der ursprünglich zum Nachweis des Protonzerfalls gebaute Wasserdetektor im japanischen Kamioka-Bergwerk wurde 1987 zu einem Sonnenneutrinodetektor umgerüstet. Der Nachweis der Neutrinos erfolgt durch $\nu_e - e^-$ -Streuung. Das Neutrino überträgt einen Großteil seiner Energie an das Elektron, das dadurch auf Geschwindigkeiten beschleunigt wird, die größer sind als die Lichtgeschwindigkeit im Wasser. Dabei entsteht sogenannte Cherenkov-Strahlung, die von Photomultipliern registriert werden kann. [SKa 03]

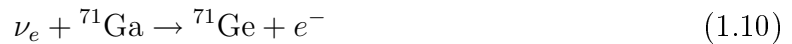
Auf diese Weise ist nicht nur der genaue Zeitpunkt des Neutrinoereignisses bekannt, es kann auch die Richtung des einfallenden Neutrinos bestimmt werden. Radiochemische Experimente wie das Homestake-Experiment sind zu beidem nicht in der Lage. Durch die Richtungsinformationen konnte eindeutig bewiesen werden, dass die Neutrinos tatsächlich von der Sonne kommen. Auch von der Supernova SN 1987 A konnte Kamiokande einige Neutrinos registrieren.

1995 wurde der Detektor um ein vielfaches vergrößert. Der neue Superkamiokande-Detektor verwendete 50 000 l Wasser umgeben von 11 000 Photomultipliern. Damit sich das Neutrinosignal vom Untergrund abhebt, sind Neutrinoenergien von $E_\nu > 6.5$ MeV nötig.

Im Jahre 2001 mussten die Messungen eingestellt werden, da durch einen Unfall ein Teil der Photomultiplier beschädigt wurden.

GALLEX/GNO, SAGE

Um niederenergetische Neutrinos nachweisen zu können, eignet sich Gallium als Targetmaterial. Die Einfangreaktion



hat eine Energieschwelle von 233 keV und liegt somit unterhalb der Endpunktsenergie der pp -Neutrinos von 420 keV. Galliumexperimente sind derzeit die einzigen, die für Neutrinos aus dem solaren pp -Zweig sensitiv sind.

Das radiochemische Galliumexperiment GALLEX sowie dessen Nachfolgeexperiment GNO (Gallium Neutrino Observatory) befindet sich im Gran Sasso Untergrundlabor (Laboratori Nazionale del Gran Sasso (LNGS)) in den italienischen Abruzzen. Über dem Labor befinden sich ca. 1300 m Gestein des Gran-Sasso-Massivs, welches das Experiment von störender kosmischer Strahlung abschirmt. Als Targetmaterial dienen 30.3 t Gallium in Form einer $\text{GaCl}_3 - \text{HCl}$ -Lösung.

Die nach dem Standardsonnenmodell berechnete Rate des durch (1.10) erzeugten Germaniums liegt bei etwa 1.2 Atomen pro Tag [Cat 01]. Bei GNO beträgt die Expositionszeit in der Regel vier Wochen, nach dieser Zeit sind ca. 82 % des Sättigungswertes (etwa 9 Atome) erreicht.

Um die wenigen Ge-Atome aus dem Tank extrahieren zu können, werden stabile Ge-Isotope als Träger hinzugefügt. Hierbei werden alternierend vier verschiedene Isotope verwendet, um später auf massenspektrometrische Weise die Ausbeute der Extraktion bestimmen zu können. Die im Tank befindlichen Germaniumatome reagieren zu GeCl_4 , einer leicht flüchtigen Verbindung, die durch Stickstoffspülung aus dem Tank extrahiert wird. Eine anschließende Synthese erzeugt German (GeH_4), welches zusammen mit Xenon in ein Proportionalzählrohr gefüllt wird, in dem der Zerfall von ${}^{71}\text{Ge}$ nachgewiesen werden kann [Hen 93]. Mit Hilfe eines schnellen Transientenrekorders werden die Zählrohrpulse aufgezeichnet, um mittels Pulsformanalyse „echte“ Germaniumzerfälle von Untergrundereignissen unterscheiden zu können.

Das Russisch-Amerikanische-Gallium-Experiment SAGE im Kaukasus geht nach dem gleichen Prinzip wie GALLEX/GNO vor, das Gallium liegt allerdings in metallischer Form vor.

Die Germaniumextraktion ist möglich, da wegen des geringen Schmelzpunktes von Gallium bei 29.8°C das Metall flüssig ist.

SNO

Das Sudbury Neutrino Observatory in einer 2000 m tiefen kanadischen Nickelmine ist ein weiterer Wasser-Cherenkov-Detektor, benutzt aber im Gegensatz zu Superkamiokande schweres Wasser D₂O. Dadurch sind folgende Neutrinoreaktionen möglich [Mei 97]:

$$\nu_x + d \rightarrow \nu_x + p + n \quad \text{neutral current (NC)} \quad (1.11)$$

$$\nu_e + d \rightarrow e + p + p \quad \text{charged current (CC)} \quad (1.12)$$

$$\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e \quad \text{elastic scattering (ES)} \quad (1.13)$$

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion über den neutralen Strom (NC, Austausch eines ungeladenen Z^0 -Bosons) ist unabhängig vom Flavortyp des beteiligten Neutrinos ν_x ($x = e, \mu, \tau$). Dadurch kann im Gegensatz zu früheren Experimenten erstmals der Gesamtfluss aller Neutrinoarten bestimmt werden. Auch die Elektronstreuung ist mit allen Flavortypen möglich, der Wirkungsquerschnitt ist allerdings für ν_e um einen Faktor 6 größer als für $\nu_{\mu, \tau}$.

1.2.2 Das Sonnenneutrino-Problem

Schon die ersten Ergebnisse des HOMESTAKE-Experiments ergaben ein niedrigeres Neutrinosignal als durch die theoretischen Modelle vorhergesagt wurde. Dieses Defizit solarer Neutrinos, das auch bei allen anderen Experimenten beobachtet wird, wird als Sonnenneutrino-Problem bezeichnet.

Nach dem Standardsonnenmodell und den theoretischen Wirkungsquerschnitten für die Neutrinoeinfangreaktion in Gallium ist die Voraussage für das von GALLEX/GNO registrierte Sonnenneutrinosignal 128_{-7}^{+9} SNU³ [Bah 01]. Der darin enthaltene Anteil von Neutrinos aus dem pp-Zweig beträgt etwa 54%, auf ⁷Be- und ⁸B-Neutrinos fallen 27% bzw. 9%. Der gemessene Fluss von 70.8 ± 6 SNU [Kir 02] stimmt mit der theoretischen Vorhersage für *nur* pp-Neutrinos ungefähr überein. Dann allerdings bleibt kein Spielraum für den ebenfalls prognostizierten Anteil an ⁷Be- und ⁸B-Neutrinos. Der japanische Super-Kamiokande Detektor hat eindeutig ⁸B-Neutrinos nachgewiesen, woraus folgt, dass auch der Fluss der pp-Neutrinos reduziert ist.

Um auch den Anteil an ⁷Be-Neutrinos bestimmen zu können, wird unter Mitarbeit der Heidelberger Neutrino-Gruppe das BOREXINO-Experiment aufgebaut. Es befindet sich wie GALLEX/GNO im italienischen Gran Sasso Untergrundlabor.

Das Standardsonnenmodell konnte in der Vergangenheit immer weiter verfeinert und vor allem durch Erkenntnisse aus der Helioseismologie entscheidend verbessert werden. Der Spielraum der noch freien Parameter konnte so weit eingegrenzt werden, dass eine Lösung des Sonnenneutrino-Problems durch Veränderungen am Sonnenmodell ausgeschlossen ist.

³SNU (Solar Neutrino Unit) = 1 Neutrinoeinfang pro Sekunde in 10³⁶ Targetatomen.

Der Grund für das solare Neutrino Defizit liegt vielmehr in der Natur der Neutrinos selbst. In den letzten Jahren konnten die beobachteten Daten immer besser mit sogenannten Neutrino-Oszillationen erklärt werden: Ein Teil der in der Sonne erzeugten Elektroneneutrinos hat sich auf dem Weg zur Erde in einen anderen Flavorzustand verwandelt. Da die meisten Detektoren für ν_e sensitiv sind, für ν_μ oder ν_τ aber nicht oder weniger, verursachen die oszillierenden Neutrinos das gemessene Defizit. Die vom SNO-Experiment 2002 veröffentlichten Daten [Sno 02] weisen darauf hin, dass der ν_e -Fluss zwar reduziert ist, aber die Gesamtzahl aller Neutrino flavors mit den Vorhersagen vereinbar ist.

1.3 Atmosphärische Neutrinos, Reaktorexperimente

Die primäre Kosmische Strahlung besteht hauptsächlich aus Hadronen (vor allem Protonen) die aus dem Weltall kommen. Trifft ein Proton auf einen Atomkern der Erdatmosphäre (N, O), entstehen durch verschiedene Sekundärreaktionen eine Reihe von Teilchen, die einen sogenannten Luftschauer erzeugen.

$$p + N \rightarrow \pi^+, K^+, \dots \quad (1.14)$$

$$\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \quad (1.15)$$

$$\pi^-, K^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \quad (1.16)$$

Aus den letzten beiden Reaktionsgleichungen kann man abschätzen, dass das Verhältnis $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e) \approx 2$ ist [Sch 97].

Verschiedene Experimente haben atmosphärische Neutrinos nachweisen können, z. B. Super-Kamiokande [Fuk 96]. Dabei wurde jedoch ein kleineres Verhältnis von Myon- zu Elektroneneutrinos gemessen. Ferner konnte eine Zenitwinkelabhängigkeit festgestellt werden. Das Verhältnis ist kleiner, wenn die in der Atmosphäre erzeugten Neutrinos vor dem Eintreffen beim Detektor einen längeren Weg zurückgelegt haben. Diese Befunde sind weitere Hinweise auf Neutrino-Oszillationen.

Auch mit Reaktor-neutrinos werden Neutrino-Oszillationen untersucht. Das japanische Experiment KamLAND misst den Fluss von reaktor-erzeugten Antineutrinos. Bei einem Abstand von Reaktor zu Detektor von 180 km konnte KamLAND ein Neutrino Defizit feststellen.

Frühere Experimenten wie zum Beispiel Palo Verde oder CHOOZ konnten mit einem wesentlich kleineren Reaktor-Detektor-Abstand keinen vermindereten Neutrino Fluss beobachten [Pal00], [CHO99]. Dies Befunde stellen einen weiteren wichtigen Beitrag zum Verständnis von Neutrino-Oszillationen dar.

1.4 Neutrino-Oszillationen

W. Pauli postulierte das Neutrino als masseloses Teilchen, und auch im Standardmodell der Teilchenphysik wird $m_\nu = 0$ verwendet. Dabei handelt es sich jedoch nicht um eine theoretische Folgerung, sondern eher um eine Annahme. Letztere basiert vor allem darauf, dass bisher aus direkten ν -Massenbestimmungen nur Obergrenzen angegeben werden

konnten. Die meisten dieser Experimente verwenden den β^+ -Zerfall von Tritium. Aus der Endpunktsenergie des Elektronenspektrums lässt sich im Prinzip die Neutrinomasse ablesen, bisher konnte jedoch nicht die erforderliche Auflösung erreicht werden. Die bislang kleinste Obergrenze liegt bei $m_{\nu_e} < 2.8$ eV [Wei 99].

Die in den vorigen Abschnitten beschriebenen Experimente haben dazu geführt, dass Neutrino-Oszillationen allgemein anerkannt werden. Dieses Phänomen ist jedoch nur möglich, wenn nicht alle Neutrinos (verschiedene Flavors) die gleiche Masse haben. Insbesondere können sie nicht alle masselos sein.

1.4.1 Oszillationen im Vakuum

Bereits 1957 wies B. Pontecorvo auf die Möglichkeit von Neutrino-Oszillationen hin. Oszillationen treten dann auf, wenn die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung (Flavoreigenzustände ν_α , $\alpha = e, \mu, \tau$) nicht identisch sind mit den Masseneigenzuständen ν_i ($i = 1, 2, 3$). Diese hängen dann sie über eine unitäre Transformation zusammen:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle. \quad (1.17)$$

Im vereinfachten Fall von nur zwei Neutrino flavors $\alpha = e, \mu$ lässt sich die Mischungsmatrix U als eine Rotationsmatrix schreiben:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

Dabei ist θ der Mischungswinkel, der angibt, wie die beiden orthogonalen Systeme (ν_e, ν_μ) und (ν_1, ν_2) gegeneinander verdreht sind.

Betrachtet man nun die zeitliche Entwicklung von (1.17)

$$|\nu(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (1.19)$$

ergibt sich, dass ein ν_e mit einer Übergangswahrscheinlichkeit P zu einem ν_μ oszilliert:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right). \quad (1.20)$$

Dabei ist $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$, L der vom Neutrino zurückgelegte Weg und E seine Energie.

1.4.2 Oszillationen in Materie

Die Wechselwirkungen von Neutrinos mit Materie sind sehr gering, dennoch beeinflusst anwesende Materie das Oszillationsverhalten. Die Wechselwirkung von Elektroneneutrinos mit Materie (vor allem mit Elektronen) verhält sich anders als die der anderen Flavors.

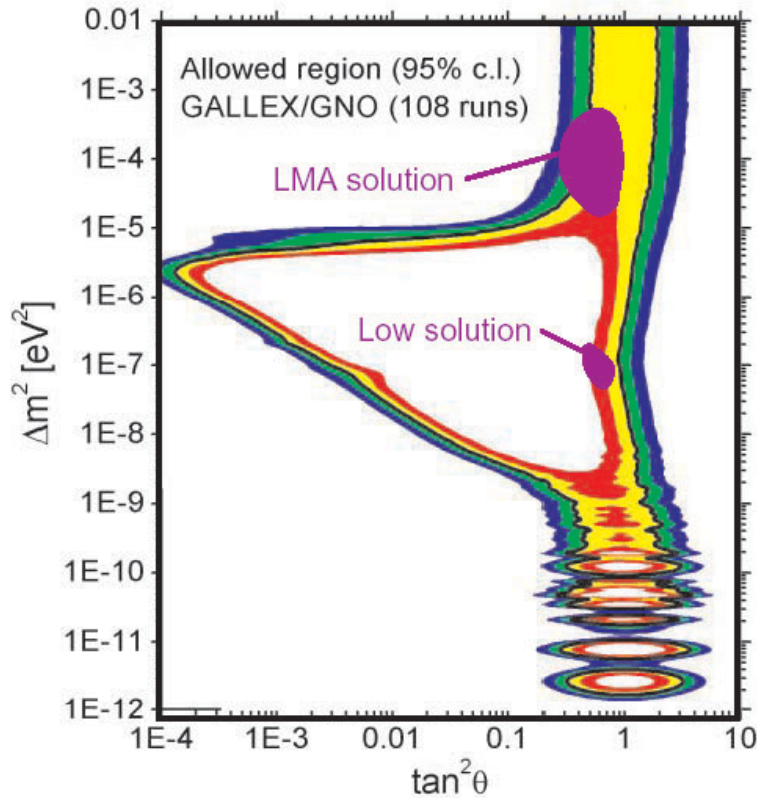


Abbildung 1.3: Aus den GALLEX/GNO-Daten ermittelte erlaubte Regionen für Δm^2 und θ [Ham 02a]. Die Kombination der Ergebnisse aller Neutrinoexperimente favorisiert derzeit die ebenfalls eingezeichneten LMA-Lösungen I und II [Fog 02].

Bei kohärenter elastischer Vorwärtsstreuung unterliegen alle Neutrinos flavorunabhängig der NC-Wechselwirkung (Z^0 -Austausch). Für Elektroneneutrinos tritt aber noch eine CC-Wechselwirkung (W -Austausch) hinzu. Beschreibt man den Masseneigenzustand eines Neutrinos als eine Linearkombination der Flavoreigenzustände, so erfahren die einzelnen Flavoranteile unterschiedliche Wechselwirkungen und erhalten verschiedene Phasengeschwindigkeiten. Dadurch wird das Oszillationsverhalten verändert.

Das Verhalten von Neutrino-Oszillationen in Materie wurde als erstes von L. Wolfenstein untersucht [Wol 78]. 1985 entdeckten S. Mikheyev und A. Smirnov einen Resonanzeffekt (MSW-Effekt) [Mik 86]. Er ist abhängig von der Energie eines Neutrinos und der Elektronendichte der Materie, durch die sich das Neutrino bewegt. Unterliegen Energie und Elektronendichte einer bestimmten Resonanzbedingung, nimmt die Übergangswahrscheinlichkeit $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ den Maximalwert 1 an. Die resonante Oszillation ist dann unabhängig vom Vakuummischungswinkel θ .

Der MSW-Effekt ist für Sonnenneutrinos von großer Bedeutung. Solare Neutrinos werden im Sonneninneren erzeugt, wo die Elektronendichte sehr hoch ist. Ist diese größer als die Resonanzdichte, durchquert das Neutrino auf seinem Weg zur Sonnenoberfläche (Elektro-

ndichte $\rightarrow 0$) irgendwo im Sonneninneren eine Schicht, in dem die Elektronendichte die Resonanzbedingung erfüllt. Die Wahrscheinlichkeit, dass das als ν_e erzeugte Neutrino die Sonne als ν_e verlässt ist

$$P(\nu_e) = \sin^2 \theta . \quad (1.21)$$

Die verschiedenen Experimente messen Neutrinos in verschiedenen Energiebereichen. Da die Übergangswahrscheinlichkeit $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ energieabhängig ist, kann jedes Experiment spezifische Aussagen über die beiden Größen Δm^2 und θ machen, insbesondere darüber, welche $\Delta m^2 - \theta$ - Kombinationen mit den Ergebnissen verträglich sind und welche nicht. In Abb. 1.3 ist Δm^2 über $\tan^2 \theta$ aufgetragen, und die Bereiche eingezeichnet, die nach den GALLEX/GNO-Daten möglich sind. Die Berücksichtigung aller Experimente favorisiert derzeit die LMA-Lösung (Large Mixing Angle) [Bah 03]. Dieser Bereich ist ebenfalls in Abb. 1.3 eingezeichnet.

1.5 Zielsetzung dieser Arbeit

Wie man in Abbildung 1.3 erkennt, tragen die GALLEX/GNO-Daten dazu bei, den erlaubten Bereich für den Mischungswinkel θ einzugrenzen. Das Ziel der GNO-Kollaboration ist es, die systematischen und statistischen Fehler zu reduzieren, um diesen Bereich weiter einzuengen. Mit dieser Arbeit soll ein Beitrag zur Reduktion des systematischen Fehlers geleistet werden.

Der Nachweis solarer Neutrinos erfolgt bei GALLEX/GNO über die Einfangreaktion ${}^{71}\text{Ga}(\nu, e^-){}^{71}\text{Ge}$. Die Anzahl der produzierten Germaniumatome wird mit Hilfe von Proportionalzählrohren bestimmt. Dabei ist die genaue Kenntnis der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit eines ${}^{71}\text{Ge}$ -Zerfalls in den Zählrohren von größter Wichtigkeit. Die Hauptkomponente des systematischen Fehlers des GALLEX/GNO-Ergebnisses liegt in der Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeiten [GNO 01].

Bei GALLEX wurde zunächst auf eine Eichung verzichtet um die Zählrohre nicht zu kontaminieren. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden durch Quervergleiche mit geeichten Zählrohren abgeschätzt. Diese Abschätzung ist jedoch sehr ungenau, da die dazu erforderliche Kenntnis der Volumeneffizienz mit großen Unsicherheiten behaftet ist. Die Volumenbestimmung für ein Zählrohr ist nur mit einer Genauigkeit von etwa 2% möglich. Hinzu kommen noch weitere Faktoren wie der radiale Verlauf der Gasverstärkung, und so beträgt der Fehler der so bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeit 4%.

Am Ende von GALLEX wurden einige Zählrohre mit derselben aktiven Germanprobe gefüllt. Da von einem dieser Zählrohre die Nachweiseffizienz bekannt war, konnten die anderen auf diese Weise geeicht werden. Hierbei war es aber erforderlich, sehr kleine Gasmengen ($\approx 1 \text{ cm}^3$) quantitativ zu bestimmen, wodurch die Unsicherheit etwa 2.5% betrug.

Um diesen Fehler weiter zu reduzieren wurde eine neue Eichmethode entwickelt [Rön 96]. Diese verwendet mit ${}^{69}\text{Ge}$ ein anderes Germaniumisotop, dessen Verhalten in einem Zählrohr sich nur wenig von ${}^{71}\text{Ge}$ unterscheidet und deshalb ebenso für eine Eichung geeignet ist. Zusätzlich wird bei einem ${}^{69}\text{Ge}$ -Zerfall nukleare Gammastrahlung emittiert, wodurch eine Koinzidenzmessung möglich ist. Mit dieser Methode wurden bisher einige Zählrohre

geeicht .

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit der ^{69}Ge -Koinzidenzmethode sieben GNO - Zählrohre geeicht. Zusammen mit den bereits früher geeichten Zählrohren ([Rön 96], [Ham 02]) konnte so für einen Großteil der bei GNO verwendeten Zählrohre der Fehler der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeiten auf $\leq 1\%$ gesenkt werden. Da dieser Fehler direkt in das GNO-Ergebnis eingeht, konnte durch die Zählrohreichtungen der systematische Fehler des Experiments verringert werden.

Kapitel 2

Verwendete Detektoren und Physik des Germaniumzerfalls

2.1 Proportionalzählrohre

Ray Davis benutzte bei seinem Chlorexperiment miniaturisierte Proportionalzählrohre, um den Zerfall der produzierten ^{37}Ar -Atome nachzuweisen. Bei GALLEX/GNO werden Zählrohre der gleichen Art verwendet, die jedoch im Laufe der Jahre weiterentwickelt und den Besonderheiten angepasst wurden.

Ein Proportionalzählrohr besteht aus einer zylindrischen Kathode mit Radius r_K und einem Anodendraht (Radius r_A), der in der Symmetrieachse der Kathode verläuft. Eine angelegte Hochspannung (typischerweise etwa 1.5 kV) erzeugt ein zylindersymmetrisches elektrisches Feld [Leo 94]

$$E(r) = \frac{U}{r \ln \frac{r_K}{r_A}} . \quad (2.1)$$

Das Zählrohr ist mit einem geeigneten Zählgas gefüllt, zum Beispiel Xenon oder P10 (Mischung aus Argon und Methan im Verhältnis 90:10). Einfallende Strahlung oder radioaktive Zerfälle im Zählgas ionisieren die Zählgasatome und erzeugen Primärelektronen. Diese werden aufgrund des elektrischen Feldes zum Anodendraht hin beschleunigt. In der Nähe der dünnen Anode ist die Feldstärke so hoch, dass die Elektronen genügend Energie erhalten, um durch Stoßionisation weitere Atome zu ionisieren. Diesen Effekt nennt man Gasverstärkung. Durch die dabei freiwerdenden Sekundärelektronen entstehen messbare Ladungsimpulse. Bei geeigneter Hochspannung (der sogenannte Plateaubereich) ist die Höhe der Pulse proportional zur Energie des ursprünglichen Ionisationsereignisses. Bei stärkerer Hochspannung verliert die Energieskala ihre Linearität, denn bei hochenergetischen Ereignissen werden so viele Sekundärelektronen erzeugt, dass Raumladungen entstehen, die das elektrische Feld zum Teil abschirmen und dadurch die Gasverstärkung verringern.

Das elektrische Feld hat nur im Inneren der Kathode die in Glg. (2.1) beschriebene Form. An den beiden Enden wird es stark verformt und die Feldstärke nimmt stetig ab. Ereignisse, die in diesem Bereich stattfinden, erfahren eine geringere Gasverstärkung und erscheinen im Spektrum bei kleineren Energien. Diese „degraded events“ verschlechtern die Energie-

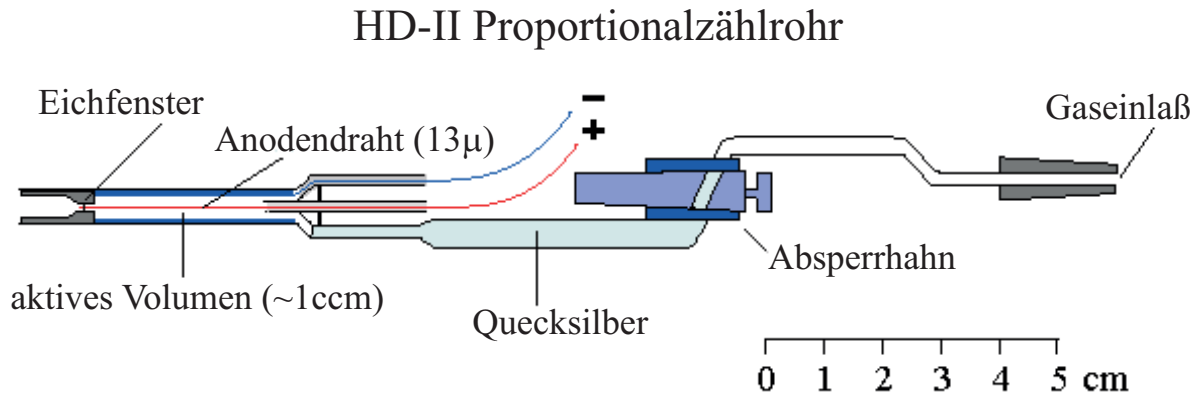


Abbildung 2.1: Schema eines Proportionalzählrohres.

auflösung und verringern die Nachweiseffizienz.

Um diesem Effekt entgegenzuwirken wird der Innenradius der Kathode an ihren Enden verkleinert, was bewirkt, dass die Feldstärke über einen größeren Bereich gleichmäßig verläuft. Die optimale Form einer Kathode wird in [Pla 89] ermittelt. Gebaut wurden Kathoden mit ähnlich guten Eigenschaften aber einfacherer Geometrie [Rau 95]. Trotzdem bleiben an den Enden der Kathode Bereiche übrig, in denen stattfindende Ereignisse nicht nachgewiesen werden. Dieser Bereich gehört zum sogenannten Totvolumen.

Die Kathode ist aus Silizium oder Eisen gefertigt, mit einem Innenradius von etwa 3 mm und einer Länge von ungefähr 32 mm (die Maße sind je nach Zählrohrtyp etwas unterschiedlich). Sie wird in eine Quarzhülle eingepasst. Ein $13\ \mu\text{m}$ dünner Wolframdraht dient als Anode, er wird an beiden Enden in das Quarz eingeschmolzen.

Zur Spannungsversorgung und Signalübermittlung werden zwei Kupferdrähte über Kapillaren in Kontakt mit dem Anoden- und Kathodendraht gebracht. Als Kontaktmaterial wird Gallium verwendet. Lötzinn ist ungeeignet, da es in der Regel nicht sehr rein ist und zu seiner Bearbeitung hohe Temperaturen benötigt werden. Gallium ist bei einer Raumtemperatur von etwa 30°C flüssig und kann mit einer Spritze in die Kapillare hineingespritzt werden. Mit einem auf Reinheit getesteten Klebstoff wird die Kapillaröffnung zugeklebt und der Kupferdraht fixiert.

Die Füllung des Zählrohres erfolgt durch eine weitere Kapillare, die durch einen eingefügten Hahn geöffnet oder verschlossen werden kann. Über einen Schliff kann das Zählrohr an eine Glasapparatur angeschlossen werden und das Gas mittels einer Quecksilbersäule hineingedrückt oder abgepumpt werden.

Um Verunreinigungen aus dem Zählrohr zu entfernen, wird es ausgeheizt, also gleichzeitig erhitzt und abgepumpt. Da sich der Metallzylinder auf Grund des Temperaturunterschiedes ausdehnt, muss beim Einpassen der Quarzhülle ein wenig Spielraum bleiben. Die dünne Schicht zwischen Kathode und Quarzhülle stellt einen weiteren Beitrag zum Totvolumen dar.

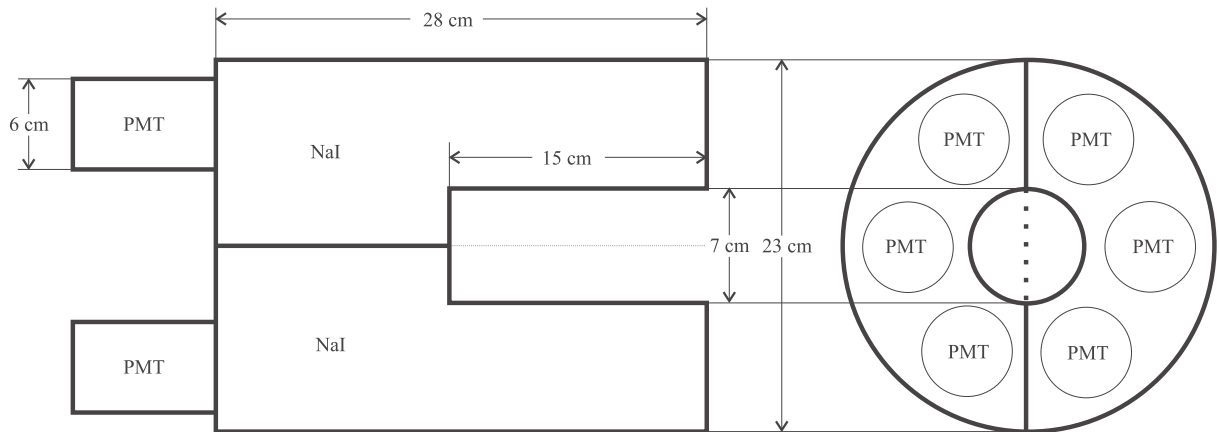


Abbildung 2.2: Schema des zweiteiligen NaI- γ -Detektors mit ungefähren Maßen und Positionen der Photomultiplier.

2.2 Der NaI- γ -Detektor

2.2.1 Prinzip und Aufbau

Bei dem verwendeten Detektor handelt es sich um einen Szintillator, bestehend aus einem Natrium-Iodid-Einkristall (NaI), der mit Thallium dotiert ist. Einfallende γ -Strahlung bewirkt, dass Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben werden, dabei verbleibt im Valenzband ein freier Platz. Solche Elektron-Loch-Paare sind frei im Kristall beweglich. An Stellen mit Thallium-Dotierungen können lokal Energiezustände existieren, die im sonst verbotenen Bereich zwischen Leitungs- und Valenzband liegen. Bei Übergängen in diese Zustände emittieren die Elektronen Photonen, die durch Photomultiplier nachgewiesen werden können. Die Wellenlänge des Szintillatorlichts liegt beim NaI typischerweise zwischen 300 und 500 nm [Leo 94].

Der Kristall ist in zwei Halbzylinder geteilt. Auf einer Seite befindet sich eine Bohrung längs der Zylinderachse. Aufgrund dieser Bohrung ist es möglich, die zu messenden Präparate ins Innere des Kristalls zu bringen, um so die Ausbeute mit einer fast 4π -Geometrie zu optimieren.

Die Teilung in zwei unabhängige Hälften ist zum Beispiel von Vorteil, wenn β^+ -Zerfälle detektiert werden sollen. Bei der e^-e^+ -Annihilation werden aus Gründen der Impulserhaltung zwei Photonen in einander entgegengesetzte Richtungen emittiert, so dass in beiden Hälften gleichzeitig jeweils ein 511 keV Ereignis registriert werden kann. Ohne die Trennung würde man nur die Summe der Ereignisse sehen, die dann von einem Einzelereignis von rund 1 MeV nicht zu unterscheiden wäre.

2.2.2 Energieauflösung und Nachweiseffizienz

In Abb. 2.8 ist das γ -Spektrum des Germaniumisotops ^{69}Ge zweimal abgebildet (zum Germaniumzerfall und der Entstehung der Spektrallinien siehe 2.4). Das obere Spektrum

wurde mit einem Germaniumdetektor gewonnen, das untere mit dem NaI-Kristall. Die wesentlich bessere Energieauflösung des Germaniumspektrometers fällt sofort ins Auge. Die Linienverbreiterung beim NaI-Spektrum ist so groß, dass zum Beispiel die beiden Linien bei 511 keV und 574 keV nicht mehr getrennt aufgelöst werden können. Dennoch wurde für die Eichung der Proportionalzählrohre der NaI verwendet. Diese Entscheidung wurde aufgrund der wesentlich höheren Nachweiseffizienz des NaI getroffen (siehe auch A.4). Um mit dem Germaniumdetektor sinnvolle Triggerraten und ausreichend hohe Statistik zu erreichen, muss die Zerfallsrate im Zählrohr wesentlich erhöht werden. Dadurch würden jedoch die Zählrohre stark belastet. Jeder Zerfall bewirkt kleine Ablagerungen am Zählendraht, wodurch auf Dauer die Geometrie des elektrischen Feldes gestört und die Energieauflösung verschlechtert wird. Aus diesem Grund hängt die Lebensdauer eines Zählrohrs direkt mit der Anzahl der in ihm stattfindenden Zerfälle zusammen. Um die Zählrohre zu schonen, wird die schlechtere Energieauflösung des NaI in Kauf genommen [Rön 96], [Win 88].

Allerdings ist die Nachweiseffizienz von der Lage der Quelle im Bohrloch abhängig. Dies ist zum einen ein geometrischer Effekt, da je nach Position auf der Zylinderachse das Bohrloch in unterschiedlichen Raumwinkeln erscheint und dadurch der Anteil der durch das Loch entweichenden Strahlung unterschiedlich ist. Das Raumwinkelement ist in Kugelkoordinaten durch

$$d\Omega = r^2 \sin \vartheta \, d\varphi \, d\vartheta \quad (2.2)$$

gegeben. Sei x der Abstand der Quelle vom Bohrloch, R der Radius des Bohrlochs und ϑ_0 der scheinbare Öffnungswinkel mit $\tan \vartheta_0 = \frac{R}{x}$. Dann ist $r = \sqrt{x^2 + R^2}$, und der Raumwinkel, in dem das Bohrloch erscheint berechnet sich durch

$$\Omega = \int_0^{\vartheta_0} \int_0^{2\pi} r^2 \sin \vartheta \, d\varphi \, d\vartheta = 2\pi r^2 (1 - \cos \vartheta_0) \quad (2.3)$$

Ferner gilt

$$\cos \vartheta_0 = \frac{x}{r} = \frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}} \quad (2.4)$$

Die geometrische Nachweiseffizienz ε_G ist gegeben durch

$$\varepsilon_G = \frac{4\pi r^2 - \Omega}{4\pi r^2} \quad (2.5)$$

Zusammen mit den obigen Gleichungen ergibt sich

$$\varepsilon_G = \frac{1}{2}(1 + \cos \vartheta_0) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}} \right) \quad (2.6)$$

Die Positionsabhängigkeit der Nachweiseffizienz wurde mit Hilfe einer kleinen (näherungsweise punktförmigen) ^{69}Ge -Probe vermessen. Eine der beim ^{69}Ge -Zerfall entstehenden γ -Linie liegt bei einer Energie von 1107 keV (siehe 2.4). Die Probe wurde an verschiedene Positionen auf der Symmetrieachse des Kristalls gebracht und die Zählrate der Ereignisse im 1107 keV-Peak bestimmt. Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 2.3 dargestellt.

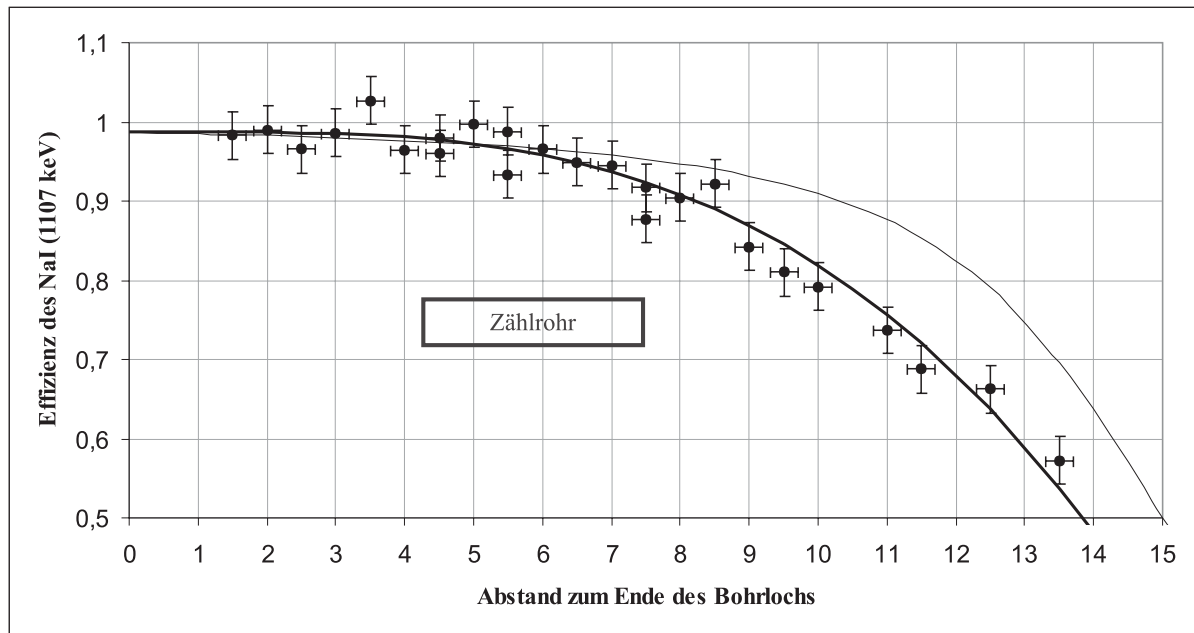


Abbildung 2.3: Nachweiseffizienz des NaI in Abhängigkeit der Probenposition im Bohrloch. Die dünne Linie stellt ε_G nach (2.6) dar, die dicke Linie einen Fit an die Messdaten. Die Zählraten wurden normiert, in dem sie bei kleinen Abständen an ε_G angepasst wurden. Das Rechteck zeigt die Position des Zählrohrs während der ^{69}Ge -Eichungen.

Die Strahlungsverluste durch das Bohrloch nach Glg. (2.6) sind als dünne durchgezogene Linie eingezeichnet. Sie erklären den Verlauf der Nachweiseffizienz jedoch nur zum Teil. Neben dem Bohrloch haben noch andere geometrische Eigenschaften einen Einfluss auf die Effizienz. Seitlich des Bohrlochs ist der Kristall dünner als im hinteren Bereich. Die Absorptionswahrscheinlichkeit eines γ -Quants hängt direkt mit der im Kristall zurückgelegten Weglänge zusammen, dadurch ist sie im vorderen Bereich kleiner als im hinteren.

Die Position der Zählrohrkathode während der Eichungen ist in der Abbildung ebenfalls eingezeichnet. Durch den Quarzvorbau der Zählrohre und die umgebende Bleihülle war es nicht möglich, das Zählrohr weiter ins Innere des Kristalls zu bringen. Die Nachweiseffizienz des NaI ist somit nicht über das gesamte Zählrohrvolumen konstant. Welchen Einfluss dieser Effekt auf die Eichmessungen hat wird in A.1 abgeschätzt.

Bei den vergangenen Messungen ist ein weiterer Effekt beobachtet worden, der mit der Probenposition zusammenhängt. Je nach Ort eines Ereignisses im Kristall ist die Lichtausbeute der Photomultiplier unterschiedlich groß. Zunächst kann man das erklären durch die Überlegung, dass bei der Lichtausbreitung im Kristall das Licht zum Teil gestreut wird und so bei grösseren Lichtwegen das Signal abgeschwächt wird. Dieser Effekt wäre kontinuierlich, so dass man eine Peakverbreiterung und dadurch eine schlechtere Energieauflösung erwartet.

Das im Folgenden beschriebene Experiment zeigt jedoch ein unerwartetes Ergebnis (siehe

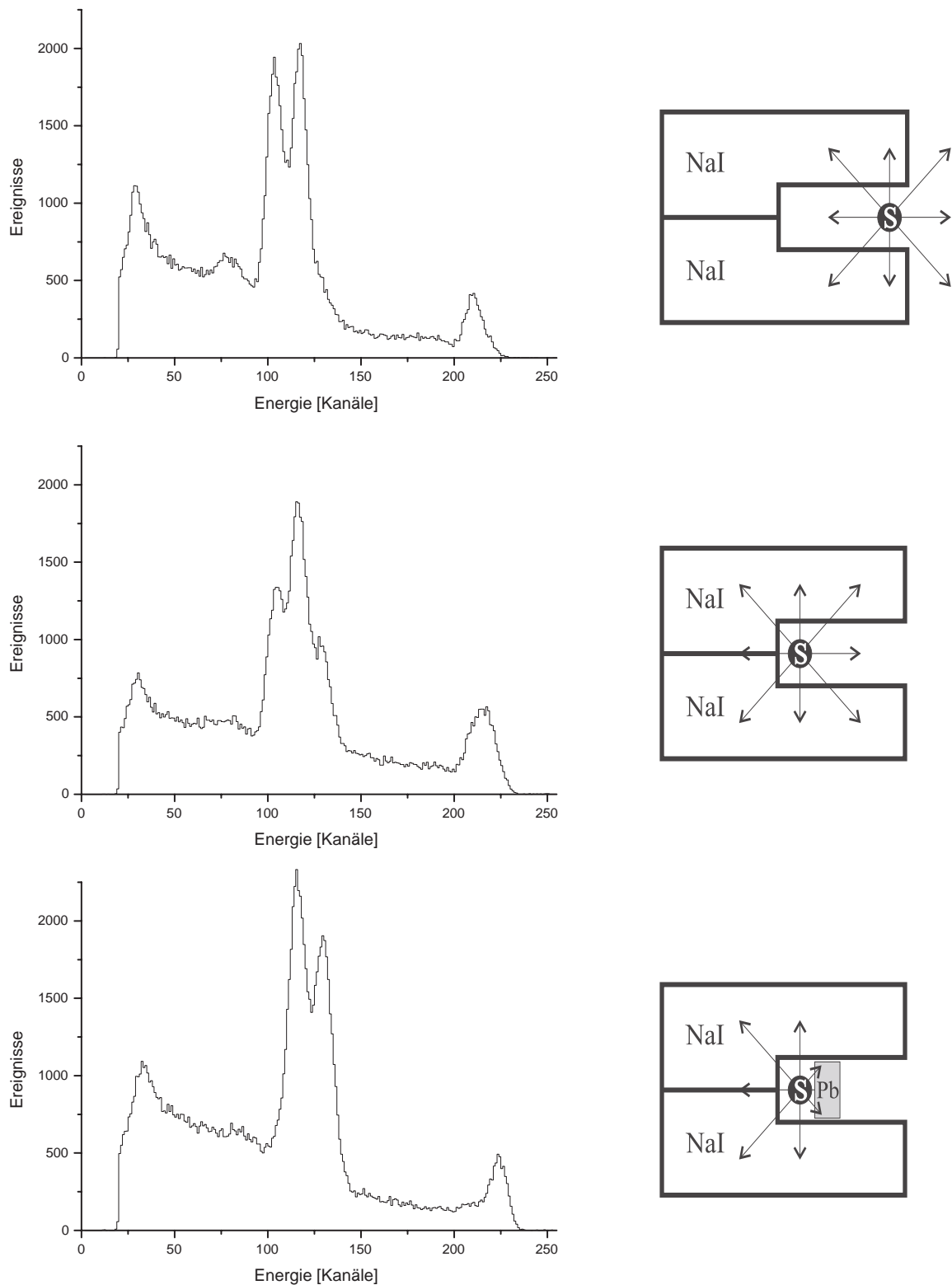


Abbildung 2.4: Das Spektrum von ^{60}Co (links), aufgenommen mit dem NaI mit zwei verschiedenen Quellpositionen (rechts). Im dritten Fall wurde mit einer Bleiplatte die nach vorne emittierte Strahlung abgeschwächt.

auch Abb. 2.4). Eine ^{60}Co -Quelle im vorderen Teil des Bohrlochs erzeugt ein erwartungsgemäßes Spektrum. Ein ^{60}Co -Zerfall erzeugt zu 99.9% zwei γ -Quanten mit 1173 keV und 1332 keV [Toi 96], das sind die beiden eng benachbarten Linien in den Kanälen 105 und 117. Die dritte Linie bei 2505 keV ist die Summe der beiden Einzellinien, die entsteht, wenn beide γ -Quanten detektiert werden.

Wird die Quelle nun weiter nach hinten ins Bohrloch gebracht, entsteht das Spektrum in der Mitte von Abb. 2.4. Neben den Peaks in den Kanälen 105 und 117 ist ein dritter in Kanal 129 zu sehen.

Beim unteren Spektrum in Abb. 2.4 wurde mit einer Bleiplatte die Quelle so abgeschirmt, dass nur Strahlung in den hinteren Teil des NaI gelangen konnte. Der Peak bei Kanal 105 ist nun verschwunden. Die beiden mittleren Peaks liegen in den Kanälen 117 und 129.

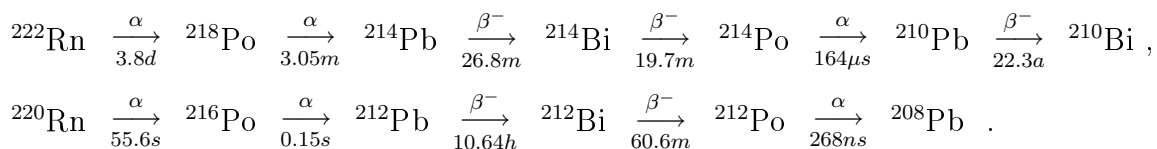
Offensichtlich liegt bei dem mittleren Spektrum eine Überlagerung der anderen beiden Fälle vor. Die Lichtausbeute der Photomultiplier ist besser, wenn die Ereignisse im hinteren Teil des NaI stattfinden, die Ereignisse im vorderen Teil sind zum niederenergetischen Bereich verschoben. Diese Verschiebung ist jedoch nicht kontinuierlich, da ein bestehender Peak nicht verbreitert wird, sondern als Doppelpeak erscheint. Es scheint, als ob an einer bestimmten Stelle im Kristall Licht verloren geht.

Beide Hälften des NaI-Kristalls wurden getrennt untersucht, die Ergebnisse waren identisch. Anschließend wurde die Prozedur für jeden der 6 Photomultiplier in Einzelbetrieb wiederholt, auch hier war jedesmal der gleiche Effekt zu beobachten. Eine befriedigende Erklärung konnte bislang nicht gefunden werden.

Für die Durchführung der Zählrohreichtungen sind diese Eigenschaften zwar unschön, aber unproblematisch. Wie schon an anderer Stelle beschrieben, ist die Energieauflösung des NaI nicht von entscheidender Bedeutung.

2.2.3 Untergrund

Der NaI-Detektor hat einen nicht zu vernachlässigenden Eigenuntergrund, der zum einen von ^{40}K und Verunreinigungen der Photomultiplier herrührt [Rön 96], aber auch von im Messbunker befindlichen Radon und dessen Zerfallsprodukten. Im Folgenden sind die Zerfallsreihen der Radonisotope ^{222}Rn und ^{220}Rn (mit Halbwertszeiten) dargestellt:



Insbesondere muss der zeitliche Verlauf der Untergrundrate betrachtet werden. Er wurde in den für die später beschriebenen Messungen relevanten Energieintervallen untersucht. Häufig kann zu Beginn einer Messung eine erhöhte Untergrundrate beobachtet werden, die dann innerhalb einiger Stunden absinkt (siehe Abb. 2.5 oben). Für diesen Effekt könnte ^{220}Rn verantwortlich sein, das mit der Luft durch die geöffnete Tür in den Messbunker gelangt ist. Die Zerfallszeit der ^{220}Rn -Kette von etwa 10 Stunden passt zu den Beobachtungen.

Dieser Anfangseffekt tritt jedoch nicht immer auf. Ferner unterliegt die Untergrundrate im

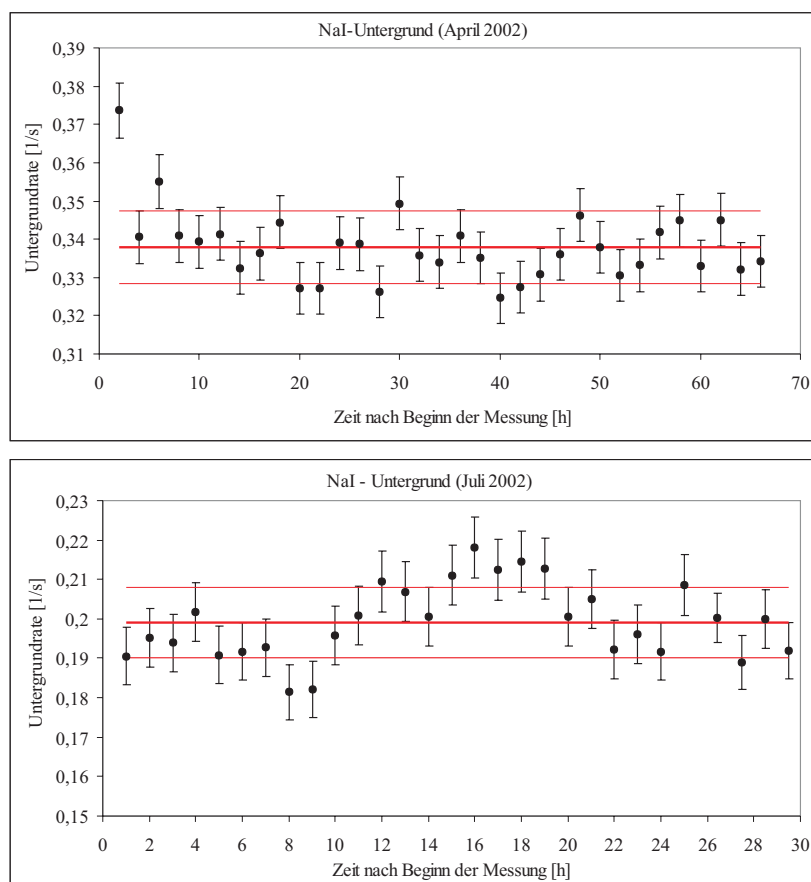


Abbildung 2.5: Zeitlicher Verlauf der Untergrundrate.

Oben: zu Beginn der Messung ist die Untergrundrate deutlich erhöht und fällt nach einigen Stunden ab.

Unten: kein Anfangseffekt, aber starke zeitliche Fluktuationen im Verlauf der Messung. (Weil in verschiedenen Energieintervallen gemessen wurde sind die mittleren Raten der beiden Messungen unterschiedlich.)

weiteren Verlauf zeitlichen Veränderungen, die über das Maß der zu erwartenden statistischen Schwankungen hinausgehen (Abb. 2.5 unten). Eine mögliche Erklärung hierfür hängt mit dem langlebigeren Radonisotop ^{222}Rn und dessen Zerfallsprodukten zusammen. Der Messbunker ist auch bei verschlossener Tür nicht vollständig luftdicht. Sich verändernde äußere Bedingungen (Luftdruck, Temperatur) könnten einen Einfluss auf die Radonkonzentration im Messbunker haben.

Die Problematik konnte jedoch bis jetzt nicht vollständig geklärt werden. In jedem Fall reicht die statistische Abschätzung des Fehlers der Untergrundbestimmung nicht aus. Es muss ein zusätzlicher systematischer Fehler angenommen werden, der zu 5% abgeschätzt wurde.

2.3 ^{71}Ge

Der Zerfall



mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 11,43\text{ d}$ [Ham 85] hat einen Q-Wert von 233.2 keV. Wegen $Q < 2m_e c^2$ ist ein β^+ -Zerfall nicht möglich, da nicht genügend Energie zur Erzeugung eines Positrons zur Verfügung steht. Der ^{71}Ge -Zerfall findet daher ausschließlich durch Elektroneneinfang statt (electron capture, EC). Elektronen im s-Orbital der inneren Schalen haben eine nicht verschwindende Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Inneren des Atomkerns, so dass Elektroneneinfang mit



möglich ist. Das Tochteratom hat nun eine angeregte Elektronenhülle, die Anregungsenergie entspricht der Bindungsenergie des eingefangenen Elektrons. Der freigewordene Platz auf der inneren Schale (K-, L- oder M-Schale) wird durch äußere Elektronen bevölkert, die dabei freiwerdende Energie wird entweder durch charakteristische Röntgenstrahlung oder durch Augerelektronen emittiert. Die verschiedenen Möglichkeiten sind in Tab. 2.1 angegeben.

Prozess	Häufigkeit [%]	Energie [keV]		Peak
		Auger-Elektron	Röntgenquant	
K-Einfang	43.0	10.37	-	K
K-Einfang	39.8	1.12	9.25 ($^{71}\text{Ga-K}_{\alpha_1}$)	K
		1.15	9.22 ($^{71}\text{Ga-K}_{\alpha_2}$)	K
		1.12/1.15	X entweicht	L
K-Einfang	5.0	0.11	10.26 ($^{71}\text{Ga-K}_{\beta}$)	K
			X entweicht	M
L-Einfang	10.3	1.3	-	L
M-Einfang	2.0	0.16	-	M

Tabelle 2.1: Möglichkeiten der Energiedepositionen im Zählrohr von ^{71}Ge mit Energien und Häufigkeiten [Rön 96].

Im Proportionalzählrohr entsteht das Spektrum in Abb. 2.6. Der K-Peak befindet sich bei 10.37 keV (der Bindungsenergie eines K-Elektrons in ^{71}Ga). Wenn Röntgenquanten aus einem K-Einfang ihre Energie im Totvolumen deponieren oder das Zählrohr ganz verlassen,

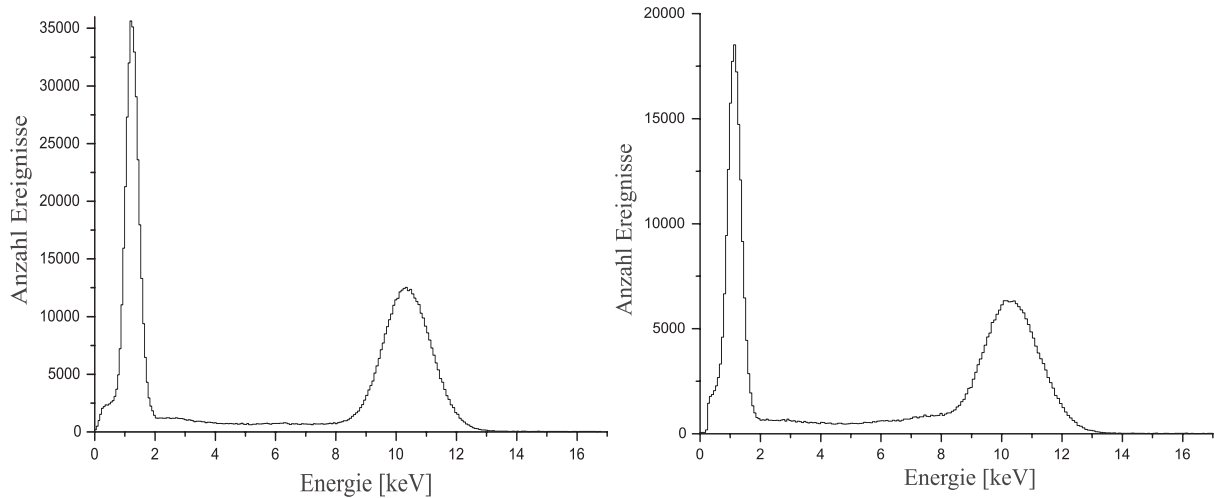


Abbildung 2.6: Spektren von ^{71}Ge , aufgenommen mit verschiedenen Proportionalzählrohren. Links: Siliziumkathode, rechts: Eisenkathode

werden nur Auger-Elektronen mit 1.12/1.15 keV registriert, so dass diese Ereignisse im L-Peak erscheinen. Dieser ist daher zusammengesetzt aus Einzellinien bei 1.12 keV, 1.15 keV und der eigentlichen L-Bindungsenergie von 1.3 keV (siehe Tab. 2.1). Der Mittelwert des L-Peaks errechnet sich zu 1.17 keV.

Der M-Peak liegt unterhalb der Energieschwelle und ist im Spektrum nicht sichtbar.

Bei Zählrohren mit einer Eisenkathode tritt ein weiterer Effekt auf, der in den Spektren beobachtbar ist. Bei Erzeugung eines Röntgenquant/Augerelektronen-Paares kann die Röntgenstrahlung mit 9.2 keV in der Kathode ein Eisenatom ionisieren. Beim Übergang in den Grundzustand emittiert dieses Eisenatom charakteristische Röntgenstrahlung ($K_{\alpha} = 6.4$ keV), die eventuell zurück ins Zählrohr gelangt und dort detektiert wird. Zusammen mit der Energie des Auger-Elektrons von 1.2 keV erscheint im Spektrum ein Ereignis bei 7.6 keV. Dieser Effekt tritt bei Zählrohren mit Siliziumkathode nicht auf. In Abb. 2.6 ist das Spektrum eines Zählrohres mit Siliziumkathode dem eines mit Eisenkathode gegenübergestellt. Man erkennt deutlich die zusätzlichen Ereignisse im Energiebereich um 7.6 keV.

2.4 ^{69}Ge

Im Vergleich zu ^{71}Ge hat der Zerfall des Germaniumisotops ^{69}Ge viele Ähnlichkeiten. Er weist aber auch entscheidende Unterschiede auf, die vor allem mit dem höheren Q -Wert von $Q = 2.227$ MeV [Toi 96] zusammenhängen. Wegen $Q > 1022$ keV ist β^{+} -Zerfall möglich



der dominierende Prozess ist jedoch Elektroneneinfang (etwa 63 %)



Ferner existieren einige angeregte Kernzustände von ^{69}Ga , in die ^{69}Ge zerfallen kann. Sie sind alle instabil und gehen praktisch sofort in den Grundzustand über, wobei eine Reihe von charakteristischen γ -Linien emittiert wird. Die wichtigsten Linien sind in Tab. 2.2 zusammengefasst, das komplette Zerfallsschema zeigt Abb. 2.7.

Die Halbwertszeit von ^{69}Ge beträgt $T_{1/2} = 39$ h.

Für den Nachweis von EC-Ereignissen in einem Zählrohr sind die Vorgänge in der Atom-

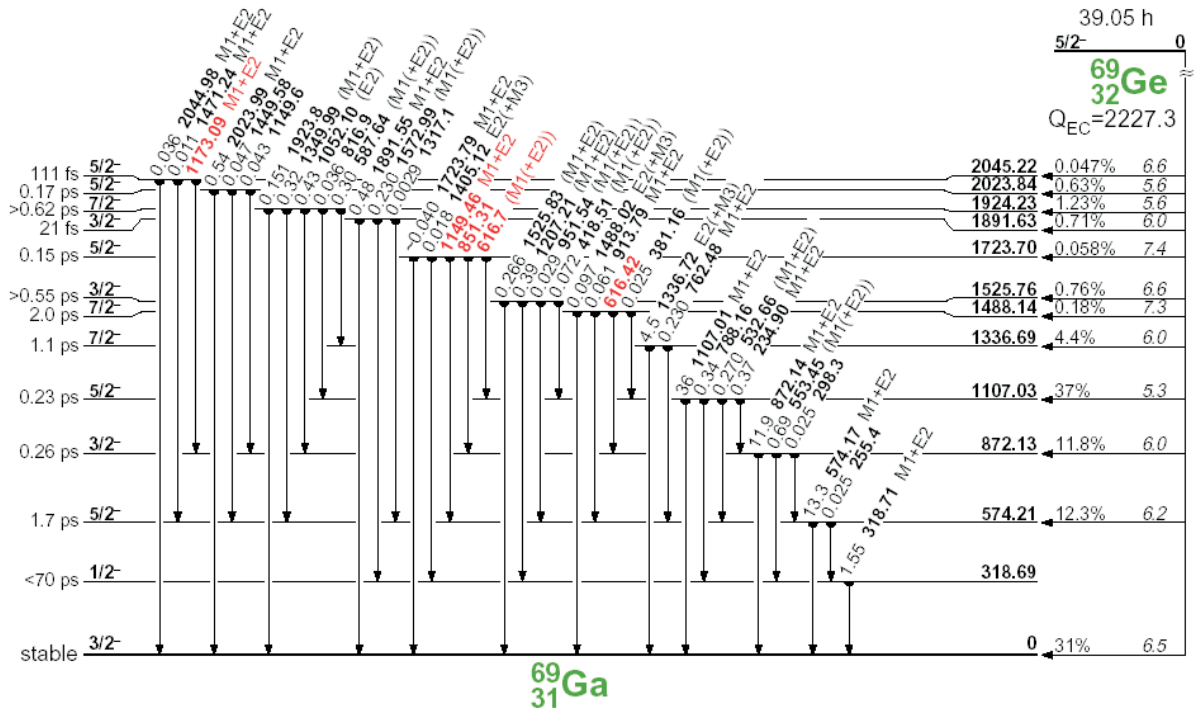


Abbildung 2.7: Komplettes Zerfallsschema von ^{69}Ge (aus [Toi 96]).

hülle entscheidend. Diese sind jedoch isotonenunabhängig, weshalb die EC-Spektren von ^{69}Ge und ^{71}Ge identisch sind. Durch die zusätzlichen β^+ -Zerfälle von ^{69}Ge ist allerdings dem EC Spektrum ein Positronenspektrum überlagert.

Wegen $Q - 2m_e c^2 = 1.2$ MeV sind bei β^+ -Zerfällen nur Kernzustände möglich, deren Energiedifferenzen zum Grundzustand kleiner als 1.2 MeV sind. Tatsächlich nehmen die Übergangswahrscheinlichkeiten schon für niedrigere Energien stark ab. Die Wahrscheinlichkeit für einen β^+ -Zerfall bei gleichzeitiger γ -Emission von 874 keV liegt nur bei 0.4 % (siehe Tab. 2.2), für noch höhere Kernzustände liegt sie praktisch bei Null. Aus diesem Grund wird die γ -Linie bei 1107 keV sowie alle höherenergetischen Linien ausschließlich durch EC-Ereignisse erzeugt. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, durch Koinzidenzsaltungen die EC-Ereignisse von β^+ -Ereignissen zu trennen.

Zudem ergibt sich durch die γ -Emission von 1107 keV ein weiterer Indikator für ein EC-Ereignis, das unabhängig vom Zählrohrsignal detektiert werden kann. Daraus ergibt sich die elegante Möglichkeit einer Absoluteichung (siehe Abschnitt 3).

γ [keV]	0	574	872	1107	1337
EC	9.0 %	9.2 %	11.4 %	37 %	4.4 %
β^+	22 %	3.1 %	0.4 %		

Tabelle 2.2: Die wichtigsten γ -Linien mit Häufigkeiten beim ^{69}Ge -Zerfall für Elektroneneinfang (EC) und β^+ -Zerfall. Bei β^+ -Zerfällen entsteht außerdem die e^+e^- -Annihilationslinie bei 511 keV (nach [Ham 02] und [Toi 96]).

2.5 Herstellung der Germaniumprobe

Die Produktion des Germaniumistops ^{69}Ge erfolgt durch Protonenbeschuss eines Galliumtargets, wodurch die Reaktion



ausgelöst wird. Das Gallium liegt als Galliumoxid Ga_2O_3 mit natürlichem Isotopenverhältnis ($^{69}\text{Ga} : ^{71}\text{Ga} = 60 : 40$) vor. Durch die Anwesenheit von ^{71}Ga im Target wird durch $^{71}\text{Ga}(p, n)^{71}\text{Ge}$ auch ^{71}Ge erzeugt.

Die Probenaktivierung wird am CN Van Der Graaf Beschleuniger am Laboratori Nazionale di Legnaro durchgeführt. Die Energie der Protonen beträgt 7 MeV, wodurch eine Nebenproduktion von $^{69}\text{Ga}(p, 2n)^{68}\text{Ge}$ verhindert wird, die bei etwa 12 MeV einsetzt. Die Bestrahlung dauert 20 min mit 20 nA [GNO 01].

Nach der Bestrahlung wird die Probe nach Heidelberg transportiert. Nachdem das Galliumoxid in NaOH gelöst wurde, wird mit einem Germaniumspektrometer die Aktivität bestimmt. Die anschließende Germansynthese verläuft nach der üblichen GNO-Prozedur. Das aktive German wird in die zu eichenden Zählrohre gefüllt. Durch die erfolgte Aktivitätsmessung lässt sich die Aktivität der Zählrohrfüllung auf einen gewünschten Wert einstellen. Für die Eichungen werden ^{69}Ge -Aktivitäten von etwa 200 Bq verwendet, die Aktivität des ebenfalls im Zählrohr befindlichen ^{71}Ge liegt bei 80 Bq bis 100 Bq.

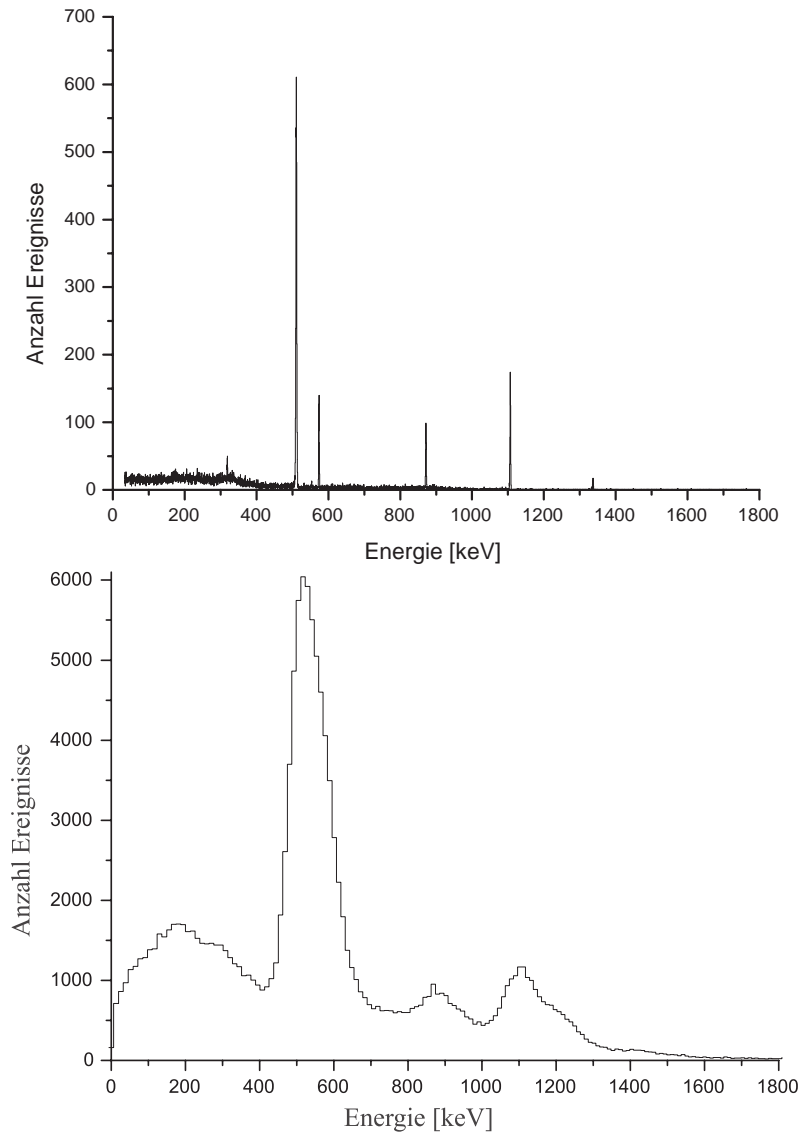


Abbildung 2.8: γ -Spektrum von ^{69}Ge , aufgenommen mit einem Germaniumspektrometer (oben) und einem NaI-Kristall (unten). Beiden Spektren liegt die gleiche Energieskala zugrunde.

Kapitel 3

Die ^{69}Ge -Koinzidenzmethode

3.1 Das Prinzip der Zählrohreichtungen

Der Zerfall von ^{69}Ge setzt sich aus EC- und β^+ -Ereignissen zusammen. Die 1107 keV- γ -Linie sowie alle höherenergetischen γ -Emissionen werden ausschließlich durch EC-Ereignisse erzeugt. Diese Tatsache wird nun ausgenutzt, um durch eine Koinzidenzschaltung ein nahezu reines EC-Spektrum zu erhalten. Gleichzeitig ergibt sich daraus eine Möglichkeit, die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählrohrs für EC-Ereignisse zu bestimmen.

Das Zählrohr wird in der Bohrung des NaI-Kristalls platziert. Jedesmal, wenn im NaI ein Ereignis bei 1107 keV nachgewiesen wird, wird ein Gate geöffnet und das Zählrohrsignal aufgezeichnet. Nach einer ausreichenden Messzeit t ergibt sich die Effizienz ε des Zählrohres durch den Quotienten aus der Anzahl von Zählrohreignissen z und der Anzahl N der Trigger im NaI

$$\varepsilon = \frac{z}{N} . \quad (3.1)$$

Ein Vorteil dieser Art der Messung ist, dass das Ergebnis von der Nachweiswahrscheinlichkeit des NaI unabhängig ist. Denn durch die Triggermethode werden Ereignisse, die vom NaI nicht registriert werden von der Messung ausgeschlossen.

Es treten jedoch einige andere Effekte auf, die berücksichtigt werden müssen:

- Untere Energieschwelle des Zählrohrs:
Die Nachweismöglichkeit für kleine Energien wird bei einem Zählrohr durch Untergrundrauschen unterhalb einer bestimmten Energie begrenzt. Es ist deshalb unvermeidlich, eine bestimmte Energieschwelle zu definieren, unterhalb derer alle Ereignisse verworfen werden. Diese Schwelle wurde für das gesamte GALLEX/GNO-Experiment zu 0.5 keV festgelegt. Damit ist das Untergrundrauschen unterdrückt, der L-Peak bei 1.17 keV liegt aber in seiner vollen Breite noch deutlich über der Energieschwelle.
- Untergrund des NaI:
Der NaI hat einen nicht zu vernachlässigenden Eigenuntergrund (siehe 2.2.3). Die Anzahl der durch den Untergrund verursachten Trigger (Untergrundrate b) muss von

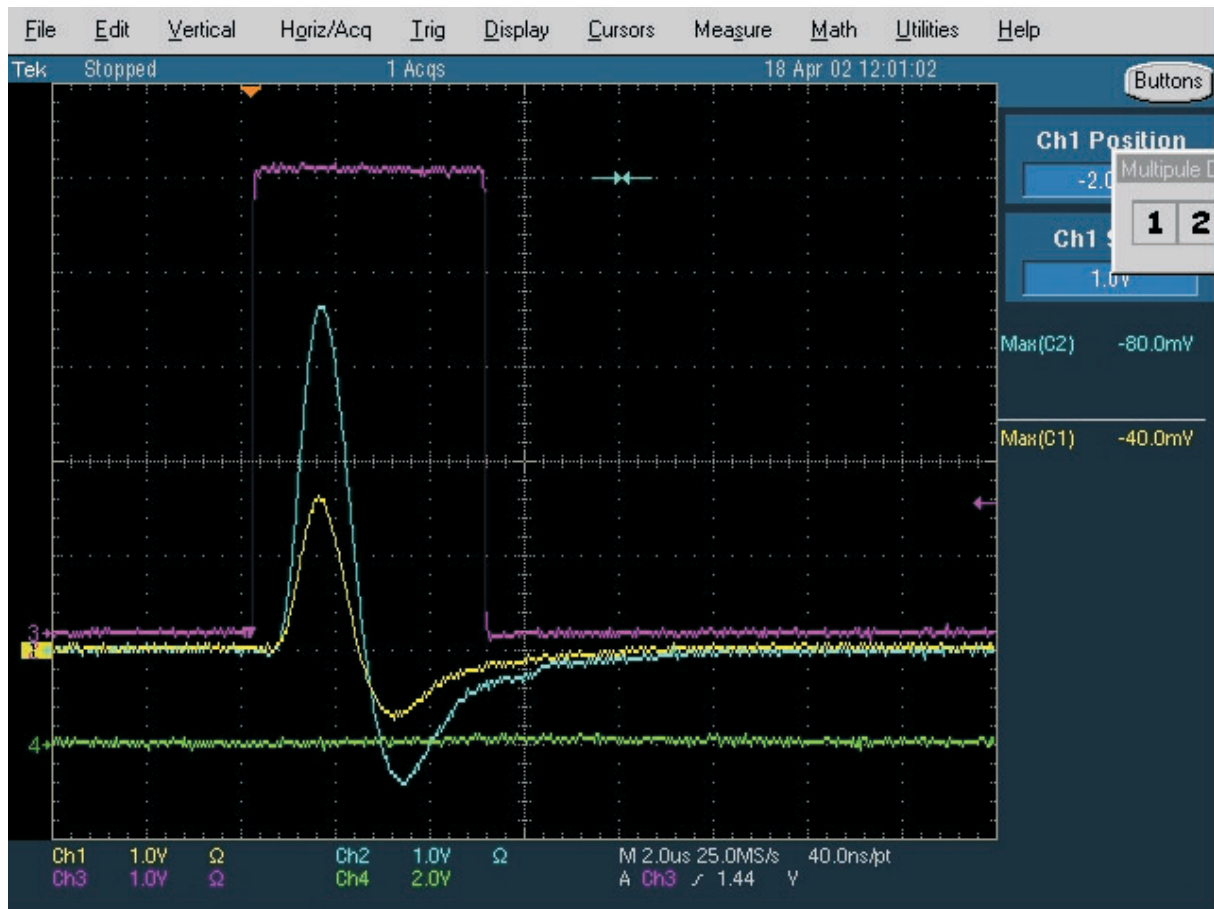


Abbildung 3.1: Kontaminierung des EC-Spektrums mit β^+ -Ereignissen. Eine Hälfte des NaI registriert ein Ereignis im 1107 keV - Energiefenster (blau), die Triggerlogik erzeugt deshalb ein Steuersignal für das Gate (violett). In der anderen NaI-Hälfte wird gleichzeitig ein 511 keV - Positronensignal registriert (gelb), was auf einen β^+ -Zerfall hindeutet. Bei dem Triggerereignis handelt es sich also nicht um ein EC-Zerfall, sondern um eine 511 + 574 keV - Koinzidenz.

der Gesamtzahl N abgezogen werden:

$$N \rightarrow N - bt \quad (3.2)$$

- Das Elektroneneinfang-Spektrum hat einen β^+ -Anteil:

Das e^+ zerstrahlt durch Paarvernichtung mit Erzeugung zweier 511 keV γ -Quanten. Bei einem Teil der β^+ -Ereignisse findet zeitgleich ein Kernübergang mit 574 keV statt. Wird dieses 574 keV- γ zusammen mit einem 511 keV- γ in einer Hälfte des NaI detektiert, ergibt sich die Summenenergie von 1085 keV (siehe auch Abb. 3.1). Die Energieauflösung des NaI ist nicht hoch genug, um ein solches 1085 keV-Ereignis von einem mit 1107 keV zu unterscheiden. Aus diesem Grund werden auch β^+ -Ereignisse getriggert, die so eine β^+ -Kontamination des Zählrohrspektrums verursachen. Da die Nachweiseffizienz des Zählrohrs für β^+ -Zerfälle kleiner ist als für EC-Ereignisse, muss

ε entsprechend korrigiert werden (siehe 3.3).

- Zufallskoinzidenzen:

Bei hohen Aktivitäten im Zählrohr steigt die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Ereignisse gleichzeitig stattfinden (das heißt innerhalb der Öffnungsdauer des Gates). Dadurch wird das Ergebnis der Nachweiseffizienz verfälscht. In A.3 wird der Einfluss solcher Zufallskoinzidenzen abgeschätzt. Es stellt sich heraus, dass bei den verwendeten Aktivitäten die Auswirkungen auf das Ergebnis gering sind. Sie können daher vernachlässigt werden.

- Totzeit:

Bei hohen Aktivitäten können Totzeiteffekte des Systems die Ergebnisse verfälschen. Der Einfluss solcher Effekte auf die Ergebnisse wird in A.2 diskutiert.

3.2 Aufbau des Messsystems

Die Messungen wurden im Heidelberger Low-Level-Labor durchgeführt. Es befindet sich zur Abschirmung von kosmischer Höhenstrahlung unter einer Erdschicht (15 m Wasseräquivalenz). Selbst bei dieser Abschirmung beträgt der Myonenfluss noch etwa 100 Teilchen pro m^2 und s. Um den störenden Einfluss der Myonen zu unterdrücken, ist die Apparatur von einem Plastiksintillator umgeben. Registriert dieser Szintillator ein Myon-Signal, wird durch das elektronische Logikmodul das Gate für etwa 40 μs geschlossen (μ -Veto). Zur weiteren Abschirmung ist der NaI-Kristall von einer 16 cm dicken Bleischicht umgeben.

Es wurde parallel mit zwei verschiedenen Systemen gemessen. Einerseits mit dem System, dass schon [Rön 96], [Ham 02] u.a. verwendet und beschrieben haben, es wird im Folgenden als „konventionelle“ System bezeichnet. Andererseits wurde ein neues VME-System installiert, dass auf diese Weise getestet werden sollte und Quervergleiche der Messergebnisse ermöglicht. Der schematische Aufbau der Messelektronik ist in Abb. 3.2 dargestellt.

3.2.1 Das konventionelle System

Die Signale der beiden Hälften des NaI-Kristalls werden getrennt verarbeitet. Nach dem Hauptverstärker werden sie jeweils einem SCA zugeführt.

Mit Hilfe des SCA (Single Channel Analyser) kann ein Energienfenster für die Signale des NaI gesetzt werden. Um ein EC-Spektrum von ^{69}Ge aufzunehmen, wird dieses Fenster in den Bereich des 1107 keV-Peaks gelegt. Registriert der SCA ein Signal innerhalb des eingestellten Energieintervalls, erzeugt er ein logisches Rechtecksignal das von der Gate-Logik verarbeitet werden kann.

Erhält die Gate-Logik ein Signal von einem der beiden SCA, erzeugt sie einen Rechteckpuls mit dem das Gate geöffnet wird, es sei denn es liegt ein μ -Veto vor. Die Länge des Rechteckpulses bestimmt die Öffnungsdauer des Gates. Sie wurde zu 5 μs eingestellt. Ein angeschlossener Zähler (Scaler) zählt die Anzahl dieser Triggerpulse.

Das Zählrohr befindet sich in der Bohrung des NaI-Kristalls. Seine Signale werden von

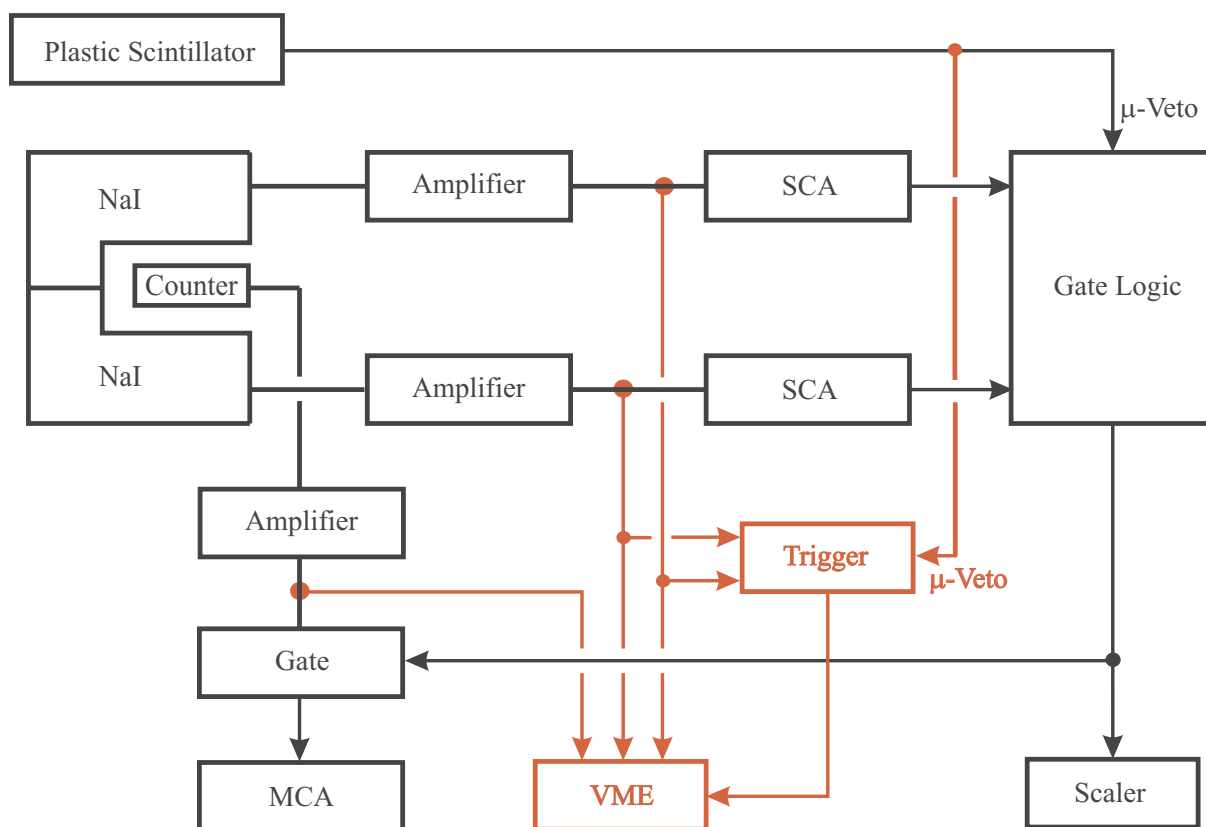


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Messsystems zur Eichung mit der ^{69}Ge -Koinzidenzmethode. Schwarz: das konventionelle System; Rot: paralleler Anschluss des VME-Systems.

einem Shaping-Amplifier verstärkt und verformt. Sofern das Gate geöffnet ist, werden die analogen Signale durch einen ADC (Analog-Digital-Converter) digitalisiert und schließlich von einem MCA (Multi Channel Analyser) aufgezeichnet.

Der MCA ist in Form einer Steckkarte mit einem PC verbunden, wodurch mit einer geeigneten Software die Spektren ausgewertet werden können. Der MCA zählt die Anzahl der Ereignisse innerhalb gewisser Energiebereiche in insgesamt 255 Kanälen. Eine Information über den Zeitpunkt eines Ereignisses liegt nicht vor.

Für diese Art einer Koinzidenzschaltung ist es wichtig, dass alle Signale der beteiligten Komponenten gleichzeitig im Logikmodul oder am Gate eintreffen. Dieses wurde durch eine Reihe von Delays erreicht, die der besseren Übersicht wegen nicht in Abb. 3.2 eingezeichnet sind. Das richtige Timing wurde mit einem Oszilloskop vor den Messungen überprüft.

Der Vorverstärker des Zählrohres erzeugt Pulse mit Amplituden im Bereich von einigen mV bis zu etwa 200 mV. Die Pulsform ist charakterisiert durch einen schnellen Anstieg und eine lange abfallende Flanke ($\approx 2\text{ms}$). Um daraus resultierende Totzeit zu verhindern, werden die Signale durch den Shaping Amplifier verformt, so dass die Pulsdauer nur noch

etwa $12 \mu\text{s}$ beträgt. Bei späteren Messungen wurde ein anderer Hauptverstärker verwendet, der die Pulsdauer auf $5 \mu\text{s}$ reduzierte. In Abb. A.2 ist die Form der Zählrohrsignale nach Vor- und Hauptverstärker abgebildet.

Der Verstärkungsfaktor des Hauptverstärkers beträgt ungefähr 20. Damit kann der Messbereich des MCA (0-4 V) optimal ausgenutzt werden.

3.2.2 Das VME-System

Das System wurde von D. Motta und T. Lassere installiert, die Messungen und Datenauswertung führte D. Motta durch.

Der schematische Aufbau ist in Abb. 3.2 rot abgebildet.

Der Vorteil des VME-Systems gegenüber der konventionellen Methode ist die Möglichkeit, verschiedene Detektorsignale gleichzeitig aufzuzeichnen. Auf diese Weise können sämtliche Signale aus den NaI-Hälften zusammen mit zeitgleich stattfindenden Ereignissen im Zählrohr aufgezeichnet werden. Die Koinzidenzauswahl von bestimmten γ -Linien (z.B. der 1107 keV-Linie) geschieht dann nicht von vornherein durch den SCA, sondern kann nach der Messung bei der Datenverarbeitung beliebig eingestellt werden.

Die Signale der beiden NaI-Hälften und des Zählrohrs werden nach den jeweiligen Hauptverstärkern geteilt. Die Signale aus dem NaI dienen als Trigger für das System. Bei jedem Ereignis im NaI werden das Zählrohr- und die beiden NaI-Signale getrennt aufgezeichnet.

3.3 β^+ -Korrektur

Die Maximalenergie, die bei einem EC-Ereignis im Zählrohr deponiert wird, beträgt 10.37 keV. Die durch die Energieauflösung bedingte Breite des K-Peaks lässt das Spektrum natürlich nicht bei dieser Energie abbrechen, aber die Anzahl der Ereignisse geht bei höheren Energien gegen Null. Man kann abschätzen, dass bei Energien größer als 14 keV keine EC-Ereignisse registriert werden.

Alle Ereignisse oberhalb von 14 keV können somit eindeutig β^+ -Zerfällen zugeordnet werden, und aus der Anzahl dieser Ereignisse können Rückschlüsse auf den Anteil der β^+ -Kontamination unterhalb von 14 keV gezogen werden.

Um ein reines β^+ -Spektrum aufzuzeichnen, wird das Energiefenster der beiden SCA auf einen Bereich um 511 keV gesetzt. Die Gatelogik wird so eingestellt, dass nur ein Trigger-signal erzeugt wird, wenn in beiden SCA gleichzeitig ein 511 keV-Signal registriert wird. Im MCA werden dann nur β^+ -Ereignisse aufgezeichnet. Ein auf diese Weise erzeugtes β^+ -Spektrum ist in Abb. ?? abgebildet.

Für die β^+ -Korrektur wird nun die Anzahl der Ereignisse B^+ oberhalb von 14 keV gezählt und mit der Anzahl der Ereignisse β^+ unterhalb von 14 keV ins Verhältnis gesetzt. Mit diesem Verhältnis β^+/B^+ kann man die β^+ -Kontamination des EC-Spektrums aus der

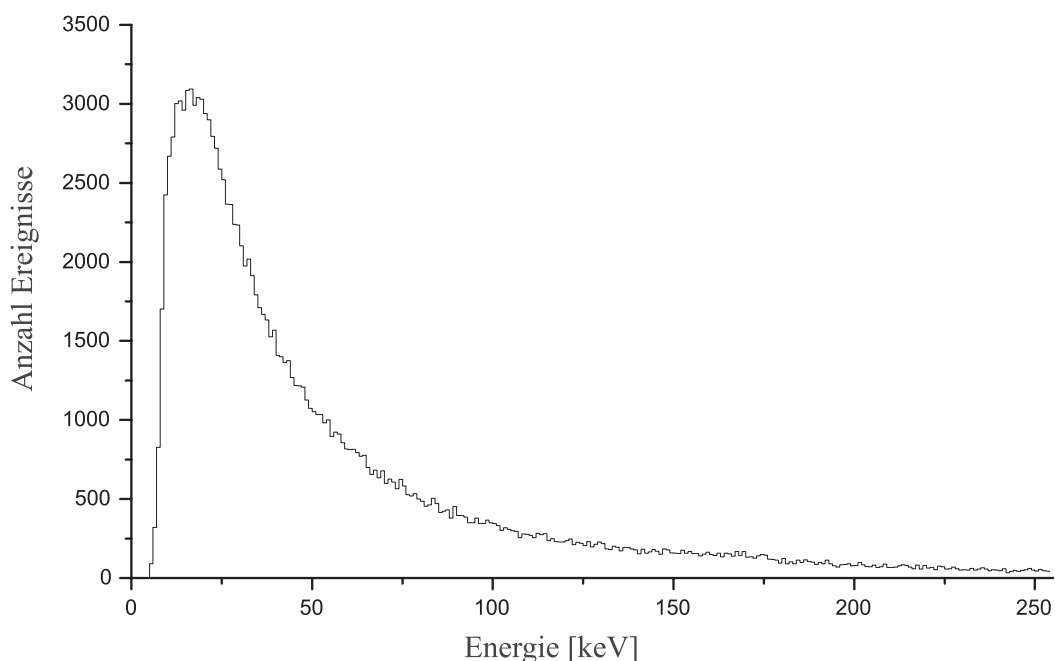


Abbildung 3.3: Positronenspektrum des Zählrohrs Sc150

Anzahl Z der Ereignisse oberhalb 14 keV ableiten und korrigieren:

$$z \rightarrow z - \frac{\beta^+}{B^+} Z . \quad (3.3)$$

Auch die Anzahl der Trigger des NaI muss entsprechend korrigiert werden. Diese geschieht mit Hilfe der Nachweiseffizienz ε^+ des Zählrohrs für β^+ -Ereignisse. Man erhält sie aus dem Verhältnis von β^+ und der Anzahl N^+ der 2×511 -Triggerereignisse

$$\varepsilon^+ = \frac{\beta^+}{N^+} . \quad (3.4)$$

Die Korrektur von N erfolgt durch

$$N \rightarrow N - \frac{\beta^+}{B^+} \frac{Z}{\varepsilon^+} . \quad (3.5)$$

3.3.1 Vergleich von β^+ -Spektren verschiedener Zählrohre

Es wurden β^+ -Spektren verschiedener Zählrohre miteinander verglichen, um festzustellen, ob das Verhältnis β^+/B^+ für alle Zählrohre näherungsweise identisch ist. Hierzu wurden die Spektren geeignet normiert und mit geeichter Energieskala übereinandergelegt (siehe Abb. 3.4).

Es konnte festgestellt werden, dass sich einige Positronenspektren von anderen unterscheiden, vor allem durch eine steilere abfallende Flanke bei Energien größer als 2 keV. In Abb.

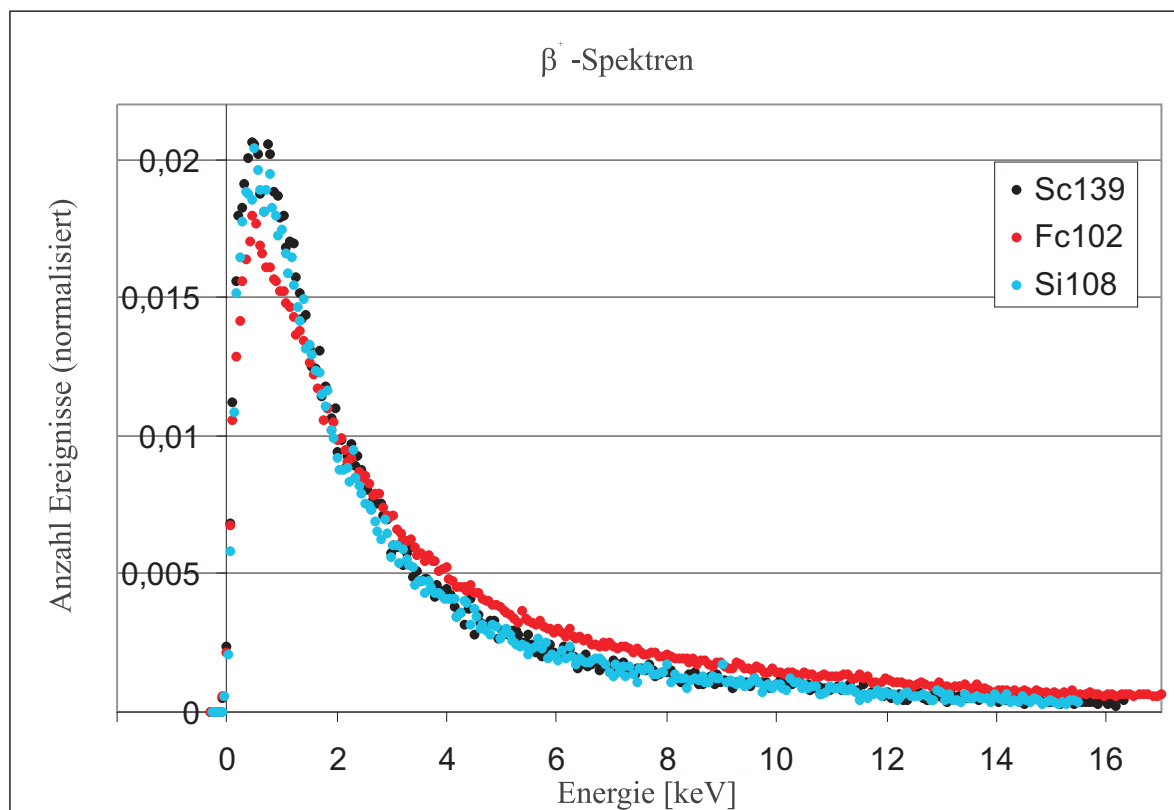


Abbildung 3.4: Vergleich der Positronenspektren verschiedener Zählrohre.

3.4 sind drei Positronenspektren verschiedener Zählrohre übereinandergelegt. Es handelt sich um zwei Zählrohre mit Si-Kathode (Sc139 geformt, Si108 ungeformt) und um eines mit Fe-Kathode (Fc102 geformt).

Die erste Vermutung war, dass der Verlauf davon abhängt, ob das jeweilige Zählrohr eine geformte Kathode hat oder nicht (zur Bedeutung der Kathodenform siehe 2.1). Ein solcher Zusammenhang kann jedoch nicht beobachtet werden. Die Spektren der beiden Zählrohre mit Siliziumkathode sind im Verlauf praktisch identisch, obwohl sie sich in der Kathodenform unterscheiden.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit hängt mit dem Innenradius der Kathoden zusammen. Die meisten Positronen deponieren nur einen Teil ihrer Energie im Zählrohr, bevor sie es verlassen oder im Kathodenmaterial absorbiert werden. Ein kleinerer Innenradius verkürzt die freie Weglänge der Positronen im Aktivvolumen. Je kleiner die Weglänge, desto kleiner ist die Wahrscheinlichkeit für die Deposition hoher Energien.

Diese Überlegungen werden jedoch nicht bestätigt, wenn man die Maße der Kathoden betrachtet. Der Innendurchmesser von Zählrohr Fc102 beträgt 5.8 mm, die Durchmesser der Siliziumzählrohre betragen 5.7 mm und 5.4 mm. Das Zählrohr mit dem größten Innendurchmesser registriert die meisten Ereignisse bei hohen Energien, was das Modell unterstützt. Unverständlich ist jedoch, warum sich die Spektren der Siliziumzählrohre untereinander

nicht unterscheiden, obwohl der Unterschied der Durchmesser viel grösser ist.

Das Positronenspektrum von $\text{Fe}102$ wurde mit dem eines weiteren Zählrohrs mit Eisenkathode ($\text{Fe}39$) verglichen. Dieses zeigt denselben Verlauf mit erhöhter Anzahl von Ereignissen im hochenergetischen Bereich. Eventuell spielt also das Kathodenmaterial eine Rolle. Im EC-Spektrum von $^{69/71}\text{Ge}$ treten bei Eisenkathoden zusätzliche Ereignisse auf, die durch charakteristische Röntgenstrahlung von Eisen verursacht werden (siehe 2.3 und Abb. 2.6). Es ist denkbar, dass es bei Positronenzerfällen zu ähnlichen Effekten kommt, die Unterschiede zwischen Eisen- und Siliziumkathoden verursachen.

Leider konnte die Ursache bisher nicht befriedigend geklärt werden. Die beobachteten Unterschiede in den Spektren führen dazu, dass das Verhältnis β^+/B^+ nicht für alle Zählrohre gleich ist. Die Abweichungen betragen etwa 8 %.

3.4 Anmerkungen zur Auswertung

3.4.1 Peak-Fitting

Wenn alle Ereignisse im Zählrohr ihre volle Energie abgeben würden, wären die Peaks im Spektrum gaussförmig:

$$\Gamma(x) = n_1 \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.6)$$

Nun gibt es aber Ereignisse, deren Energiedeposition nicht vollständig ist, weil sie z.B. am Rand des Zählrohres stattfinden, wo die elektrische Feldstärke nicht die volle Stärke hat. Für diese „degraded events“ wurde eine Fermi-Verteilung angenommen:

$$\Phi(x) = \frac{n_2}{\exp(\phi(x - \mu)) + 1} \quad (3.7)$$

Zum Fit eines Peaks wurde die Summe $\Gamma(x) + \Phi(x)$ verwendet, wobei n_1 , n_2 , μ , σ , ϕ als freie Parameter angepasst wurden und, falls notwendig, ein konstanter Untergrund addiert wurde.

In Abb. 3.5 wird deutlich, dass es sich nur um eine Näherung handelt, aber auch, dass das Maximum des Peaks durch die degraded events verschoben wird.

3.4.2 Eichung der Energieskala

Nichtlinearität

Bei einer linearen Energie-Kanal-Beziehung im MCA würden zwei Peaks bekannter Energie ausreichen, um die Energieskala zu eichen. Durch die Beimischung des GeH_4 zum Zählgas Xenon wird die Gasverstärkung im Zählrohr verringert. Um das auszugleichen wird die Hochspannung erhöht, die dadurch oberhalb des Plateaubereiches liegt, so dass die Energie-Signal-Beziehung nicht mehr linear ist. Es wird daher eine quadratische Energie-Kanal-Beziehung angenommen

$$k(e) = a_0 + a_1 e + a_2 e^2, \quad (3.8)$$

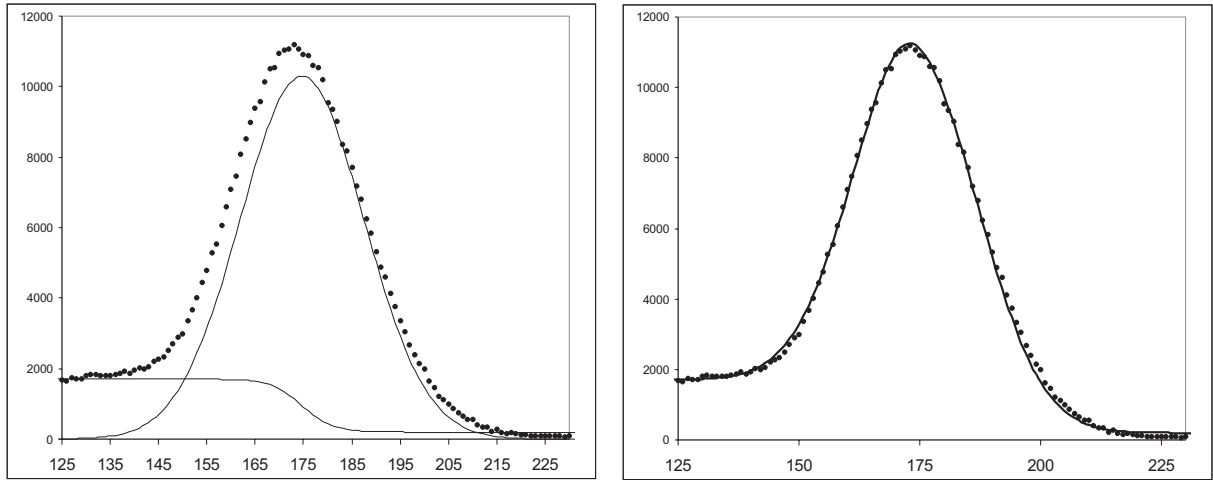


Abbildung 3.5: Zu den Fits an die Spektren. Links: die Funktionen Γ und Φ mit dem zu fittenden Peak. Rechts: verwendeter Fit $\Gamma + \Phi$.

($e = \text{Energie}$, $k = \text{Kanalzahl im MCA}$)

zu deren exakten Eichung drei Peaks notwendig wären. Die Spektren von ^{69}Ge oder ^{71}Ge besitzen nur zwei. Um trotzdem eine verlässliche Eichung durchführen zu können, wird ein Erfahrungswert aus früheren Eichungen mit anderen Zählrohren verwendet, der für alle Zählrohre ungefähr gleich ist: die Nichtlinearität λ , welche definiert ist durch

$$\lambda = \frac{a_2}{a_1} \quad (3.9)$$

Falls die Zählrohre nicht auf andere Art geeicht wurden (s.u.), wurde für λ der folgende Wert verwendet:

$$\lambda = -0,008 \pm 0,002 \quad (3.10)$$

Mit $a_2 = \lambda a_1$ wird (3.8) zu

$$k(e) = a_0 + a_1 e + \lambda a_1 e^2 \quad (3.11)$$

oder im Umkehrschluss

$$e(k) = -\frac{1}{2\lambda} + \frac{1}{2\lambda} \sqrt{1 + 4\lambda \frac{k - a_0}{a_1}} \quad (3.12)$$

Eichung mit ^{55}Fe

Das Eisenisotop ^{55}Fe zerfällt durch die Elektroneneinfangreaktion



Dabei wird charakteristische Röntgenstrahlung von Mn emittiert ($K_\alpha = 5.9 \text{ keV}$). Wird die Eisenquelle vor das Zählrohr gebracht, kann neben den beiden Ge-Peaks ein dritter Peak erzeugt werden, um die Energieskala zu eichen.

Um die Lage der Peaks möglichst genau zu bestimmen, wurde zunächst ein $^{69/71}\text{Ge}$ -Spektrum aufgenommen und daraus die Lage von L- und K-Peak ermittelt. Anschließend

wurde mit identischer Messdauer ein Spektrum mit Eisenquelle aufgezeichnet. Durch Subtraktion der Spektren erhält man den reinen Eisenpeak und dessen Lage.

Dieses Verfahren wurde für die Zählrohre Sf126 und Sc151 durchgeführt. Es ergab sich

$$\lambda(\text{Sf126}) = -0,0085 \pm 0,001 , \quad (3.14)$$

$$\lambda(\text{Sc151}) = -0,0096 \pm 0,001 . \quad (3.15)$$

Bei der Bestimmung der Effizienz der beiden Zählrohre wurden diese Werte benutzt. Bei allen anderen Zählrohren wurde (3.10) angenommen.

Eichung mit Cer

Eine Gd-Quelle bestrahlt ein Cer-Target, dabei wird die charakteristische Cer-Röntgenstrahlung mit $E \approx 35$ keV freigesetzt. Wird mit dieser Strahlung ein Zählrohr mit Xe-Füllung bestrahlt, entstehen durch komplizierte Konversionsmechanismen eine Vielzahl von Linien, die in verschiedenen Gruppen zusammengefasst werden können [Sch 93]. Die wichtigsten Liniengruppen haben ihre Mittelwerte bei 1.03 keV, 5.09 keV und 9.76 keV. Sie liegen dicht bei den Ge-Linien bzw. dazwischen und sind daher bestens für eine Eichung geeignet. Mit Zählrohr Sc151 wurde mit einer inaktiven Xe-GeH₄-Füllung das Cer-Spektrum aufgenommen (Abb. 3.6). Es ergab sich

$$\lambda = -0,0035 \pm 0,001 . \quad (3.16)$$

Allerdings wurde bei dieser Messung eine kleinere Hochspannung verwendet als bei den späteren Eichungen dieses Zählrohrs. Aus diesem Grund ist der erhaltene Wert kleiner als (3.15).

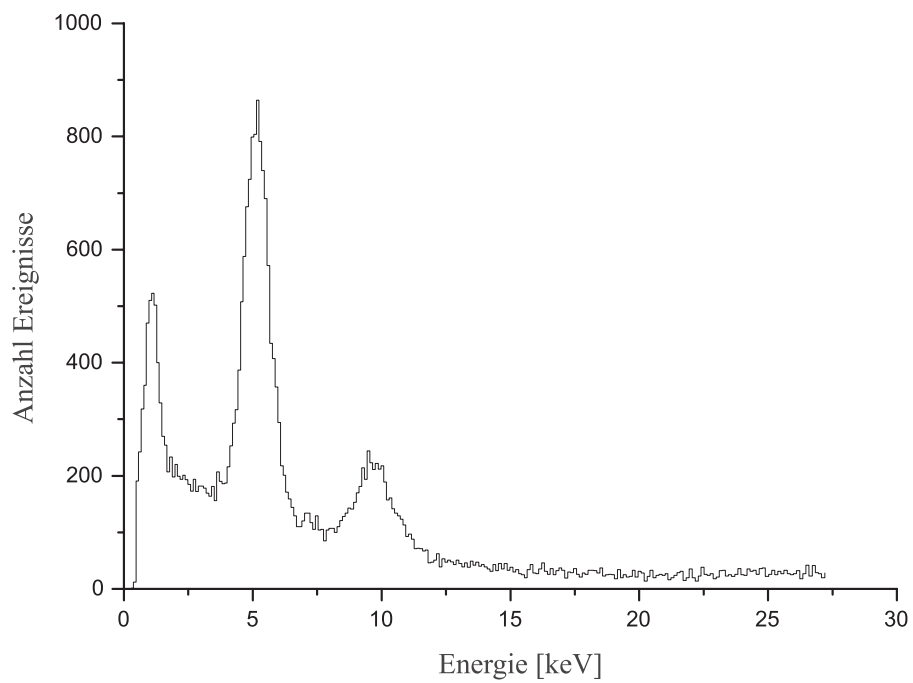


Abbildung 3.6: Cer-Spektrum zur Energieeichung von Proportionalzählrohr Sc151.

3.5 Diskussion der Messfehler

3.5.1 Statistische Fehler

- Bei N Triggerereignissen fallen z Zählrohreignisse in den Energiebereich 0.5 - 14 keV, der Rest $N - z$ fällt in den Bereich $E > 14\text{keV}$ oder wird nicht registriert. Hierbei handelt es sich um eine Binomialverteilung:

$$\Delta z = \sqrt{N \frac{z}{N} \frac{N-z}{N}} = \sqrt{z - \frac{z^2}{N}}. \quad (3.17)$$

Analog berechnen sich die statistischen Fehler der Größen Z , β^+ und B^+ .

- Der statistische Fehler der Triggerereignisse N wird berücksichtigt durch

$$\Delta N = \sqrt{N}. \quad (3.18)$$

Auf die gleiche Weise wird N^+ behandelt.

- NaI-Untergrund für β^+ -Ereignisse:
Es lässt sich nicht feststellen, ob dieser Untergrund zeitlich konstant ist. Er ist aber so klein, dass er auf das Endergebnis kaum Auswirkungen hat. Insofern sind eventuelle zeitliche Schwankungen in jedem Fall vernachlässigbar.

$$\Delta b^+ = \sqrt{\text{Untergrundereignisse}/t} \quad (3.19)$$

3.5.2 Systematische Fehler

- Die Unsicherheit in der zeitlichen Konstanz des NaI-Untergrunds b wurde wie in 2.2.3 beschrieben zu 5% abgeschätzt:

$$\Delta b = 0.05 \cdot b \quad (3.20)$$

Diesen Fehler kann man in erster Näherung wie einen statistischen behandeln, da man annehmen kann, dass seine Auswirkungen die Messwerte ungefähr so stark erhöhen wie verringern. Bei einer großen Anzahl von Einzelmessungen fällt der Einfluss dann bei der Mittelwertbildung heraus.

- Abhängigkeit der NaI-Effizienz von der Probenposition.
Wie in A.1 beschrieben, kann eine obere Grenze dieses Fehlers zu 0.2% angegeben werden.
Dieser Fehler verfälscht die Ergebnisse eines Zählrohres nur in eine Richtung und bleibt deshalb bei Mittelwertbildung erhalten. Er muss deshalb beim Endergebnis in voller Größe berücksichtigt werden.
- Nichtlinearität der Energieskala.
Wie in 3.4.2 beschrieben, wurde für die meisten Zählrohre eine mittlere Nichtlinearitätskonstante angenommen. Ihre Unsicherheit überträgt sich auf die Energieeichung

der Spektren und so auf die Kanalzahlen k der Energien bei 0.5 und 14 keV. Es wurden folgende Unsicherheiten abgeschätzt:

$$\Delta k(0.5 \text{ keV}) = \pm 0.5 \quad \Delta k(14 \text{ keV}) = \pm 1 \quad (3.21)$$

Wie der vorangegangene Fehler muss auch dieser auf das Endergebnis angewendet werden.

3.6 Verwendete Symbole und Formeln

Zur besseren Übersicht folgt eine Auflistung aller bisher eingeführten Symbole:

- z Anzahl der Ereignisse im EC-Spektrum eines Zählrohres mit $E \in [0.5; 14 \text{ keV}]$.
- Z Anzahl der Ereignisse im EC-Spektrum eines Zählrohres mit $E > 14 \text{ keV}$.
- N Anzahl der Trigger des NaI im 1107 Fenster.
- ε Effizienz eines Zählrohres für EC-Ereignisse.
- β^+ Anzahl der Ereignisse im β^+ -Spektrum mit $E \in [0.5; 14 \text{ keV}]$
- B^+ Anzahl der Ereignisse im β^+ -Spektrum mit $E > 14 \text{ keV}$.
- N^+ Anzahl der Trigger des NaI mit 2×511 -Koinzidenz.
- ε^+ Effizienz eines Zählrohres für β^+ -Ereignisse.
- b Backgroundrate des NaI im 1107 keV - Energiefenster.
- b^+ Backgroundrate des NaI im 2×511 keV - Energiefenster.
- t Dauer einer Messung.

Einschließlich aller Korrekturen berechnet sich die Effizienz der Zählrohre durch

$$\varepsilon = \frac{z - \frac{\beta^+}{B^+} Z}{N - bt - \frac{\beta^+ Z}{B^+ \varepsilon^+}} \quad (3.22)$$

$$\varepsilon^+ = \frac{\beta^+}{N^+ - b^+ t} \quad (3.23)$$

Formeln zu Fehlerrechnung:

Zur Vereinfachung sei $\varepsilon = \frac{x}{y}$ (siehe Glg. (3.22)).

$$\Delta \left(\frac{\beta^+}{B^+} \right) = \frac{\beta^+}{B^+} \sqrt{\left(\frac{\Delta \beta^+}{\beta^+} \right)^2 + \left(\frac{\Delta B^+}{B^+} \right)^2} \quad (3.24)$$

$$\Delta \varepsilon^+ = \varepsilon^+ \sqrt{\left(\frac{\Delta \beta^+}{\beta^+} \right)^2 + \left(\frac{(\Delta N^+)^2 + (\Delta b^+ t)^2}{(N^+ - b^+ t)^2} \right)^2} \quad (3.25)$$

$$\begin{aligned} (\Delta \varepsilon)^2 &= \left(\frac{\Delta z}{y} \right)^2 + \left(\frac{-Z \cdot y + Z/\varepsilon^+ \cdot x}{y^2} \Delta \left(\frac{\beta^+}{B^+} \right) \right)^2 + \left(\frac{x}{y^2} \Delta N \right)^2 + \dots \\ &\dots + \left(\frac{xt}{y^2} \Delta b \right)^2 + \left(\frac{\beta^+ x/\varepsilon^+ - y}{B^+ y^2} \Delta Z \right)^2 + \left(\frac{\beta^+ Zx}{B^+ \varepsilon^+ y^2} \Delta \varepsilon^+ \right)^2 \end{aligned} \quad (3.26)$$

Kapitel 4

Messergebnisse

4.1 Sc138, Sc139, Sc150

Die Kampagne zur Eichung der drei Zählrohre fand im April 02 statt. Es war die erste Durchführung der Messungen mit beiden Systemen.

Zu jedem Zählrohr wurden mehrere Einzelmessungen durchgeführt. Da wegen $T_{1/2}({}^{69}\text{Ge}) = 39 \text{ h}$ die Aktivität in den Zählrohren binnen weniger Tage stark abnimmt, wurden die Zählrohre im Wechsel angeschlossen. Zu Beginn der Messungen betragen die Aktivitäten in den drei Zählrohren $A_{69} \approx 200 \frac{1}{\text{s}}$ und $A_{71} \approx 100 \frac{1}{\text{s}}$. Beide Systeme arbeiteten parallel, Beginn und Ende der Messungen waren aber meistens verschieden. Das VME-System konnte nur eine begrenzte Zeit ohne Unterbrechung Daten aufnehmen, so dass zum Beispiel Messungen über Nacht nicht möglich waren.

Die Ergebnisse der einzelnen Messungen sind in den Tabellen 4.1 - 4.3 angegeben. Der obere Teil der Tabellen enthält die mit dem konventionellen System ermittelten Einzelergebnisse mit Fehler. In den Zeilen darunter ist angegeben, aus welchen Komponenten sich die Fehler zusammensetzen. Wie in 3.5 diskutiert, werden die folgenden Unsicherheiten berücksichtigt:

- statistischer Fehler,
- Schwankung des NaI-Untergrunds,
- Eichung der Energieskala,
- Asymmetrie der NaI-Nachweiswahrscheinlichkeit.

Im unteren Teil der Tabelle sind die Ergebnisse des VME-Systems aufgelistet, die von D. Motta ausgewertet wurden [Mot 02], [Mot 03].

In der rechten Spalte „Ergebnisse“ werden für jedes System getrennt die Mittelwerte angegeben.

Die einzelnen Ergebnisse des konventionellen Systems erscheinen einigermaßen stabil. Die Schwankungen bei den Zählrohren Sc138 und Sc139 liegen innerhalb der angenommenen

Fehlergrenzen (1σ). Lediglich die beiden Ergebnisse von Sc150 weichen etwas mehr voneinander ab ($\approx 2.5\sigma$).

Das Zählrohr Sc138 war bei seinem letzten solar run aussortiert worden, da sich die Gasverstärkung im Laufe der Zeit verschlechterte. Etwas Derartiges konnte bei den Eichungen nicht beobachtet werden, Sc138 blieb stabil. Unter Umständen macht sich der Effekt erst nach längerer Zeit bemerkbar.

Vergleicht man die Ergebnisse mit denen des VME-Systems ergeben sich jedoch deutliche Unterschiede. Es sind zwei Tendenzen festzustellen:

1. Die VME-Ergebnisse scheinen eher niedriger zu sein als die des konventionellen Systems.
2. Es könnte eine Abhängigkeit vom Zeitpunkt der Messung vorliegen. Spätere Messungen haben einen Trend zu höheren Ergebnissen. In Abb. 4.1 sind die Messergebnisse von Sc139 über den Zeitpunkt der Messung aufgetragen. Bei den VME-Daten erkennt man eine ansteigende Tendenz.

Aufgrund der wenigen Messpunkte zu jedem Zählrohr sind diese Tendenzen nicht signifikant. Sie werden aber bei der folgenden Kampagne genauer untersucht.

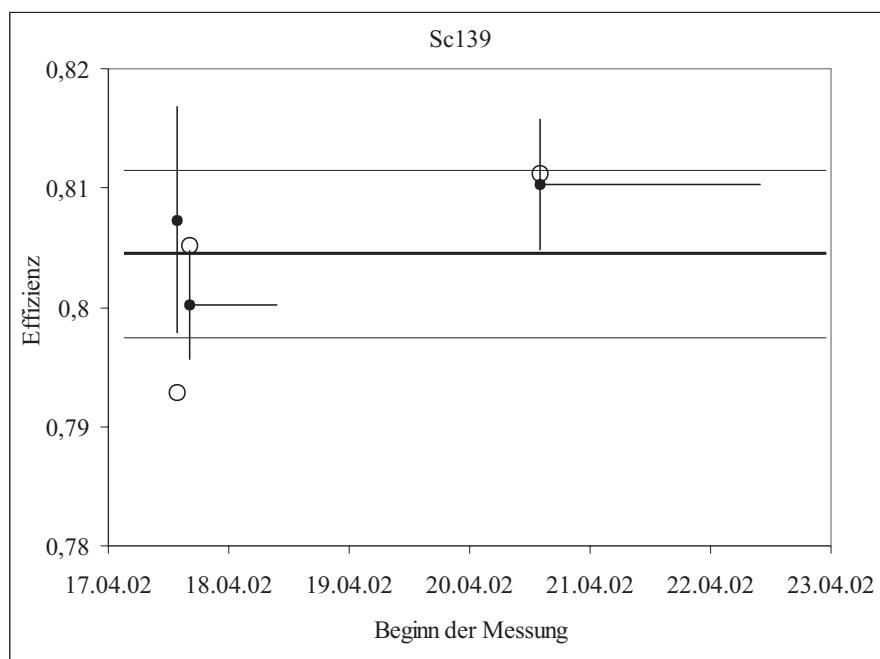


Abbildung 4.1: Ergebnisse der Eichung von Zählrohr Si139, aufgetragen über den Zeitpunkt der Messung. Die Ergebnisse des VME-Systems sind als offene Kreise eingezeichnet.

Sc139	Einzelmessungen			Ergebnis
ε	0.8073	0.8002	0.8103	0.8059
Fehler	0.0087	0.0046	0.0056	0.0050
statistisch	0.0076	0.0018	0.0020	0.0027
NaI Untergr.	0.0010	0.0012	0.0033	0.0012
Energieskala		0.0035		0.0035
Asymmetrie		0.002		0.002
VME-System				
ε	0.7928	0.8052	0.8112	0.8031
Fehler	0.0012	0.0021	0.0051	0.0019

Tabelle 4.1: Eichergebnisse von Sc139.

Sc138	Einzelmessungen					Ergebnis
ε	0.8069	0.8175	0.8055	0.8046	0.8061	0.8081
Fehler	0.0081	0.0088	0.0081	0.0061	0.0081	0.0046
statistisch	0.0068	0.0077	0.0069	0.0043	0.0052	0.0028
NaI Untergr.	0.0013	0.0014	0.0013	0.0014	0.0047	0.0011
Energieskala			0.0036			0.0036
Asymmetrie			0.002			0.002
VME-System						
ε	0.7972	0.8044	0.7735			0.7917
Fehler	0.0010	0.0010	0.0030			0.0011

Tabelle 4.2: Eichergebnisse von Sc138.

Sc150	Einzelmessungen				Ergebnis
ε	0.7819	0.7981			0.7900
Fehler	0.0036	0.0047			0.0037
statistisch	0.0011	0.0021			0.0012
NaI Untergr.	0.0007	0.0026			0.0013
Energieskala	0.0026				0.0026
Asymmetrie	0.002				0.002
VME-System					
ε	0.7789	0.7960	0.7845	0.7881	0.7869
Fehler	0.0028	0.0014	0.0019	0.0017	0.0010

Tabelle 4.3: Eichergebnisse von Sc150.

4.2 Si108, Fe39

Da bei dieser Kampagne im Juli 2002 nur zwei Zählrohre geeicht wurden, konnte für jedes Zählrohr die Zahl der Einzelmessungen erhöht werden, um so die im April vermuteten Tendenzen genauer zu untersuchen. Der Aufbau der Apparatur und der Elektronik war im Vergleich zu der Kampagne im April unverändert.

Die Ergebnisse von Si108 sind in Tab. 4.4 aufgelistet und in Abb. 4.2 wieder über den Zeitpunkt der Messung aufgetragen. Die im vorigen Abschnitt vermuteten Tendenzen sind deutlich zu erkennen. Mit einem Signifikanztest wurde die Messreihe auf eine lineare Korrelation überprüft. Die Wahrscheinlichkeit für ein zufälliges Eintreffen einer solchen Konstellation liegt bei weniger als 3 %.

Die Ergebnisse von Fe39 (siehe Tab. 4.5) weisen eine große Streuung auf. Beim Füllen des Zählrohres mit German wurde ein Leck festgestellt, wodurch der Druck der Gasfüllung nicht aufrecht erhalten werden konnte. H. Richter hat das Leck provisorisch mit Klebstoff versiegelt; dadurch schien das Problem gelöst. Es ist aber nicht ausgeschlossen, dass das Zählrohr im Verlauf der Messung doch etwas Gas verlor oder Luft von außen eindringen konnte. Die Tatsache, dass bei den späteren Messungen eine etwas höhere Hochspannung verwendet werden musste, um die gleiche Lage des K-Peaks zu erreichen, unterstützt diese Theorie. Die Instabilität der Ergebnisse könnte darauf zurückzuführen sein.

Das Zählrohr Fe39 wurde in der Vergangenheit schon einmal geeicht (mittels indirekter Methode im Vergleich zu einem anderen Zählrohr). Das Ergebnis für die Effizienz von damals lautet $\varepsilon = 0.7646 \pm 0.011$. Dieser Wert liegt über den hier bestimmten Ergebnissen. Allerdings ist die Unsicherheit der indirekten Eichmethode ziemlich groß. Der Unterschied beträgt etwa 1.5σ .

Trotz der instabilen Ergebnisse erkennt man, wenn auch nicht so deutlich wie bei Si108, auch hier die Tendenz zu höheren Ergebnissen bei späteren Messungen.

Mögliche Gründe für eine solche zeitliche Korrelation ergeben sich aus der Ratenabnahme der Zählrohraktivität, bedingt durch die ^{69}Ge -Halbwertszeit von nur 39 h. Es gibt zwei denkbare Szenarien:

- Totzeit.
Durch Totzeiteffekte der Messelektronik könnten Ereignisse verloren gehen. Der Einfluss auf die Ergebnisse ist bei höheren Raten größer als bei niedrigen, dadurch würden die Effizienzen zu Anfang einer Kampagne kleiner ausfallen als gegen Ende.
- Untergrund des NaI.
Bei hohen Zählraten beeinflusst die Korrektur durch einen konstanten Untergrund die Messergebnisse kaum. Bei kleinen Raten (also späteren Messungen) wird dieser Anteil aber sehr viel größer. Wenn die Untergrundrate aus irgendeinem Grund zu hoch angenommen wurde, werden durch die Background-Korrektur die Ergebnisse bei kleinen Zählraten erhöht.

Bemerkenswert ist, dass die beiden eben beschriebenen Szenarien in ihrer Auswirkung auf die Ergebnisse gegenläufig sind. Im einen Fall würden die Ergebnisse bei hohen Raten verfälscht, im anderen Fall die Ergebnisse bei niedrigen Raten.

Es gibt keinen Hinweis auf eine falsche Untergrundkorrektur. Wie in 2.2.3 beschrieben, wurde der Untergrund so exakt wie möglich bestimmt. Die vom VME-System beobachteten Untergrundraten sind denen des konventionellen Systems sehr ähnlich (ein exakter Vergleich ist nicht möglich, da die Größe des SCA-Fensters nicht genau bekannt ist). Auch die beobachteten zeitlichen Schwankungen erreichen keine Größenordnungen, die die Ergebnisse so stark verfälschen können. Außerdem schwankt die Rate zufällig und zeigt keine Monotonie.

Da eine falsche Untergrundkorrektur ausgeschlossen zu sein scheint, wurde die Elektronik auf mögliche Totzeiteffekte untersucht (siehe Abschnitt A.2). Dabei konnte festgestellt werden, dass die Totzeit des MCA im Wesentlichen von der Signallänge des Zählrohrsignals abhängt ($\approx 12\mu\text{s}$). Da die Öffnungsdauer des Gates auf nur $5\mu\text{s}$ eingestellt wurde, wird bei den meisten Signalen die lange abfallende Flanke einfach abgeschnitten (es sei denn, innerhalb dieser $5\mu\text{s}$ wird ein weiterer Trigger ausgelöst, dann verlängert sich die Öffnungsdauer entsprechend). Die Totzeit bei den Messungen wird deshalb hauptsächlich durch die Dauer des Gates bestimmt.

Die Auswirkungen einer Totzeit dieser Größenordnung liegt selbst bei den höchsten verwendeten Zählraten nur im Promille-Bereich. Damit kann die zeitliche Korrelation der Messergebnisse jedoch nicht erklärt werden.

Der MCA führt während jeder Messung selbst eine Totzeitbestimmung durch, die in den Datenfiles angezeigt wird. Bei sämtlichen Eichmessungen liegen diese Angaben ebenfalls im Bereich von $5\mu\text{s}$. Bei Versuchen in Abschnitt A.2 ohne Gate war die Totzeitangabe im Bereich der verwendeten Signallängen. Offenbar ist die Totzeitangabe des MCA verlässlich.

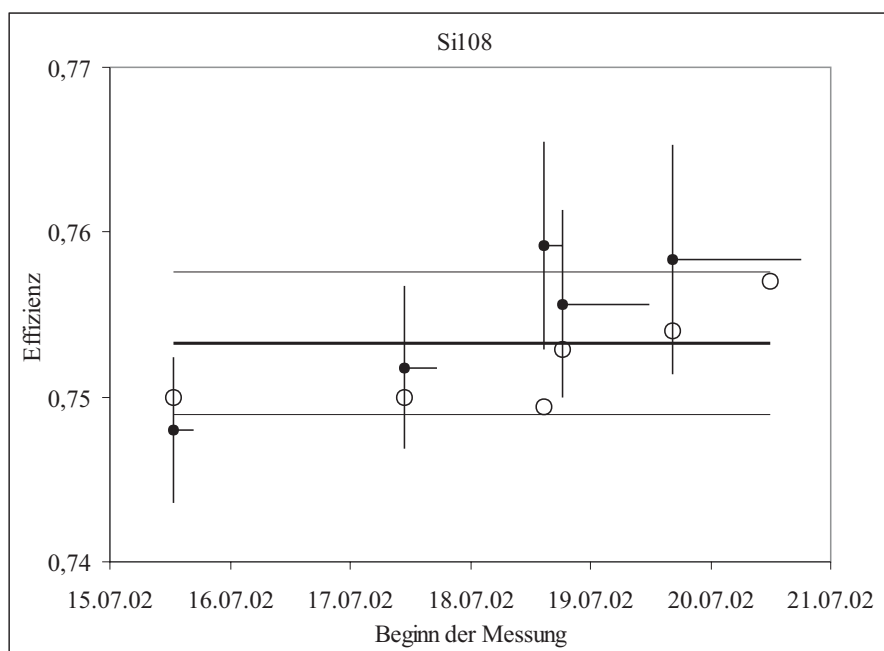


Abbildung 4.2: Ergebnisse der Eichung von Zählrohr Si108, aufgetragen über den Zeitpunkt der Messung. Die Ergebnisse des VME-Systems sind als offene Kreise eingezeichnet.

Si108	Einzelmessungen					Ergebnis	
ε	0.7480	0.7518	0.7592	0.7556	0.7583	0.7546	
Fehler	0.0044	0.0049	0.0063	0.0057	0.0070	0.0043	
statistisch	0.0021	0.0025	0.0041	0.0023	0.0023	0.0012	
NaI Untergr.	0.0007	0.0017	0.0028	0.0034	0.0054	0.0014	
Energieskala	0.0033					0.0033	
Asymmetrie	0.002					0.002	
VME-System							
ε	0.7500	0.7500	0.7494	0.7529	0.7540	0.7570	0.7522
Fehler	0.0011	0.0010	0.0010	0.0013	0.0012	0.0024	0.0006

Tabelle 4.4: Eichergebnisse von Si108.

Fe39	Einzelmessungen							Ergebnis
ε	0.7639	0.7429	0.7353	0.7538	0.7487	0.7496	0.7557	0.7500
Fehler	0.0061	0.0039	0.0050	0.0044	0.0055	0.0095	0.0173	0.0047
statistisch	0.0048	0.0010	0.0032	0.0016	0.0034	0.0021	0.0050	0.0013
NaI Untergr.	0.0007	0.0008	0.0010	0.0019	0.0023	0.0085	0.0161	0.0026
Energieskala	0.0031							0.0031
Asymmetrie	0.002							0.002
VME-System								
ε	0.757	0.7304	0.7396	0.7558	0.7452	0.7595		0.7479
Fehler	0.0010	0.0012	0.0012	0.0016	0.0014	0.0021		0.0006

Tabelle 4.5: Eichergebnisse von Fe39.

4.3 Fc126, Sc151

Nachdem Untergrundrate und Totzeit die Ergebnisse der bisherigen Eichungen nicht erklären konnten, wurde die gesamte Elektronik überprüft. Jedes einzelne Modul wurde von E. Burkert getestet. Dabei wurden einige Verschleißerscheinungen behoben oder Kleinigkeiten repariert, jedoch keine gravierenden Mängel entdeckt.

Um die Dauer der Zählrohrsignale zu verkürzen, wurde der Shaping Amplifier gegen einen anderen ausgetauscht, mit dem die Breite der Pulse von $12\mu\text{s}$ auf etwa $5\mu\text{s}$ gesenkt werden konnte. Die Signale der Photomultiplier des Plastikszintillators wurden durch einen Summenverstärker zusammengeführt und dadurch das bisher verwendete Fast-Or-Modul ersetzt.

D. Motta konnte die VME-Software verbessern, so dass lange Messzeiten auch mit dem VME-System möglich wurden.

Ein weiterer möglicher Störfaktor für die vergangenen Eichungen sind die Messsysteme selbst. Durch die Parallelschaltung der beiden Systeme ist eine gegenseitige Beeinflussung nicht ausgeschlossen. Zum Beispiel ist das Zählrohrsignal nach der Teilung hinter dem Hauptverstärker direkt auf die beiden Eingangskanäle geschickt worden. Es ist möglich, dass sich die beiden Systeme durch Reflektionen im Signalgang gegenseitig beeinflusst haben. Um diese Möglichkeit auszuschließen, wurde der Aufbau der Elektronik verändert. Das in Abb. 3.2 gezeigte Schema wurde im Prinzip beibehalten. Die Signalteilung erfolgte jedoch wesentlich sicherer über Fan-in/Fan-out-Module. Es wurden die direkten Signale aus den Photomultipliern und dem Zählrohr-Vorverstärker geteilt, die weitere Signalverarbeitung wurde von jedem System separat und unabhängig durchgeführt. Alle Einstellungen wie Offsets, Delays, Thresholds usw. wurden neu justiert. Da die verwendeten Module zum Teil unterschiedliche Eingangsimpedanzen haben, wurden alle wichtigen Verbindungen mit 50

$k\Omega$ abgeschlossen, um eventuelle Reflektionen zu verhindern.

Betrachtet man die Ergebnisse der Zählrohre Sf126 und Sc151 (Abb. 4.3 und 4.4, Tab. 4.6 und 4.7), so fällt auf, dass die Ergebnisse des konventionellen Systems stabiler geworden sind. Bei beiden Zählrohren kann man zwar noch einen kleinen Anstieg bei späteren Messungen beobachten, der Effekt ist jedoch wesentlich kleiner als zum Beispiel bei Si108 oder Fe39. Man beachte auch, dass die Messunsicherheit bei diesen späten Messungen sehr groß ist, da nur noch kleine Zählraten zur Verfügung standen und so die Anteile der Fehler aus Statistik und Untergrund wachsen.

Bei Zählrohr Sc151 gab es eine weitere Besonderheit. Die Energieauflösung war deutlich schlechter als bei allen anderen bisher geeichten Zählrohren. Dadurch war das EC-Spektrum bei 14 keV noch nicht ganz zu Ende. Bei der Auswertung wurde deshalb die obere Grenze für EC-Ereignisse auf 15 keV erhöht, was den Spielraum für die Positronenkorrektur einengte. Daraus resultiert eine etwas größere Messunsicherheit als üblich.

Die VME-Ergebnisse für Sf126 stimmen ausgezeichnet mit denen des konventionellen Systems überein. Beim Vergleich der Daten für Sc151 treten allerdings größere Unterschiede auf. Zum Einen sind die VME-Ergebnisse nicht so stabil wie die konventionellen, zum Anderen sind sie signifikant kleiner.

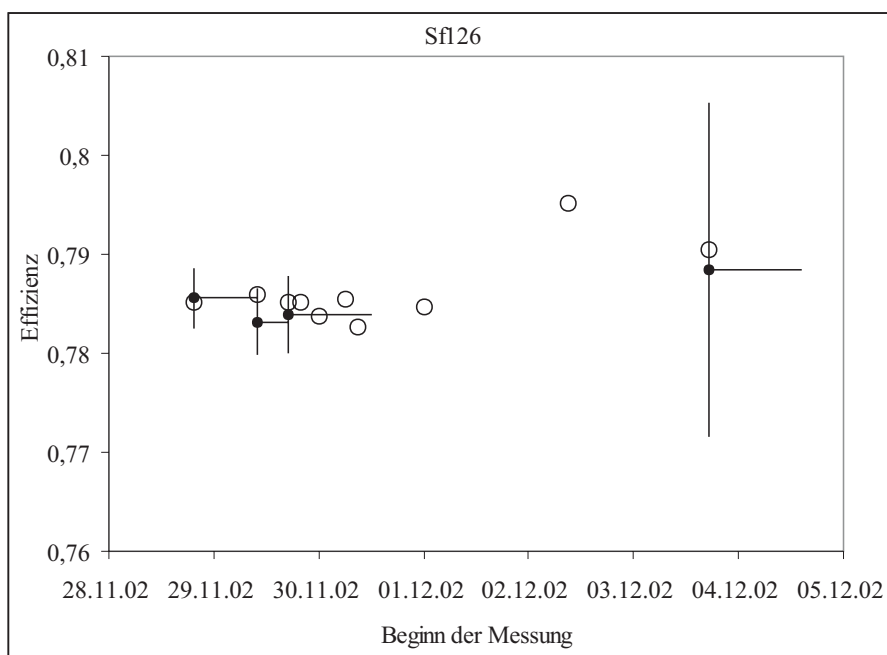


Abbildung 4.3: Ergebnisse der Eichung von Zählrohr Sf126.

Sf126	Einzelmessungen					Ergebnis
ε	0.7856	0.7832	0.7839	0.7884		0.7853
Fehler	0.0039	0.0044	0.0046	0.017		0.0054
statistisch	0.0014	0.0021	0.0015	0.0034		0.0011
NaI Untergr.	0.0021	0.0025	0.0032	0.017		0.0044
Energieskala			0.0022			0.0022
Asymmetrie			0.002			0.002
VME-System						
ε	0.7851	0.7859	0.7851	0.7851	0.7837	
Fehler	0.0016	0.0012	0.0012	0.0012	0.0012	
ε	0.7854	0.7827	0.7847	0.7952	0.7904	0.7863
Fehler	0.0012	0.0013	0.0013	0.0016	0.0033	0.0005

Tabelle 4.6: Eichergebnisse von Sf126.

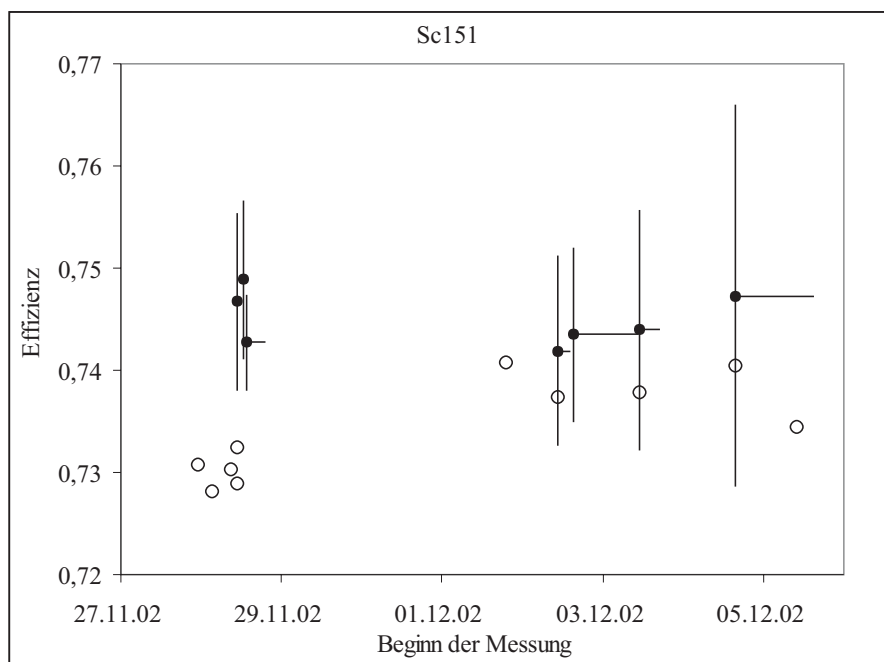


Abbildung 4.4: Ergebnisse der Eichung von Zählrohr Sc151, aufgetragen über den Zeitpunkt der Messung. Die Ergebnisse des VME-Systems sind als offene Kreise eingezeichnet.

Sc151	Einzelmessungen							Ergebnis
ε	0.7467	0.7488	0.7427	0.7419	0.7435	0.7439	0.7473	0.7450
Fehler	0.0087	0.0071	0.0050	0.0094	0.0087	0.0117	0.0186	0.0053
statistisch	0.0079	0.0066	0.0032	0.0064	0.0038	0.0066	0.0058	0.0023
NaI Untergr.	0.0012	0.0012	0.0012	0.0058	0.0069	0.0090	0.0173	0.0031
Energieskala	0.003							0.003
Asymmetrie	0.002							0.002
VME-System								
ε	0.7308	0.7281	0.7303	0.7324	0.7290	0.7408		
Fehler	0.0018	0.0018	0.0018	0.0012	0.0014	0.0019		
ε	0.7374	0.7374	0.7378	0.7404	0.7345			0.7342
Fehler	0.0019	0.0026	0.0030	0.0026	0.0040			0.0008

Tabelle 4.7: Eichergebnisse von Sc151.

Anhang

A.1 Abschätzung des systematischen Fehlers aus der Positionsabhängigkeit der NaI-Nachweiseffizienz

In 2.2.2 wurde gezeigt, dass die Nachweiseffizienz des NaI-Detektors abhängig ist von der Position der Quelle im Bohrloch. Wäre die Positionsabhängigkeit linear und die verwendeten Zählrohre völlig symmetrisch, würde sich der Effekt über die Länge des Zählrohres herausmitteln. Beides ist jedoch nicht gegeben. Wie in Abb. 2.3 ersichtlich, nimmt die Effizienz einen gekrümmten Verlauf, und das eine Ende des Zählrohres befindet sich bereits im Bereich deutlicher Krümmung. Des Weiteren kann man die Verteilung der Totvolumina im Zählrohr bauartbedingt nicht als symmetrisch annehmen, und auch die Gasverstärkung im Aktivvolumen kann einen asymmetrischen Verlauf haben.

In diesem Abschnitt wird untersucht, welchen Einfluss dieser Effekt auf die durchgeführten Zählrohr-Eichungen hat.

R. Wink hat während seiner Arbeit mit Zählrohren die Verteilung des Totvolumens abgeschätzt. Danach entfallen 7% des Gesamtvolumens auf den Bereich zwischen Kathode und Quarzhülle, weitere 5% auf die Bereiche an den beiden Enden der Kathode. Hierbei dürfte das Totvolumen am Ende mit den Kapillaren kleiner sein als das gegenüberliegende. Um auch eine asymmetrische Gasverstärkung zu berücksichtigen, wurde der Verlauf der Gasverstärkung im Aktivvolumen wie in Tab. A.1 angenommen. Die ortsabhängige Effizienz des NaI wurde mit der in Abb. 2.3 gezeigten Ausgleichskurve bestimmt.

	Totvolumen 7%						
Volumenanteile V_i	3 %	5 %	10 %	63 %	7 %	3 %	2 %
Gasverstärkung g_i	0	0.1	0.85	1.0	0.8	0.05	0
Effizienz des NaI ε_i	0.9776	0.9772	0.9749	0.9583	0.9322	0.9276	0.9247

Tabelle A.1: Asymmetrischer Verlauf des Totvolumens und der Gasverstärkung im Proportionalzählrohr sowie der Nachweiseffizienz des NaI

Die Gesamteffizienz des NaI ergibt sich aus

$$\varepsilon_{\text{NaI}} = \sum_i \varepsilon_i V_i, \quad (\text{A.1})$$

die Volumeneffizienz des Zählrohres durch

$$\varepsilon_V = \sum_i \varepsilon_i g_i V_i. \quad (\text{A.2})$$

Die absolute Nachweiseffizienz des Zählrohres ist dann

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_V}{\varepsilon_{\text{NaI}}}. \quad (\text{A.3})$$

Um den systematischen Fehler abzuschätzen, muss man diese Größe mit dem Wert vergleichen, den man für den symmetrischen Fall erhält, bei dem man eine mittlere Effizienz $\bar{\varepsilon}$ des NaI annimmt:

$$\varepsilon^* = \frac{\sum_i \bar{\varepsilon} g_i V_i}{\bar{\varepsilon}} = \sum_i g_i V_i \quad (\text{A.4})$$

Mit den Zahlenwerten aus Tab. A.1 erhält man

$$\varepsilon^* = 0.7777 \quad \varepsilon = 0.7775. \quad (\text{A.5})$$

Der Unterschied zwischen ε^* und ε ist sehr klein. Selbst wenn man in Tab. A.1 extremere Asymmetrien annimmt, sind die Abweichungen nicht größer als 0.2%. Diese Zahl wird in den Auswertungen der Zählrohreichungen als systematischer Fehler verwendet.

A.2 Überprüfung des MCA auf Totzeiteffekte

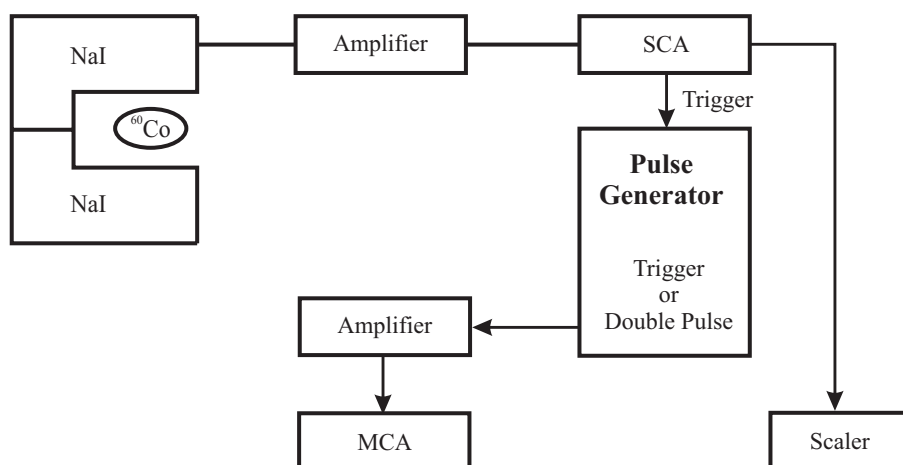


Abbildung A.1: Schematischer Aufbau der Elektronik zur Untersuchung von Totzeiteffekten des MCA.

Die Zählrohr-Signale werden bei den ^{69}Ge -Eichungen nach ihrer Digitalisierung mit einem Multi Channel Analyser (MCA) aufgezeichnet. Um den MCA auf mögliche Totzeiteffekte zu untersuchen, wurden mit Hilfe eines Pulsgenerators Zählrohrsignale simuliert. Die Pulse wurden dabei so erzeugt, dass sie in ihren wichtigsten Eigenschaften den Zählrohrpulsen so ähnlich wie möglich sind (Pulshöhe, Anstiegs- und Abfalldauer). Wie im echten Experiment werden diese Pulse durch den Hauptverstärker verändert bevor sie zum MCA gelangen. Der schematische Aufbau ist in Abb. A.1 dargestellt.

Mit dem Pulsgenerator sind Doppelpulse mit variablem zeitlichen Abstand erzeugt worden. Damit wurde untersucht, bis zu welcher zeitlichen Distanz der MCA beide Signale registrieren kann. Bei großen Abständen zwischen den Pulsen registrierte der MCA einwandfrei beide Pulse. Verringert man nun stetig den Abstand zwischen den Pulsen, wird irgendwann die Grenze des Auflösungsvermögens erreicht, und der MCA registriert nur noch ein Signal. Diese Grenze liegt bei etwa $12\ \mu\text{s}$.

Dieses Ergebnis ist erwartungsgemäß. Aufgrund seiner Funktionsweise ist der MCA während der Pulsaufzeichnung nicht in der Lage, einen neuen Puls zu erkennen. Erst wenn die Pulshöhe unter einen bestimmten Spannungswert fällt, ist die Elektronik bereit, einen neuen Puls zu zählen. Da die Länge der Signale aus dem Hauptverstärker ungefähr $12\ \mu\text{s}$ beträgt, ist diese Länge verantwortlich für die oben bestimmte Totzeit.

Um echte Zählrohr-Signale zu simulieren, sollten die Ereignisse zufällig eintreten und nicht in festen Zeitabständen. Der Pulsgenerator kann zu diesem Zweck extern gesteuert werden. Um einen echten random trigger zu erzeugen, wurde eine ^{60}Co -Quelle im NaI positioniert. Eine der Hauptlinien im γ -Spektrum von ^{60}Co hat eine Energie von $1173\ \text{keV}$, diese liegt dicht bei der Energie $1107\ \text{keV}$ von ^{69}Ge . Mit Hilfe des SCA wurden nun Triggersignale für den Pulsgenerator erzeugt, die gleichzeitig vom Zähler gezählt wurden. Durch die variable Größe des Energieintervalls können verschiedene Triggerraten eingestellt werden. Der Vergleich von Zählerstand und Anzahl der registrierten Pulse im MCA kann festgestellt werden, wie viele Pulse verloren gehen und dadurch auf die Totzeit geschlossen werden.

Bei kleinen Triggerraten wurde eine Totzeit von $15 \pm 1\ \mu\text{s}$ ermittelt. Erst bei wesentlich höheren Raten ($> 1000\frac{1}{\text{s}}$) ergaben sich größere Werte. Ob diese größere Totzeit nun wirklich vom MCA verursacht wird ist nicht ganz klar, denn auch der Pulsgenerator könnte eventuell nicht mit so hohen Raten fertig werden. Insbesondere erreicht die Signalstärke des Pulsgenerators bei dicht aufeinander folgenden Triggern beim zweiten Puls nicht mehr die volle Höhe. Dieser Effekt ist umso stärker, je kleiner der zeitliche Abstand zwischen beiden Pulsen ist. Auf diese Weise könnten weitere Pulse verloren gehen, wenn ihre Signalstärken nicht über der Energieschwelle des MCA liegen. Da bei den Zählrohr Eichungen jedoch nie so hohe Aktivitäten vorlagen, wurde diese Frage nicht weiter verfolgt.

A.3 Zufallskoinzidenzen

Wenn im Zählrohr zwei Ereignisse in geringem zeitlichen Abstand stattfinden, sind zwei Szenarien möglich:

- a) Ein ^{69}Ge -Ereignis im Totvolumen des Zählrohrs triggert das Messsystem. Gleichzeitig

wird im Aktivvolumen ein anderes Ereignis registriert.

- b) Ein ^{69}Ge -Ereignis im Aktivvolumen des Zählrohrs triggert das Messsystem. Gleichzeitig findet im Aktivvolumen ein weiteres Ereignis statt. Beide Signale addieren sich und werden deshalb bei einer höheren Energie registriert.

Im Folgenden wird die Wahrscheinlichkeit abgeschätzt, mit der diese Szenarien auftreten.

Die gesamte vom NaI erzeugte Triggerrate r_G lässt sich berechnen aus der ^{69}Ge -Aktivität im Zählrohr A_{69} , dem Anteil von 1107 keV-Ereignissen beim ^{69}Ge -Zerfall (37 %) und der Nachweiswahrscheinlichkeit des NaI ε_{NaI} :

$$r_G = 0.37 \cdot \varepsilon_{\text{NaI}} A_{69}. \quad (\text{A.6})$$

Ein Teil dieser Gesamtrate findet im Totvolumen des Zählrohrs statt, der andere Teil im Aktivvolumen. Beide Anteile lassen sich mit der Effizienz des Zählrohres schreiben:

$$r_{\text{tot}} = (1 - \varepsilon) r_G, \quad r_{\text{akt}} = \varepsilon r_G. \quad (\text{A.7})$$

Die Aktivität A im Aktivvolumen des Zählrohrs ist die Summe der ^{69}Ge - und ^{71}Ge -Aktivitäten

$$A = \varepsilon (A_{69} + A_{71}). \quad (\text{A.8})$$

Die Raten r_a und r_b der oben beschriebenen Szenarien hängen ausserdem vom Zeitfenster des Gates Δt ab:

$$r_a = r_{\text{tot}} A \Delta t \quad (\text{A.9})$$

$$r_b = r_{\text{akt}} A \Delta t \quad (\text{A.10})$$

Entscheidend für den Einfluss der Zufallskoinzidenzen auf das Ergebnis ist das Verhältnis von $r_{a/b}$ zur gesamten Triggerrate r_G :

$$\frac{r_a}{r_G} = (1 - \varepsilon) \varepsilon (A_{69} + A_{71}) \Delta t \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{r_b}{r_G} = \varepsilon (A_{69} + A_{71}) \Delta t \quad (\text{A.12})$$

Aufgrund der verwendeten Öffnungsdauer des Gates von nur $5 \mu\text{s}$ sind diese Verhältnisse sehr klein. Selbst bei den höchsten verwendeten Aktivitäten sind sie kleiner als 1 Promill. Hinzu kommt, dass die beiden Szenarien auf das Endergebnis einander entgegengesetzt wirken und sich die Auswirkungen zum Teil gegeneinander aufheben. Der Einfluss von Zufallskoinzidenzen wird deshalb vernachlässigt.

A.4 Effizienz des NaI- und des Germaniumspektrometers

Nachdem mit den Nachweiseffizienzen der Proportionalzählrohre absolute Werte vorliegen, ist es möglich mit Quervergleichen Rückschlüsse auf die Effizienzen der benutzten γ -Detektoren durchzuführen. Vorweg sei angemerkt, dass die Quervergleiche mit sehr großen

Unsicherheiten behaftet sind, und die nun folgenden Ergebnisse bestenfalls grobe Abschätzungen darstellen.

1. Durch wiederholtes Messen der Gesamtrate der sich im Zählrohr ereignenden Ge-Zerfälle ist es möglich, die Anteile der Isotope ^{69}Ge und ^{71}Ge im Zählgas zu bestimmen. Mit der Effizienz ε des Zählrohres lässt sich so die absolute Rate der ^{69}Ge -Zerfälle im Zählrohr ermitteln. Der Anteil der EC-Ereignisse mit Emission eines 1107 keV- γ -Quants ist 37% (siehe Tab. 2.2). Damit ist die absolute Rate der im Zählrohr emittierten 1107 keV- γ -Quanten bekannt. Ein Vergleich mit der Triggerrate des NaI während der Koinzidenzmessungen ergibt die Nachweiseffizienz des NaI-Detektors für 1107 keV-Ereignisse:

$$\varepsilon_{\text{NaI}} = 0.30 \pm 0.04 \quad (\text{A.13})$$

Um bei der Koinzidenzmessung den Positronenanteil zu minimieren, enthielt das eingestellte NaI-Fenster im 1107 keV - Bereich nicht den gesamten 1107-Peak. Dadurch wurden nur ein Teil der 1107 keV-Ereignisse als Trigger verwendet. Die Unsicherheit über diesen Anteil ist ausschlaggebend für den großen Fehler in (A.13). Ferner schlägt sich hier die schlechte Energieauflösung des NaI wieder.

2. Vor der Germansynthese und der Zählrohrfüllung wurde die Aktivität der vorliegenden Germaniumlösung mit Hilfe des Germaniumdetektors bestimmt. Hierbei wurde eine Effizienz von $\varepsilon_{\text{Ge}} = 0.0315$ angenommen. Bei der Germansynthese und anschließenden Zählrohrfüllung wird dieser Wert verwendet, um die Aktivität abzuschätzen, die in das Zählrohr gefüllt wird. Der Vergleich der Werte mit den später gemessenen (siehe 1.) lässt darauf schließen, dass die Annahme $\varepsilon_{\text{Ge}} = 0.0315$ um einen Faktor 1.4 zu hoch ist. Daraus ergibt sich

$$\varepsilon_{\text{Ge}} = 0.0225 \pm 0.003 . \quad (\text{A.14})$$

Die Unsicherheit dieser Abschätzung liegt vor allem in der quantitativen Bestimmung der zahlreichen chemischen Vorgänge und der absoluten Volumina bei der Zählrohrfüllung. Nach F.X. Hartmann liegt der Fehler bei mindestens 10% .

3. Die Aktivität der in 2. erwähnten Probe der Germaniumlösung wurde auch mit dem NaI-Detektor bestimmt. Dadurch ergibt sich eine direkte Vergleichsmöglichkeit der beiden γ -Detektoren. Das Verhältnis der jeweiligen Nachweiseffizienzen wurde bestimmt zu

$$\frac{\varepsilon_{\text{NaI}}}{\varepsilon_{\text{Ge}}} = 17.1 \pm 0.3 . \quad (\text{A.15})$$

Mit diesem Vergleich folgt aus 1. und 2.

$$\varepsilon_{\text{Ge}} = 0.0175 \pm 0.004 , \quad (\text{A.16})$$

$$\varepsilon_{\text{NaI}} = 0.385 \pm 0.05 . \quad (\text{A.17})$$

Hier wird der Fehler von den Unsicherheiten aus 1. und 2. dominiert.

In früheren Untersuchungen wurde $\varepsilon_{\text{NaI}} = 0,351$ angegeben. Dieser Wert liegt innerhalb des hier abgesteckten Rahmens. Bei ε_{Ge} liegt jedoch eine deutliche Diskrepanz vor. Hier könnten zukünftige Messungen Klarheit schaffen.

A.5 Übersicht bisheriger Zählrohreichungen

Zählrohr	Datum	Effizienz	Fehler
Fe39	Jul 02		
Fc93*	Dez 01	0.7991	0.0072
Fc102*	Dez 01	0.7893	0.0091
Si106*	Okt 01	0.7478	0.0105
Si108	Jul 02		
Sf126	Nov 02		
Sc136*	Jun 01	0.8066	0.0075
Sc138	Apr 02		
Sc139	Apr 02		
Sc150	Apr 02		
Sc151	Nov 02		
Fc174*	Jun 01	0.7899	0.0088

Tabelle A.2: Übersicht über die Ergebnisse aller bisherigen Zählrohreichungen. Die mit einem * gekennzeichneten Ergebnisse stammen aus [Ham 02].

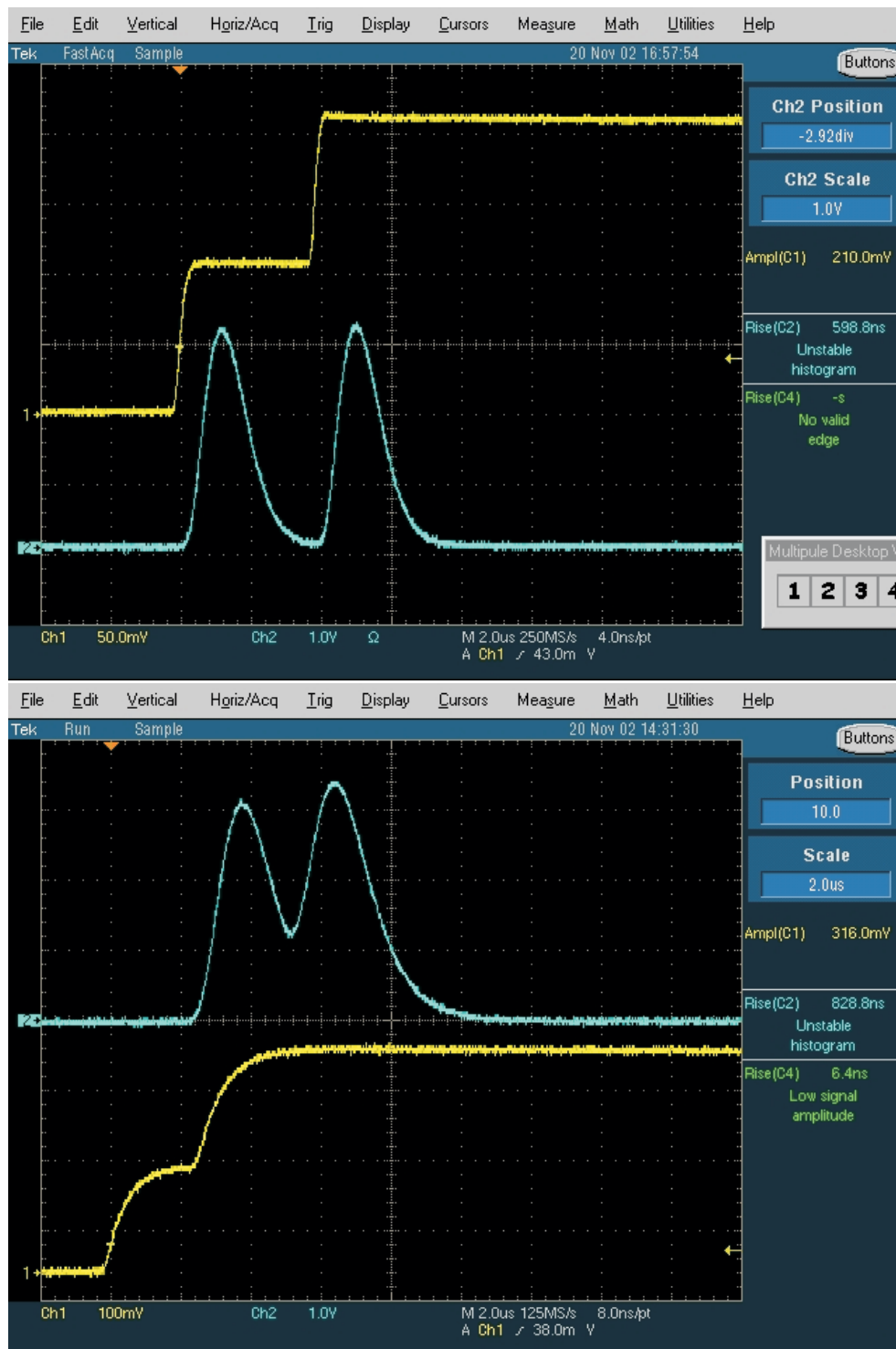


Abbildung A.2: Die mit dem Pulsgenerator erzeugten Doppelpulse (gelb) und ihre Form nach dem Shaping-Amplifier (blau). Im oberen Bild registriert der MCA gerade noch beide Pulse, im unteren Bild wird der zweite Puls nicht registriert, da das Signal des ersten Pulses noch nicht unter die nötige Triggerschwelle gefallen ist.

Abbildungsverzeichnis

1.1	pp- und CNO-Zyklus	5
1.2	Energiespektrum der Sonnenneutrinos	6
1.3	Inselplot	11
2.1	Skizze eines Proportionalzählrohrs	15
2.2	Schema des NaI- γ -Detektors	16
2.3	Nachweiseffizienz des NaI in Abhängigkeit der Probenposition	18
2.4	Spektrenverzerrung im NaI in Abhängigkeit der Probenposition	19
2.5	Zeitliche Untergrundschwankungen	21
2.6	^{71}Ge -Spektrum im Zählrohr	23
2.7	^{69}Ge -Zerfallsschema	24
2.8	^{69}Ge - γ -Spektrum	26
3.1	β^+ -Kontamination des ECSpektrums	28
3.2	Schematischer Aufbau des Messsystems	30
3.3	Positronenspektrum	32
3.4	Vergleich der Positronenspektren verschiedener Zählrohre	33
3.5	Peakfitting	35
3.6	Cer-Spektrum im Proportionalzählrohr	37
4.1	Eichung von Sc139	41
4.2	Eichung von Si108	46
4.3	Eichung von Sf126	49
4.4	Eichung von Sc151	50
A.1	Schema der Schaltung zur Untersuchung von Totzeiteffekten	52
A.2	Doppelpulse zur Totzeitbestimmung	57

Tabellenverzeichnis

2.1	Möglichkeiten der Energiedepositionen im Zählrohr von ^{71}Ge mit Energien und Häufigkeiten [Rön 96].	22
2.2	Die wichtigsten γ -Linien beim ^{69}Ge -Zerfall	25
4.1	Eichergebnisse von Sc139.	42
4.2	Eichergebnisse von Sc138.	42
4.3	Eichergebnisse von Sc150.	43
4.4	Eichergebnisse von Si108.	46
4.5	Eichergebnisse von Fe39.	47
4.6	Eichergebnisse von Sf126.	49
4.7	Eichergebnisse von Sc151.	50
A.1	Asymmetrie eines Proportionalzählrohres	51
A.2	Übersicht geeichter Zählrohre	56

Literaturverzeichnis

- [Bah 01] J. Bahcall, M. H. Pinsonneault, S. Basu: Solar Models: current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties.
The Astrophysical Journal, 555, 990-1012 (July 10, 2001), astro-ph/0010346.
- [Bah 02] J. Bahcall, homepage: <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>
- [Bah 03] J. Bahcall, M. C. Gonzales-Garcia, C. Pena-Gary: Solar Neutrinos Before and After KamLAND.
JHEP 02(2003)009, hep-ph/0212147
- [Bor 02] Borexino Collaboration: Science and technology of Borexino: a real-time detector for low energy solar neutrinos
Astroparticle Physics 16 (2002) 205-234
- [Buc 99] C. Buck: Radonmessungen an Teilsystemen des Sonnenneutrinoexperimentes Borexino,
Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1999
- [Cat 01] C. Cattadori: Update of solar neutrino interaction rate measurements from GNO at LNGS
GNO internal note, 2001
- [CHO99] CHOOZ Collaboration (M. Apollonio et al.):
Limits on Neutrino Oscillation from the CHOOZ Experiment
Physics Letters B 466 (1999) 415
- [Dan 62] G. Danby et al.: Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 36
- [Dav 97] R. Davies jr.: A history of the Homestake Solar Neutrino Experiment
in [Ham 97]
- [Dem 98] W. Demtröder: Experimentalphysik 4, Kern-, Teilchen- und Astrophysik
Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1998, 1. Auflage
- [Fog 02] G. L. Fogli et al.: Solar neutrino oscillation parameters after first KamLAND results
hep-ph/0212127 vl 9 Dec 2002
- [Fre 98] B. Freudiger: Bestimmung des Radon-Gehalts in flüssigem Stickstoff
Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1998

- [Fuk 96] Y. Fukuda et al. (Kamiokande): Phys. Rev. Lett. 77 (1996), 1683
- [GNO 01] GNO-Collaboration: Progress Report for 2001
LNGS annual report 2001.
- [Han 00] J. Handt: Low-Level-Counting im Gran Sasso Gallium-Sonnenneutrino-Experiment
Dissertation, Universität Heidelberg 2000
- [Ham 85] W. Hampel, L. P. Remsberg: Half-life of ^{71}Ge
Phys. Rev. C 31 (1985) 666
- [Ham 87] W. Hampel: Zur Interpretation des mit einem Gallium-Detektor meßbaren Sonnenneutrino-Signals,
Habilitationsschrift, Universität Heidelberg, 1987
- [Ham 97] W. Hampel (Hrsg.): Proceedings of the Fourth International Solar Neutrino Conference
Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg, 1997
- [Ham 02] W. Hampel: Results of the efficiency measurements for 5 GNO counters using the ^{69}Ge coincidence technique
GNO internal note, Feb. 2002
- [Ham 02a] W. Hampel: Neutrino oscillation experiments: Recent results and implications
26th Johns Hopkins Workshop, Heidelberg 2002.
- [Hen 93] E. Henrich: Der radiochemische Gallium-Neutrinodetektor zur Messung der Sonnenneutrinos bei GALLEX.
Habilitationsschrift, Universität Heidelberg, 1993.
- [Kam 02] The KamLAND Collaboration: First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance (Dec.06, 2002)
<http://www.awa.tohoku.ac.jp/KamLAND/>
- [Kir 99] T. Kirsten: Solar neutrino experiments: results and implications
Reviews of Modern Physics, Vol. 71, No. 4, July 1999.
- [Kir 02] T. Kirsten (on behalf of the GNO collaboration): Progress in GNO.
Talk at Neutrino 2002, TU München, Mai 2002.
- [Kla 97] H.V. Klapdor-Kleingrothhaus/K. Zuber: Teilchenastrophysik
Teubner Studienbücher 1997
- [Leo 94] W. R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.
Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1994, 2. Auflage
- [Lun 00] B. Lundberg: First direct evidence of ν_τ
Neutrino 2000, Sudbury (2000)

- [Mei 97] R. Meijer Drees: Status of the SNO Detector
in [Ham 97]
- [Mik 86] S. Mikheyev, A. Smirnow: Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1986) 913.
- [Mot 02] D. Motta: VME results of GNO counters calibration
GNO internal note, Aug. 2002
- [Mot 03] D. Motta: New results from the ^{69}Ge GNO counter calibration.
Internal note, Februar 2003
- [Pal00] Palo Verde Collaboration (F. Boehm et al.):
Final Results from the Palo verde Neutrino Oszillation Experiment,
Physics Review D 64 (2001) 112001
- [PDG 96] Particle Data Group: Review of particle properties
Phys. Rev. D54 (1996) part I
- [Per 75] M. L. Perl et al.: Phys. Rev. Lett. 35, p. 1489 (1975)
- [Pla 89] R. Plaga: Proportionalzähler mit geformter Siliziumkathode und damit zusammenhängende Beiträge zum Gallium-Solar-Neutrino-Experiment.
Dissertation, Universität Heidelberg 1989
- [Pon 57] B. Pontecorvo: J. Exptl. Theoret. Phys. 33, 549 (1957).
- [Rau 95] W. Rau: Entwicklung und Bau eines neuen Typs von GALLEX-Zählrohren und Untersuchungen zu den Daten des NaJ-Paarspektrometers.
Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1995
- [Rei 56] F. Reines, C. L. Cowan: Nature 178 (1956)
- [Rön 96] U. Rönn: Die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit für die ^{71}Ge -Elektroneneinfangreaktion in Proportionalzählrohren des Sonnenneutrinoexperiments GALLEX
Dissertation, Universität Heidelberg 1996
- [Sch 93] U. Schanda: Besondere Aspekte des Sonnenneutrinoexperiments GALLEX
Dissertation, TU München, 1993.
- [Sch 97] N. Schmitz: Neutrinophysik
Teubner Studienbücher 1997
- [Sim 00] H. Simgen: Messung von ^{222}Rn und ^{226}Rn in Wasser im Rahmen des Sonnenneutrinoexperiments Borexino
Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2000.
- [SKa 03] The Super-Kamiokande Collaboration: The Super-Kamiokande Detector
NIM A, Jan. 9, 2003.

- [Sno 02] SNO Collaboration: Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory
<http://www.sno.phy.queensu.ca>, Latest results from SNO (April 2002)
- [Toi 96] Table of Isotopes, CD-Rom Edition,
by R. Firestone, Wiley-Interscience, Vers. 1.0, 1996.
- [Uns 99] A. Unsöld/B. Baschek: Der neue Kosmos
Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1998, 6. Auflage
- [Wei 99] C. Weinheimer et al.: High precision measurement of the tritium β -spectrum near its endpoint and upper limit on the neutrino mass
Phys. Lett. B460 (1999) 219.
- [Win 88] R. Wink: Low-Level ^{71}Ge -Nachweis
Dissertation, Universität Heidelberg, 1988.
- [Win 93] R. Wink et al.: The miniaturized proportional counter HD-2(Fe)/(Si) for the GALLEX solar neutrino experiment
Nuclear instruments and Methods in Physics Research A329 (1993) 541-550
- [Wol 78] L. Wolfenstein: Phys. Rev. D17 (1978) 2369.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 28. Februar 2003