

Suche nach isomerem Protonenzerfall in ^{54}Ni

Diplomarbeit

von

Kerstin Geibel

Institut für Kernphysik (IKP)

Universität zu Köln

2007

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen	4
1.1 Isospinsymmetrie und Spiegelkerne	4
1.2 Protonenemission	5
1.3 Zwei-Protonen-Emission	6
2 Ergebnisse zu ^{54}Ni	8
3 Grundidee des Experimentes	11
4 Aufbau des Strahlrohrs L45	14
4.1 Vakuum	16
4.2 Masseverbindungen und Erdung	22
5 Detektoren	25
5.1 Doppelseitiger Silizium-Streifen-Detektor	25
5.2 Neutronendetektoren	27
5.3 Gammadetektoren	27
6 Elektronik	28
6.1 Signalverarbeitung	28
6.2 Triggerverarbeitung	31
7 Vorversuche mit dem DSSSD	34
7.1 Quellenmessungen mit DSSSD-Detektoren	34
7.2 Optimierung der Signale von Sun14	36
8 Strahlzeit	38
8.1 Eichmessung	38
8.2 Auswertung	41
8.2.1 γ -Spektren	41
8.2.2 DSSSD-Spektren	47
9 Zusammenfassung und Ausblick	59
10 Danksagung	68

Im Rahmen des RISING-Projektes (Rare Isotopes Investigations) [Ris] an der GSI begann ab Februar 2006 eine Experimentserie zur Untersuchung von Kernen mit hohen Isospinwerten, darunter auch die Untersuchung des neutronenarmen Schalenmodellkernes ^{54}Ni . In ^{54}Ni wurde ein langlebiger, isomerer 10^+ Zustand mit einer Lebensdauer von $\tau = 218(4)$ ns nachgewiesen, der durch die Isospinsymmetrie und den Vergleich mit dem spiegelsymmetrischen Kern ^{54}Fe vorhergesagt wurde. Neben dem γ -Zerfall des isomeren 10^+ Zustandes mit seinem Verzweigungsverhältnis fand man eindeutige, jedoch indirekte Evidenz für einen weiteren, sehr seltenen isomeren Zerfall: Die Protonenemission vom 10^+ -Zustand in den ersten angeregten Zustand von ^{53}Co . Der sich anschließende γ -Zerfall des $\frac{9}{2}^-$ Zustandes in ^{53}Co wurde eindeutig in Koinzidenz mit dem ^{54}Ni Isomer beobachtet [Hoi06].

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde deshalb ein Experiment am Kölner Tandembeschleuniger aufgebaut, dessen Ziel der direkte Nachweis des isomeren Protonenzerfalles in ^{54}Ni ist. Darüberhinaus kann mit diesem Experiment auch nach weiteren Protonenübergängen aus dem isomeren Zustand gesucht werden: zum einen der Zerfall direkt in den Grundzustand von ^{53}Co , zum anderen die Zwei-Protonen-Emission in den Kern ^{52}Fe . Der Aufbau und die Inbetriebnahme dieses Experiments fand am Strahlrohr L45 am Tandem-Beschleuniger des Institutes für Kernphysik der Universität zu Köln statt. Der Aufbau beinhaltet einen Messplatz mit zwei getrennten Vakuumkammern. Zum Einsatz kamen eine Anordnung von fünf Neutronendetektoren, zwei hochauflösenden Ge-Detektoren und einem hochsegmentierten, doppel-seitigen Si-Streifendetektor. Nach der Installation des Experimentes an einem neuen Messplatz wurde im Juli 2007 eine erste Messung zum Nachweis des isomeren Protonenzerfalls durchgeführt.

1 Grundlagen

1.1 Isospinsymmetrie und Spiegelkerne

Spiegelkernpaare zeichnen sich dadurch aus, dass die Protonenzahl des einen Kerns gleich der Neutronenzahl des anderen ist. Sie haben deswegen die gleiche Nukleonenzahl. Das System ${}^{54}_{28}\text{Ni}_{26}$ und ${}^{54}_{26}\text{Fe}_{28}$ ist ein solches Spiegelkernpaar. Spiegelkernpaare besitzen aufgrund der ladungsunabhängigen, starken Kernkraft sehr ähnliche Energieniveaus, deren relative Abweichungen in erster Ordnung durch die Coulombwechselwirkung erklärt werden. Da Proton und Neutron bis auf den Ladungsunterschied ein sehr ähnliches Verhalten zeigen, wurde von Heisenberg vorgeschlagen das Proton und das Neutron als zwei Unterzustände eines Teilchens - dem Nukleon - zu betrachten. Das Nukleon besitzt einen Isotopenspin, und das Proton und Neutron unterscheiden sich nun durch eine Quantenzahl, die Projektion des Isospins auf die z-Koordinate: die Isospinkoordinate t_z . In der Kernphysik wird oft die folgende Konvention für die Isospinkoordinate verwendet: Das Proton hat $t_z = -\frac{1}{2}$ und das Neutron hat $t_z = \frac{1}{2}$.

Die Isospinsymmetrie wird durch die unterschiedliche Ladung von Neutron und Proton gebrochen. Die gebrochene Isospinsymmetrie ist im Experiment z.B. durch kleine Massenunterschiede von Grundzuständen der Spiegelkernpaare und durch Unterschiede in den Energien der angeregten Zustände dieser Paare nachweisbar. Die Unterschiede in den Anregungsenergien der Spiegelkernpaare werden **Mirror Energy Differences** (MED) genannt [War06]. Aus der Untersuchung dieser MED lassen sich sehr detaillierte Eigenschaften der beteiligten Kerne ableiten wie z.B. die relative, räumliche Orientierung der besetzten Orbitale im Rahmen des Schalenmodells oder die drehimpulsabhängige Veränderung der geometrischen Konfiguration von Protonen und Neutronen. Bei genauerer Untersuchung können neben der Coulombwechselwirkung noch andere Effekte, die sogenannten **Nuclear Isospin Breaking Effects** (NIB), Unterschiede in den Spiegelkernen verursachen. Die Untersuchung von ${}^{54}\text{Ni}$ im Zusammenhang mit dem Spiegelpartner ${}^{54}\text{Fe}$ ist hier besonders interessant. Hier werden von der Theorie klare und eindeutige NIB-Effekte für die $f_{7/2}$ -Region, also gemäß des Schalenmodells für Kerne die erste Unterschale der pf-Schale, die ${}^{54}\text{Ni}$ für die Protonen abschließt [Gad06], vorhergesagt. Dies war u.a. die Motivation für das ${}^{54}\text{Ni}$ Experiment innerhalb des RISING-Projektes.

1.2 Protonenemission

Für protonenreiche Kerne existieren mehrere Möglichkeiten, sich dem Stabilitätstal anzunähern:

- β^+ -Zerfall bzw. Elektroneneinfang
- β -verzögerter 1p, 2p, 3p-Emission und α -Zerfall
- direkter 1p, 2p -Zerfall und α -Zerfall
- Emission von schweren Clustern
- Spaltung bei sehr schweren Kernen

β -verzögerte Protonenemission ist schon länger bekannt. Bei diesem Zerfall werden Protonen aus hoch angeregten, protoneninstabilen Zwischenzuständen emittiert, die vorher über einen β^+ -Zerfall populiert werden. Die Zustände liegen an oder über der Potentialbarriere für Protonenemission. Auch nach diesem Protonenzerfall können im Tochterkern wieder protoneninstabile Zustände populiert werden, was zu 2p-Emission führt.

1970 machte man die Entdeckung einer direkten Protonenemission. In Harvell wurde erstmalig der Prozess gefunden, bei dem ein Isomer unter Protonenemission zerfällt: Ein isomerer, langlebiger Zustand in $^{53}\text{Co}^m$ emittiert aus einem $\frac{19}{2}^-$ Niveau, also dem Zustand mit einem Spin von $\frac{19}{2}^-$ und einer negativen Parität, in den Grundzustand von ^{52}Fe mit einer Energie von 1.59MeV [Cer70]. Zu dieser Zeit erwartete man die Entdeckung vieler neuer isomerer Protonenemissionen.

1981 machte man die nächste Entdeckung auf dem Gebiet der seltenen Protonenzerfälle. Am Geschwindigkeitsfilter SHIP der GSI wurde die Protonenemission aus dem Grundzustand - was bis zu diesem Zeitpunkt noch nie beobachtet wurde - von ^{151}Lu detektiert [Hof81]. In den folgenden Jahren wurden etwa 30 weitere Beispiele für die Protonenradiaktivität gefunden. Stets hatten die zerfallenden Kerne eine ungerade Ordnungszahl Z , d. h. sie enthielten eine ungerade Zahl von Protonen. Aufgrund der Protonenpaarungsenergie ist es für die Protonen im Atomkern energetisch günstiger, Paare zu bilden. Bei ungeradem Z ist ein Proton überzählig und kann bei Protonenüberschuss aus dem Kernpotential heraustunneln. Im Zusammenhang mit diesen Ergebnissen ist die direkte Protonenemission aus ^{54}Ni , das eine gerade Protonen- und Neutronenzahl enthält, von besonderer Bedeutung.

Ab 1992 gab es einen starken Anstieg von erfolgreichen Protonenradioaktivitätsmessungen. Bedingt durch die Entwicklungen von ortsempfindlichen, großflächigen, doppelseitigen Silizium-Streifen-Detektoren (siehe Kapitel 5.1)

konnte die neue Nachweismethode des Recoil-Decay-Taggings in der Spektroskopie dieser extrem seltenen Zerfälle erfolgreich entwickelt und angewendet werden. Die Untersuchung isomerer Protonenaktivität steht nach wie vor im Fokus aktueller Forschung, wobei die Messungen mit dem Kern ^{54}Ni in die Nähe der historischen Wurzeln um $^{53}\text{Co}^m$ und der ersten Bestimmung einer Protonenemissionen führen.

Eine notwendige Bedingung für die Protonenemission ist ein positiver Q_P -Wert:

$$Q_P = (M_{Z+1} - M_Z - m_p - m_e) \cdot c^2 > 0 \quad (1)$$

wobei Q_P , die Massendifferenz der benachbarten Isotone von Mutter- und Tochterkern ist, mit M_{Z+1} , der Masse des Mutterkerns, M_Z Masse des Tochterkerns, m_p Protonenmasse und m_e der Elektronenmasse. Die Halbwertszeit für die Protonenemission ergibt sich aus der Übergangswahrscheinlichkeit λ :

$$\lambda = \ln \frac{2}{T_{\frac{1}{2}}} = \nu \times P \quad (2)$$

mit ν , dem Frequenzfaktor und P , dem Transmissionsfaktor, der wiederum den Gamowfaktor G_{jl} enthält:

$$P = P_{jl} = e^{-2G_{jl}} \quad (3)$$

mit

$$G_{jl} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_{R_{in}}^{R_{out}} [V_{jl}(r) + V_{Coul}(r) + V_l(r) - Q_{P,nucl}]^{\frac{1}{2}} dr \quad (4)$$

mit $V_{jl}(r)$, dem Kernpotential, $V_{Coul}(r)$, dem Coulombpotential und $V_l(r)$, dem Zentrifugalpotential, wobei das Integral über den energetisch verbotenen Bereich berechnet wird.

Die rechnerische Betrachtung der Protonenemission ist also sehr stark an die des α -Zerfalls angelehnt und wird im Prinzip genauso gehandhabt.

1.3 Zwei-Protonen-Emission

Die Möglichkeit einer Zwei-Protonenemission vom Grundzustand eines neutronenarmen Kernes mit gerader Ordnungszahl wurde erstmals von Goldanskii 1960 in Betracht gezogen. Er stellte fest, dass es energetisch für den Kern möglich wäre, zwei Protonen zugleich entweder als ^2He -Cluster oder in zwei verschiedenen Separationsprozessen zu emittieren. Später wurde vorgeschlagen, dass dafür isomere Vielteilchenzustände in Frage kommen könnten, so wie sie bei ^{53}Co auftreten.

Die simultane Zwei-Protonen-Emission aus dem Grundzustand für gerade-Z Kerne ist nur beobachtbar, wenn die sequentielle Emission von zwei unabhängigen Protonen energetisch verboten ist. Dies ist für einige protonenreiche Kerne in der Massenregion $A = 40-50$ möglich. Durch die zusätzliche Stabilität durch den Gewinn an Paarungsenergie ist die Masse des geraden-Z Zwei-Protonen-Emitter kleiner als die Masse der ungeraden-Z Ein-Protonen-Zerfallstochter. Dadurch ist die Ein-Protonenemission verboten und nur der simultane Zwei-Protonen Zerfall ist möglich.

Der erste Nachweis von Zwei-Protonen-Zerfall und damit einer neuen Form der Radioaktivität gelang erstmals für ^{45}Fe in zwei unabhängigen Experimenten am Beschleunigerlabor GANIL in Caen, Frankreich, und bei der GSI, Darmstadt. Beide Experimente verwendeten die Projektilfragmentation eines stabilen ^{58}Ni Strahls mit einem Beryllium- (GSI) oder einem Nickel- (GANIL) Target. Die ^{54}Fe Fragmente wurden mit einem Fragmentseparator (FRS) selektiert, in einem Si-Detektor implantiert und gemessen. Der Zerfall des ^{45}Fe wurde nach der Implantation ebenfalls mit den Siliziumdetektoren nachgewiesen. Das GSI-Experiment identifizierte vier Zerfälle ^{45}Fe mit einer Zerfallsenergie von 1.1 MeV. Das GANIL Experiment hat 12 korrelierte Zwei-Protonen-Zerfälle mit der gleichen Energie nachgewiesen. Die Halbwertszeit von 3.8 ms wurde in beiden Messungen bestimmt. Die beiden Werte stimmen sehr gut überein, siehe auch [Gio04] und [Pfü02].

Energie[keV]	Übergang
146.2(2)	$10^+ \rightarrow 8^+$
452.2(2)	$6^+ \rightarrow 4^+$
1227.3(2)	$4^+ \rightarrow 2^+$
1392.2(2)	$2^+ \rightarrow 0^+$
3240.5(3)	$8^+ \rightarrow 6^+$
3386.3(5)	$10^+ \rightarrow 6^+$

Tabelle 1: Isomere Übergänge aus ^{54}Ni von [Hoi06]

2 Ergebnisse zu ^{54}Ni

Bis zum Jahre 2005 waren die Energielevel in ^{54}Ni nur bis zum 6^+ Zustand bekannt, siehe [Yur04] [Yam05]. Das bereits untersuchte Schema von ^{54}Fe ließ allerdings noch höhere Energielevel vermuten. Insbesondere wollte man einen isomeren 10^+ -Zustand in ^{54}Ni suchen, der analog zu dem bekannten 10^+ -Zustand im Spiegelkern ^{54}Fe existieren sollte. Die Lebensdauer des isomeren 10^+ -Zustandes beträgt $\tau = 525(10)$ ns im ^{54}Fe . Die Stopped-Beam-Kampagne innerhalb des RISING- Projektes an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt sollte näheren Aufschluss darüber bringen und die Übergangsstärken $B(E2; 10^+ \rightarrow 8^+)$ und $B(E4; 10^+ \rightarrow 6^+)$ für die Zerfälle aus dem 10^+ -Isomer bestimmt werden. Das SIS-Synchrotron bei der GSI produzierte einen ^{58}Ni -Strahl mit einer Energie von $550 \frac{\text{MeV}}{u}$. Die beschleunigten Teilchen wurden mittels des Fragmentseparators (FRS) getrennt und identifiziert. Letztlich wurden die herausgefilterten ^{54}Ni -Kerne in einem 4 mm dicken ^9Be -Target ($1032 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$) gestoppt und γ -spektroskopisch mit 15 Germanium-Cluster-Detektoren (Typ: Euroball) untersucht. Ausgehend vom Levelschema von ^{54}Fe wurden 6 bzw. 5 Peaks im ^{54}Ni -Spektrum erwartet (siehe Abb.: 1). Folgende verzögerte γ -Übergänge hat man dabei beobachtet: 146, 451, 1227, 1327, 1392, und 3241 keV. Diese Übergänge hatten alle die gleiche Lebensdauer von 218 ns. Die Übergänge von 451, 1227, und 1392 keV sind Teil der bekannten $6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ Zerfallskaskade in ^{54}Ni (s. Tab. 1).

Die 3386.3 keV-Linie vom $10^+ \rightarrow 6^+$ Übergang war vom Verzweigungsverhältnis allerdings zu klein, um identifiziert werden zu können.

Um sicherzustellen, dass die gemessenen Linien im Spektrum auch alle von der ^{54}Ni -Kaskade herrühren, wurden $\gamma\gamma$ -Matrizen erstellt, die die Koinzidenzen zeigen.

Neben den erwarteten Linien wurde darüber hinaus noch eine Linie bei 1327 keV gesehen, die allerdings nicht in den $\gamma\gamma$ Matrizen wiedergefunden

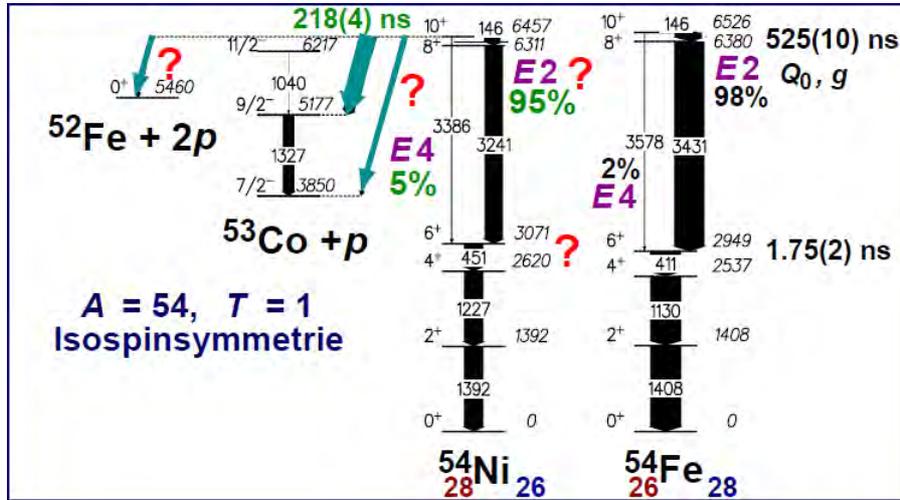


Abbildung 1: Ausschnitte aus den Termschemata des Spiegelkernpaares ^{54}Ni und ^{54}Fe [Hoi06]. Zusätzlich eingezeichnet sind die möglichen Protonenzerfälle des 10^+ -Isomers in ^{54}Ni mit den möglichen Zuständen der Nachbarkerne ^{53}Co und ^{52}Fe . Die vier roten Fragezeichen markieren experimentell noch nicht bestimmte Größen: (i) Die Multipolaritäten der Übergänge in ^{54}Ni , (ii) die Lebensdauer des 6^+ -Zustandes in ^{54}Ni , (iii) der direkte Nachweis des Ein-Protonen-Zerfalls des 10^+ -Isomers in den Tochterkern ^{53}Co mit möglicherweise zwei Protonenenergien von $E_{\text{proton}} = 1.28 \text{ MeV}$ und $E_{\text{proton}} = 2.607 \text{ MeV}$, (iv) der mögliche Nachweis eines sehr exotischen Zwei-Protonen-Zerfalls des 10^+ -Isomers in den Tochterkern ^{52}Fe mit einer Energie von 0.997 MeV . Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Suche nach dem Ein-Protonen-Zerfalls des 10^+ -Isomers in den Tochterkern ^{53}Co mit einer Protonenenergien von $E_{\text{proton}} = 1.280 \text{ MeV}$.

werden, also nicht von ^{54}Ni herrühren können. Die Spektren sind $Z=28$ gated, so dass sicher ist, dass nur Nickel im Be implantiert wurde. Damit ist es auch möglich, dass die Fragmentationsprodukte ^{53}Ni und ^{55}Ni die Reaktionskammer erreichen. Jedoch ist der Fragmentationswirkungsquerschnitt sehr klein und eine viel zu geringe Menge von ^{53}Ni wird produziert. Die gemessene Peakhöhe kann damit nicht erklärt werden. Im bekannten Niveauschema von ^{55}Ni gibt es keine Hinweise auf einen langlebigen isomeren Zustand, was durch Gating auf die Grundzustandsübergänge leicht herauszufinden ist. Eine andere Erklärung könnten sekundäre Kernreaktionen an anderen Stellen im Experimentaufbau sein, allerdings sind auch hier die Fragmentationswirkungsquerschnitte zu niedrig, um das gemessene Signal zu erklären.

Eine sehr plausible Erklärung für die 1327 keV -Linie wäre das folgende Szenario: der isomere 10^+ -Zustand des ^{54}Ni zerfällt nicht nur über γ -Quanten in tieferliegende Zustände, sondern das 10^+ -Isomer zerfällt auch durch die Emission eines Protons in den Nachbarkern ^{53}Co . Der isomere Protonenzerfall populierte dabei den bekannten, ersten angeregten Zustand $\frac{9}{2}^-$ von ^{53}Co ,

und die beobachtete 1327 keV-Linie stammt von der weiteren Abregung in den Grundzustand von ^{53}Co . Bei dem Protonenzerfall aus dem 10^+ -Zustand von ^{54}Ni wird das Proton mit einer Energie von 1277 keV emittiert. Der dabei entstehende angeregte Zustand in ^{53}Co zerfällt dann prompt mit einer γ -Energie von 1327 keV in den Grundzustand.

Da bei dem RISING Experiment nur γ -Zerfälle gemessen wurden, ließen sich keine weiteren Aussagen über den vermuteten Protonenzerfall machen. Es konnte jedoch theoretisch abgeschätzt werden, dass neben der Protonenemission in den ersten angeregten Zustand $\frac{9}{2}^-$ von ^{53}Co auch der Protonenzerfall in den $\frac{7}{2}^-$ Grundzustand von ^{53}Co möglich ist. Es kann sogar eine Zwei-Protonen-Emission zu ^{52}Fe existieren. Aus diesen Gründen beschloss man, die isomeren Protonenzerfälle des 10^+ -Isomers in ^{54}Ni in einem dedizierten Experiment am Kölner Tandembeschleuniger zu vermessen.

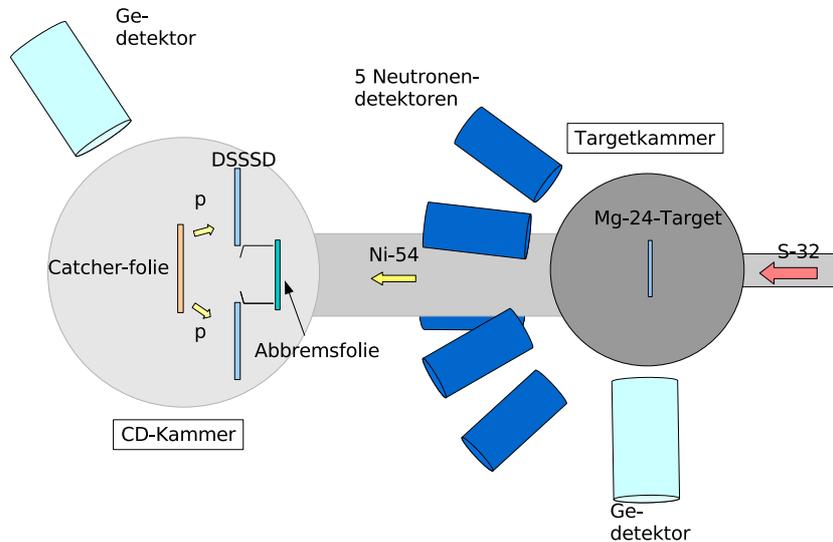


Abbildung 2: Prinzipieller Aufbau des Experimentes

3 Grundidee des Experimentes

Zur Population des 10^+ -Isomers in ^{54}Ni verwendet man die Fusionverdampfungsreaktion zwischen ^{32}S und ^{24}Mg , die den angeregten Compoundkern ^{56}Ni erzeugt ($^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{56}\text{Ni}^*$). Der Zwei-Neutronen-Evaporationskanal populierte dabei den gewünschten Endkern ^{54}Ni . Bei einer Einschussenergie im Labor von 90 MeV wird dieser 2n-Kanal mit einer geringen Wahrscheinlichkeit von 0,0227% angereichert [Lis]. Das Isomerenverhältnis für das 10^+ -Isomers in ^{54}Ni ist bei dieser Reaktion nicht bekannt. Von Interesse sind die isomeren Zerfälle des 10^+ -Zustandes von Abb. 1, die wegen der langen Lebensdauer und der hohen Rückstoßgeschwindigkeit von $\frac{v}{c} = 4.4\%$ der ^{54}Ni -Kerne jedoch nicht mehr innerhalb des Targets oder der Targetkammer zerfallen.

Es wird mit einem ^{32}S -Strahl auf ein $0,278 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ dickes ^{24}Mg -Target, welches sich in der ersten Targetkammer (siehe Abb. 2) befindet, geschossen. Die Strahlenergie des ^{32}S beträgt 90 MeV. In der Targetkammer befindet sich eine Targetleiter mit vier Positionen, auf denen Targets angebracht und die je nach Bedarf in den Strahl bewegt werden können. Der Strahl und die Reaktionsprodukte bewegen sich dann weiter in eine zweite Vakuumkammer, die sogenannte CD-Kammer. In dieser Kammer befindet sich der CD-förmige Protonendetektor, ein **Double-Sided-Silicon-Strip-Detector**, DSSSD.

Im Eingang zur CD-Kammer passieren die Teilchen zunächst eine Abbremsfolie, die aus $3 \mu\text{m}$ dickem Tantal besteht. Sie dient dazu, die Reaktions-

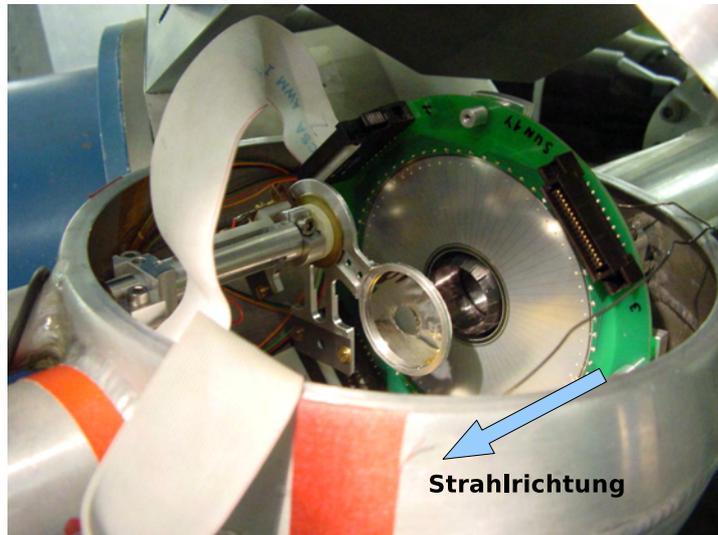


Abbildung 3: Inneres der CD-Kammer - mit Blick auf den DSSSD, in dessen Mitte der Zylinder zu sehen ist, auf dem die Abbremsfolie angebracht ist. Zentral davor ist die Catcherfolie auf dem Targetrad positioniert.

produkte der Fusionsreaktion abzubremesen, so dass sie mit einer geringeren kinetischen Energie in einer Catcher-Folie hinter dem DSSSD, den sie als nächstes durchqueren, eingefangen werden können. In der Mitte der Abbremsfolie befindet sich ein Loch mit einem Durchmesser von 8 mm, das den größten Teil des Hauptstrahls durchlässt. Sie ist auf einem Zylinder befestigt, der so gefertigt ist, dass er passgenau durch die Mitte des CD-förmigen Protonendetektor reicht, durch den sich die ankommenden Teilchen als nächstes bewegen. Der Zylinder soll den Detektor vor dem ihn durchkreuzenden Strahl schützen, auch ist die Halterung des Detektors derart montiert, dass sie ihn von dem Hauptstrahl abdeckt. Hinter dem Detektor ist ein Targetrad installiert, auf dem sich Blenden für die Strahlfokussierung und die Catcherfolie befinden. Diese werden mittig in den Strahl gedreht. Auf einer der Positionen des Targetrads sitzt die Catcherfolie, die aus $5\ \mu\text{m}$ dickem Nickel besteht und ebenfalls ein 8 mm großes Loch in der Mitte hat, um den primären Strahl durchzulassen. Die abgebremsten ^{54}Ni - Kerne und andere Fusionsprodukte werden nach einer Flugzeit von $22,7\ \text{ns}$ in der Catcherfolie gestoppt. Die mittlere Eindringtiefe der Ni-Kerne beträgt dabei $1.5 \pm 0.03\ \mu\text{m}$. Isomere Protonen können nun in Richtung DSSSD emittiert und nachgewiesen werden.

Zur Überprüfung der Fusionsreaktion wird sowohl an der Target- als auch an der CD-Kammer je ein hochauflösender Germaniumdetektor für den Nach-

weis von γ -Quanten eingesetzt. An der Targetkammer steht der Ge-Detektor im rechten Winkel zum Strahl, an der CD-Kammer ist der zweite Ge-Detektor mit 45° zur Strahlachse in Bezug auf die CD-Kammer ausgerichtet. Ein wichtiger Bestandteil des Experimentes sind 5 Neutronendetektoren, die unter Vorwärtswinkeln unter 37° geneigt gegen die Strahlrichtung angebracht sind (siehe Abb. 4). Da bei der Fusionsreaktion von ^{32}S und ^{24}Mg nur mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit der gewünschte Verdampfungsrestkern ^{54}Ni erzeugt wird, muss man die Neutronendetektoren verwenden, um den Zwei-Neutronenkanal zu selektieren.

4 Aufbau des Strahlrohrs L45

Das Ziel der vorliegenden Diplomarbeit war es, das Experiment zur Suche nach dem Protonenzerfall aus dem 10^+ Isomer in ^{54}Ni am Strahlrohr L45 des Kölner Tandembeschleunigers aufzubauen und zu optimieren. Bild 4 zeigt den ersten CAD-Entwurf vom Aufbau.

Vom Tandembeschleuniger aus kommend wird der Strahl zunächst nach dem Verteilmagnet von einer Quadrupol-Triplett-Linse fokussiert. In der Abbildung ist daneben ein Würfel eingezeichnet, der zur Einstellung und weiteren Überprüfung der Strahlpulsung dient. Das Strahlrohr wird von zwei Vakuumpumpständen evakuiert. Neben den Fokussierelementen des Tandems dient eine Lochblende beim ersten Pumpstand, eine Irisblende (Blende 1) kurz vor der Targetkammer, zur Ausrichtung des Strahls. Darüberhinaus werden für das Fokussieren des Strahls Tantalblenden auf der Position der Targetleiter in der Targetkammer, Blenden vor dem DSSSD und Blenden auf der Position des Targetrades in der CD-Kammer und der Faraday-Cup am Ende des Strahlrohres verwendet. Die isoliert aufgehängten Blenden und Cups werden dazu mit den Amperemetern am Tandemkontrollpult verbunden (s. Abb 5).

Im Strahlrohr sind insgesamt vier Schieber enthalten, der erste direkt am Eingang, der zweite hinter dem ersten Pumpstand, vor der Irisblende und beim zweiten Pumpstand, so dass Teile des Rohres einzeln evakuiert werden können.

Die Abb. 6 bis Abb. 9 zeigen eine Serie von Abbildungen, die den Aufbau der einzelnen Komponenten des Strahlrohrs bis zu seiner Fertigstellung dokumentieren.

Das alte Strahlrohr musste zunächst entfernt werden, da die Teile des neuen Strahlrohres größtenteils überarbeitet oder neu hergestellt und danach wieder eingebaut wurden. Als Halterung für die CD-Kammer und Haltegerüst für die Neutronendetektoren diente ein zweiarmiger Tisch, auf dessen zweiten Arm ein Germaniumdetektor Platz findet. Mittels eines Theodoliten und einem neuen an der Wand montiertem Nivelliergerät wurde die korrekte Ausrichtung der Strahlrohrteile überprüft. Die Montage der neuen Vakuumpumpstände (s.auch nächstes Kapitel) erforderte zusätzliche Leitungen für Kühlwasser zur Kühlung der Pumpen und Stickstoffflaschen zur Belüftung des Strahlrohres. Es wurden neue Versorgungsleitungen für die Stromversorgung gelegt. Zum Schluss wurde die CD-Kammer samt Detektor eingebaut, um eine Beschädigung des DSSSD in dieser Phase zu vermeiden.

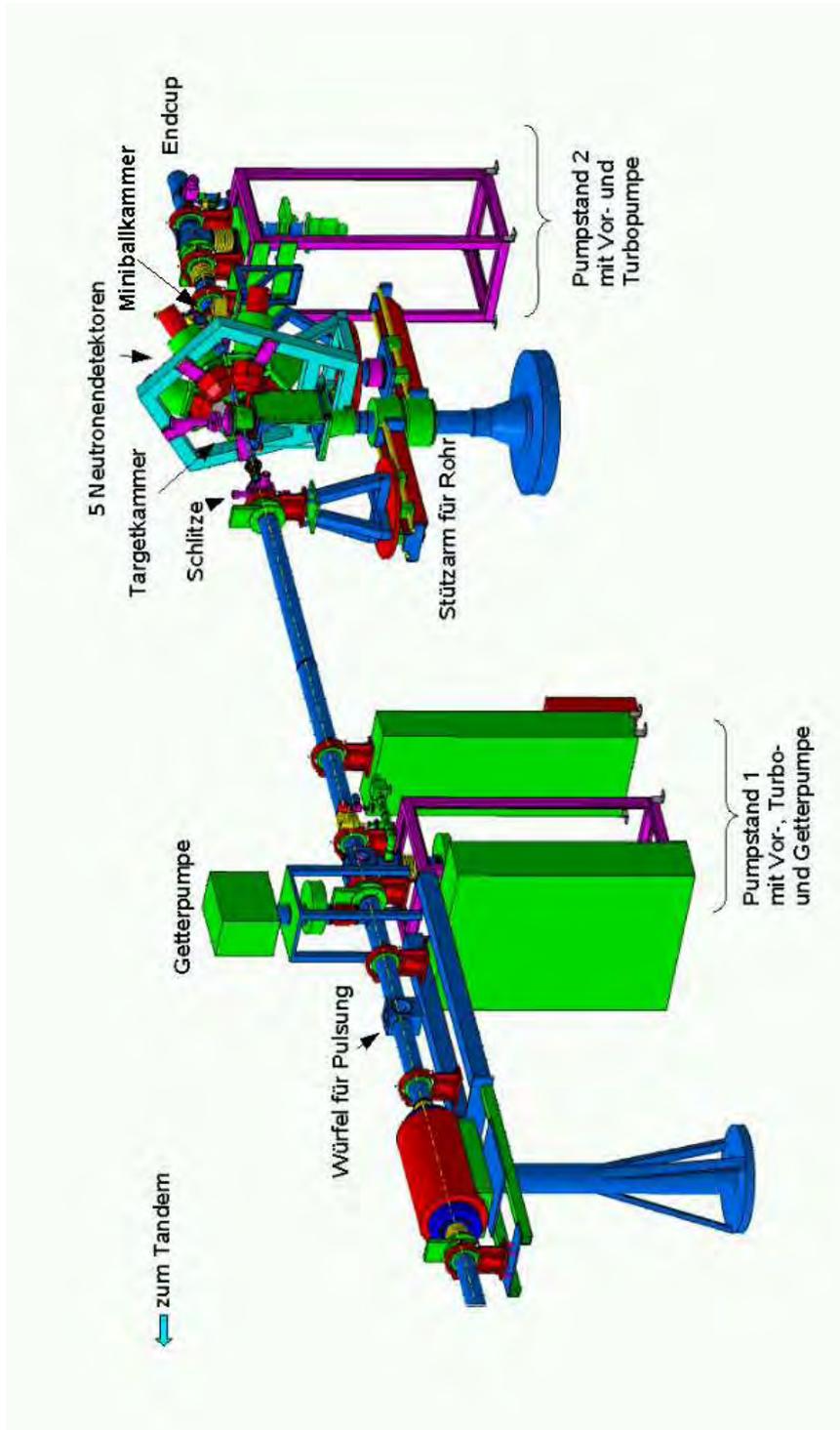


Abbildung 4: erster CAD-Entwurf des Strahlrohres

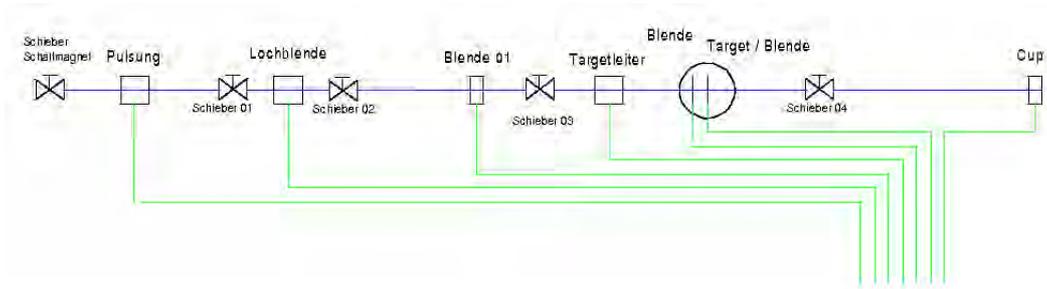


Abbildung 5: Messtechnik des Strahlrohres

4.1 Vakuum

Um eine optimale Messung durchführen zu können, muss ein gutes Vakuum von 10^{-6} mbar im Strahlrohr und den Kammern herrschen. Höhere Drücke sind gerade beim Betrieb des DSSSD mit Hochspannung ein Problem. Bei Drücken um 10^{-3} mbar bis 10^{-4} mbar reicht die mittlere freie Weglänge des Restgases aus, um andere Luftteilchen zu ionisieren. Diese treffen dann in großer Zahl auf den Detektor und können ihn über unkontrollierte Hochspannungsüberschläge beschädigen. Am Strahlrohr wurden zwei Pumpstände mit jeweils Vor- und Turbopumpe und Getterpumpe für das Experiment in Betrieb genommen.

Die verwendeten Vorpumpen sind Drehschieberpumpen, die die zu evakuierende Luft durch eine rotierende Scheibe einsaugen, auf Überluftdruck komprimieren und an die Außenluft geben. Sie erreichen Drücke bis zu 10^{-3} mbar. Unter diesen Druckbereich schließt sich das Einsatzgebiet der Turbomolekularpumpe oder kurz Turbopumpe an, s. Abb. 10. Sie zählt zu den kinetischen Gastransferpumpen und beruht auf dem Rotor-Stator-Prinzip. In ihrem Inneren befinden sich Rotorblätter, die mit solch einer Präzision gelagert sind, daß sie extrem hohe Umlauffzahlen ermöglichen und somit die Restgasanteile hinausdrücken können. Durch die Turbopumpen kann es aber zu einer Beeinträchtigung der elektronischen Detektorsignale kommen. Turbopumpen erreichen bei optimal versiegeltem Strahlrohr bis 10^{-6} mbar Drücke.

Getterpumpen werden dazu genutzt, ein Hochvakuum zu erhalten, nachdem mittels Vor- und Turbopumpe bereits ein Vakuum von einem Druck im Bereich von 10^{-5} bis 10^{-6} mbar geschaffen wurde. Getterpumpen basieren auf dem Prinzip der Gasbindung, d.h. das Gas, das es zu beseitigen gilt, wird in der Pumpe im Material gebunden, statt wie bei einer Gastransferpumpe in die Umgebung ausgeschieden zu werden. Abbildung 11 zeigt den Innenraum einer solchen Pumpe.



(a) altes Strahlrohr vor dem Umbau



(b) Abbau des Strahlrohres



(c) Überarbeitung des gewählten Tisches als Halterung für CD-Kammer und Neutronendetektoren



(d) Aufbau von Gerüsten für Leitungen



(e) Positionierung der Neutronendetektorenhalterung

Abbildung 6: Aufbau des Experimentierplatzes, Teil 1



(a) Platzierung der Targetkammer



(b) stützende Elemente werden aufgestellt



(c) Einbau des Diagnosewürfels im ersten Teil des Strahlrohres, der zur Kontrolle der Pulsung dienen soll

Abbildung 7: Aufbau des Experimentierplatzes, Teil 2



(a) Aufbau der Vakuumpumpstände

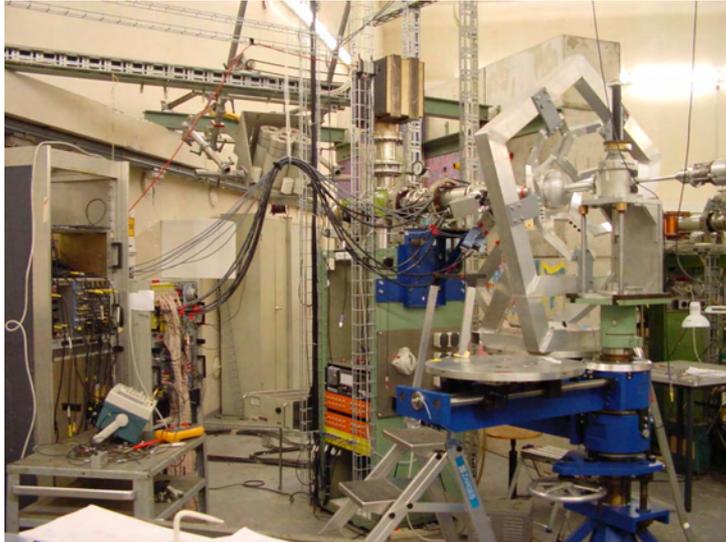


(b) Einbau der CD-Kammer

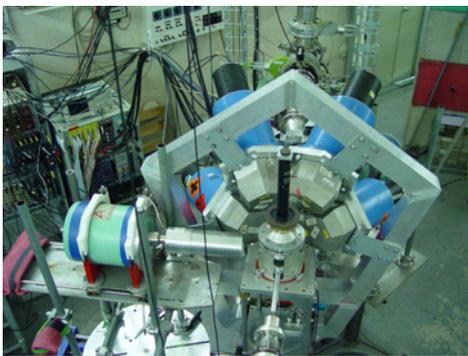


(c) Schließen des Rohres und Kalibrierung mit Theodolit und Nivelliergerät

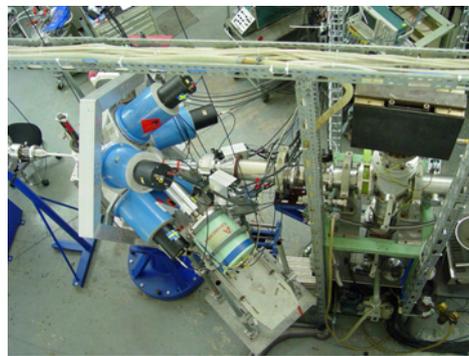
Abbildung 8: Aufbau des Experimentierplatzes, Teil 3



(a) Anschließen der Elektronik



(b) Einbau der Neutronendetektoren,
Gammadetektor an Targetkammer



(c) Gammadetektor an CD-Kammer

Abbildung 9: Aufbau des Experimentierplatzes, Teil 4

Man sieht ein schleifenförmiges Gebilde, das aus Titan besteht, an das über die vier Kabelstränge in der Mitte eine Hochspannung gelegt wird. Die Titanbleche selbst sind über das Gehäuse geerdet. Durch die Hochspannung werden Elektronen beschleunigt.

Zusätzlich wird noch ein Magnetfeld in diesem Drift-raum angelegt, so daß die effektive Weglänge der Elektronen erhöht wird bis sie über ausreichend Energie verfügen Restgasmoleküle zu ionisieren. Diese driften zum Titanmaterial und werden dort gebunden. Anhand des auftretenden Stroms zwischen Kabelsträngen und Titangehäuse wird überprüft, ob die Getterpumpe funktionstüchtig ist. Getterpumpen eignen sich gut an Standorten, die nur sehr selten belüftet werden. Die Lebensdauer ist durch die Aufnahme der Restgasanteile im Titan beschränkt.

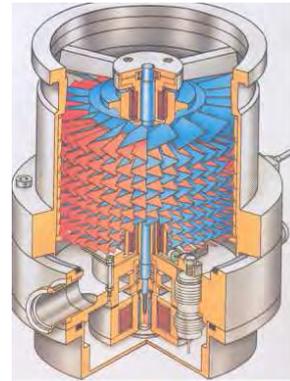


Abbildung 10: schematischer Aufbau einer Turbopumpe

Ein großer Vorteil ist ihr geringer Leistungsverbrauch, was allerdings durch die hohen Anschaffungskosten wieder kompensiert wird. Getterpumpen sind im Vergleich zu den anderen Pumpen elektronisch sehr rauscharm und belasten das Netz kaum, deshalb wurden diese Pumpen beim Aufbau der Messung eingesetzt:

Wie in Abb. 12 zu erkennen ist, war es zunächst nicht angedacht, am zweiten Pumpstand eine Getterpumpe zu verwenden. Zunächst wurde nur eine Getterpumpe installiert, um bei Nicht-Betrieb des Strahlrohres, das Vakuum im Rohr damit aufrechtzuerhalten und die restlichen Pumpen auszuschalten. Da es aber möglich ist, während einer Strahlzeit das Vakuum mit zwei Getterpumpen zu erhalten und damit störende Einflüsse durch die Turbopumpen auf die DSSSD-Signale zu vermeiden,



Abbildung 11: Inneres einer Getterpumpe

wurde noch ein zweiter Pumpstand mit einer Getterpumpe versehen.

Belüftet wird das Strahlrohr über Feindosierventile, die einen starken Einstrom in das Rohr und damit eine Beschädigung des Detektors, der Targets und anderer dünner Folien vermeiden. Es wird mit Stickstoff belüftet, weil dies als Inertgas sich kaum an Oberflächen festsetzt und das Rohr bei anschließender Evakuierung schneller den Hochvakuumbereich erreicht. Bei

Nichtbetrieb des Strahlrohres wurde es ständig evakuiert. Bei der Auswahl der Materialien innerhalb des Vakuums wurde darauf geachtet, Stoffe, die im Vakuum ausgasen und es verschlechtern, möglichst nicht einzusetzen. Zum Beispiel wurde deshalb bei der Signalverkabelung des DSSSD Teflon eingesetzt.

Allein mit Vor- und Turbopumpe konnte im gesamten Strahlrohr dauerhaft ein Druck von $2 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht werden. Wenn zusätzlich die Getterpumpen eingeschaltet wurden, hielt sich das Vakuum sogar bei $9 \cdot 10^{-7}$ mbar. Wenn für die Messung Vor- und Turbopumpen außer Betrieb genommen wurden und lediglich die Getterpumpen liefen, erzielte man Drücke von $2 \cdot 10^{-6}$ mbar.

4.2 Masseverbindungen und Erdung

Bei der Signalverarbeitung von sehr kleinen Messsignalen, muss der störende Einfluss von schlechten Masseverbindungen und Erdungen eliminiert werden, um die Voraussetzung für eine sehr gute Energieauflösung in der weiteren Signalverarbeitung zu schaffen. Dazu ist ein gut geerdetes Messsystem notwendig. Das Ziel der Messung ist, niederenergetische Protonen mit einer Energie von ca. 1.3 MeV zu messen. Dazu ist es wichtig, das Rauschen der Elektronik so stark wie möglich zu minimieren, um den Messbereich weit zu niedrigen Energien auszudehnen. Eine der Hauptaufgaben nach der Installation des Strahlrohres war, die Detektoren, die Signalkabel und die Vorverstärkerelektronik vom Strahlrohr elektrisch zu isolieren und eine saubere, getrennte Masse zu verwenden. Abb. 13 zeigt die Umsetzung der Isolierung der CD-Kammer und Targetkammer vom Rest des Strahlrohres (in grün). Im Strahlrohr sind neben den Gummidichtungen isolierende Flansche für die elektrische Isolierung in Gebrauch. Innerhalb der Targetkammer findet ein Teflonring Verwendung, um sie gegen die Halterung zu isolieren.

Der Einfluss der durch Turbopumpen erzeugten Hochfrequenz auf die Elektronik wurde reduziert und die Verkabelung des Experimentes mit dem Stromnetz ist optimiert worden, um andere hochfrequente Einflüsse zu vermeiden. Dazu wurde die Amplitude des Rauschbandes der DSSSD-Signale nach dem Hauptverstärkerausgang minimiert und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit einem Oszilloskop beobachtet: Es erwies sich als wichtig, die Stromversorgung der Messelektronik von der Versorgung der Pumpen und der Vakuummesszellen zu trennen. Die weitere elektrische Trennung der verschiedenen Komponenten, das Crate mit der Elektronik an die Steckleisten des Strahlrohres und die Netzstecker der Pumpen getrennt in die Versorgung an der Hallenwand zu schließen, zeigte keine Veränderung zu der Maßnahme, alle Geräte an die Stahlrohrversorgungen zu hängen. Auch zusätzliche Masseverbindungen in Form von zusätzlichen Kupferkabeln zwischen der Detektorkammer

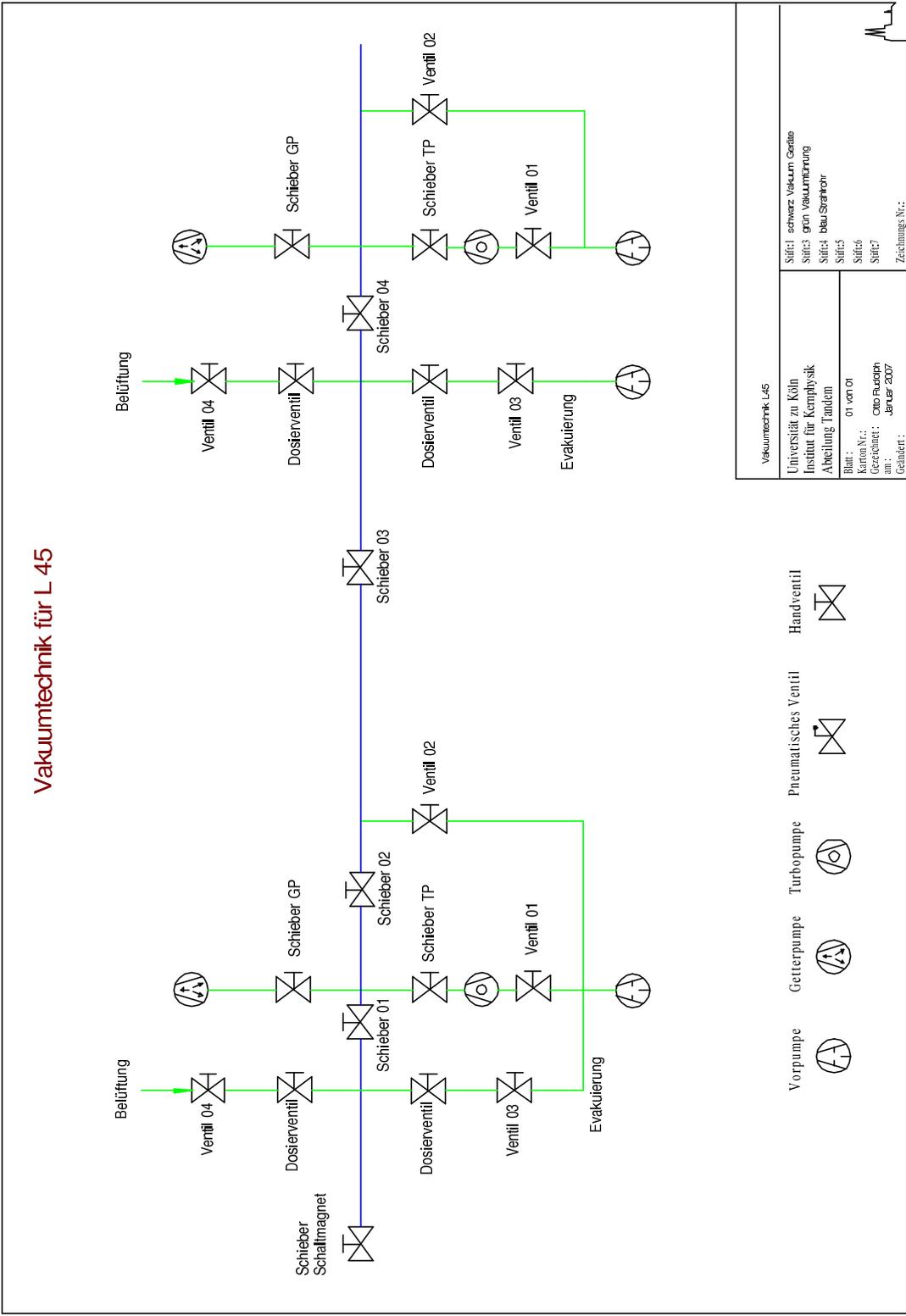


Abbildung 12: schematische Darstellung der Vakuumanlage (Pumpen und Ventile) am Strahlrohr



Abbildung 13: elektrische Isolierung des Reaktionsbereiches -in grün eingezeichnet

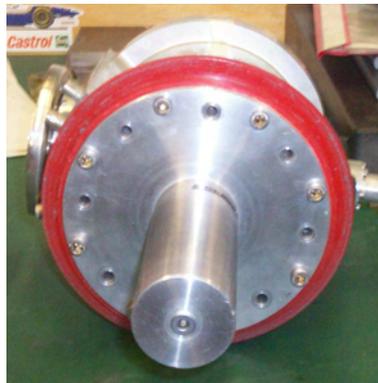
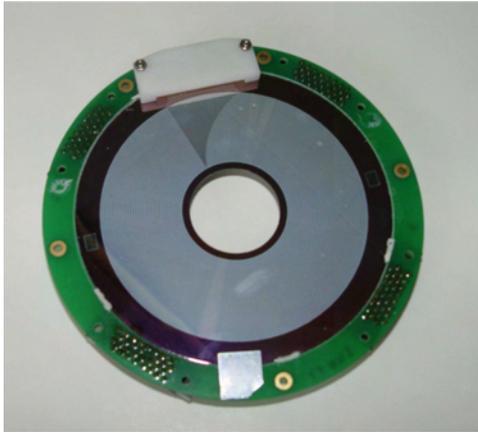


Abbildung 14: Die Targetkammer ist durch einen roten Teflonring elektrisch gegenüber der Halterung isoliert

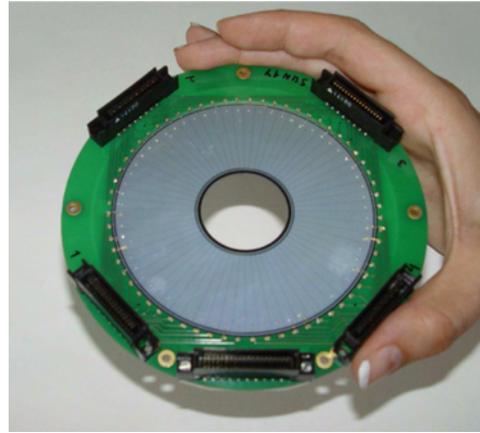
und dem Crate waren keine weitere Verbesserung. Auch die Verwendung eines Trenntransformator und eines Entstörgerätes verbesserten das Rauschverhalten nicht.

Ohne angelegte Spannung an den Detektor erhielt man ein Rauschband von 100 mV an den Hauptverstärkerausgängen des DSSSD. Bei einer angelegten Spannung von 60 V betrug zunächst das Rauschen 50 mV.

Der stark beeinträchtigende Faktor war die Masseverbindung zwischen den Blendenverbindungen aus der Targetkammer in den Kontrollraum. Ohne diese Verbindungen verringerte sich das Rauschen um 50%. Aus diesem Grund wurde bei Strahlbetrieb nach dem Fokussieren die Blendenverbindungen getrennt. Das Rauschband beläuft sich nach diesen Verbesserungen auf 25 – 30 mV.



(a) DSSSD-Ringseite



(b) DSSSD -Streifenseite, die Signalstecker für jeweils 16 Streifensignale und 32 Ringsignale von der Rückseite (unten in der Mitte) sind zu sehen

5 Detektoren

5.1 Doppelseitiger Silizium-Streifen-Detektor

Wichtigster Bestandteil des Versuches ist der Double-Sided-Silicium-Strip-Detector (DSSSD), mit dem die Protonen von der Protonenemission aus ^{54}Ni detektiert werden können, hergestellt von der Firma RADCON [Rad]. Der CD-förmige Detektor ist auf der einen Seite in 32 Ringe und auf der anderen Seite in 64 Mikrostreifen segmentiert, was eine Ortsbestimmung des Teilchennachweises mit 2048 Sektoren möglich macht. Der Detektor hat einen inneren Durchmesser von 32 mm und einen äußeren Durchmesser von 85,04 mm. Der Detektor wird bzgl. des Catchers über einen Winkel von 26° im innersten Ring bis zu 52° im äußersten Ring abgedeckt. Die Dicke des DSSSD beträgt $310\mu\text{m}$ und besteht aus n-dotiertem Silizium als Grundsubstrat. Auf beiden Seiten ist eine stark dotierte Schicht aufgedampft (n^+ bzw. p^+), die direkt mit einem negativen bzw. positiven Kontakt verbunden ist. Die Dicke der Schichten beträgt auf der Streifenseite $0.48\mu\text{m}$ und auf der Ringseite $1.9 \pm 0.2\mu\text{m}$. In diesen Kontakten ist die Dotierungskonzentration bis zu 10^{20} Atome/ cm^3 hoch, während sich das im Zählervolumen dotierten Material auf eine Konzentration von 10^{12} Atome/ cm^3 beläuft. Der Aufbau des Si-Detektors ist in Abb. 15 - nicht maßstabsgetreu - dargestellt. Die stark dotierten Schichten verursachen bei Anlegen einer Sperrspannung eine Verarmungszone. Einfallende ionisierende Teilchen erzeugen Elektron-Loch-Paare, die dann zur Kathode/Anode driften. Die Anzahl thermisch gene-

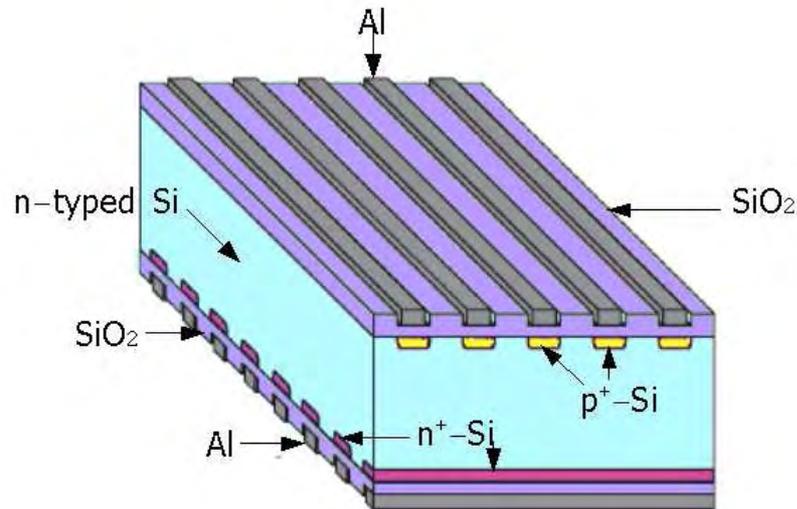


Abbildung 15: schematischer Aufbau eines Silizium-CD-Detektors (Schichten sind nicht maßstabsgetreu) sinngemäß nach [Kra05]

rierter Elektron-Loch-Paare ist bei einem Detektor dieser Bauart um etwa 4 Größenordnungen gegenüber dem Signal unterdrückt. Zur weiteren elektrischen Verschaltung sind die Kontakte mit Aluminium versehen.

Die Qualität eines Detektors wird durch sein Rauschverhalten bestimmt. Das Detektorrauschen stammt von thermisch generierten Elektron-Loch-Paaren, die an der Rekombination durch das extern angelegte elektrische Feld gehindert werden und an den Elektroden einen Leckstrom, auch Dunkelstrom genannt, erzeugen. Die Höhe des Leckstroms ist ein Merkmal für den Zustand des Detektors, da bei längerer Benutzung des Detektors Strahlenschäden zu berücksichtigen sind, die sich durch zusätzliche Energieniveaus in der Bandstruktur auszeichnen. Denn neben der Reaktion zwischen der einfallenden Strahlung und den Atomhüllen, die die Elektronen in das Leitungsband befördert, kann es auch zur Reaktion mit den Atomkernen bzw. mit dem gesamten Atom kommen. Sowohl mittels elektromagnetischer als auch mit starker Wechselwirkung können Fehlstellen, Versetzungen und andere Defekte im Kristallgitter verursacht werden. Bei besonders hohen Energien der einfallenden Strahlung ist es möglich, dass das getroffene Atom (das Primary-Knock-On-Atom) seinerseits andere Detektoratome anstößt und Clusterdefekte hervorruft. Zusätzlich können aufgrund der starken Wechselwirkung Kernum-

wandlungen im Detektormaterial vonstatten gehen. Deswegen wurde darauf geachtet, den Detektor vor direktem Strahlbeschuss und Strahlenschäden zu schützen. Die Aufhängung für den CD-Detektor ist so gestaltet, dass er vom Primärstrahl nicht getroffen werden kann. Bei längerer Lagerung verbessert sich die Qualität des DSSSD wieder leicht, da die Gitterstrukturen sich zum Teil erneut ordnen (*Annealing*). Für das Experiment wurden zwei Detektoren (Sun14 und Sun16) auf ihre Eigenschaften getestet. Dies wird in Kapitel 7 geschildert.

5.2 Neutronendetektoren

Zur Detektion von Neutronen werden 5 hexagonale Szintillatoren eingesetzt, die ursprünglich aus dem NORDBALL-array stammen [Arn90]. Das Detektorbehältnis, selbst aus einer 2 mm Schicht Edelstahl bestehend, enthält 3,33 Liter flüssiges, organisches Szintillationsmaterial des Typs BC-501. Die Innenseite des Edelstahlbehältnisses ist mit einer weissen Reflektorfarbe aus TiO_2 beschichtet. Der Szintillator wird an seiner Rückseite über ein Pyrex-Glasfenster optisch an einen Photomultiplier (XP2041) gekoppelt, der die optischen Signale in Photoelektronen umwandelt und zugleich lawinenartig das elektronische Ladungssignal vervielfacht. Die Neutronendetektoren sprechen auch auf γ -Signale an. Das organische Szintillatormaterial erlaubt jedoch durch Impulsformdiskriminierung den γ -Anteil von den Neutronensignalen zu unterscheiden, da die Pulsdauer von Neutronen länger ist als die von Gammas und sich damit die Pulsform ändert. Für die Neutronen-Gamma-Separation werden spezielle am IKP entwickelte Elektronikmodule eingesetzt [Rot81].

5.3 Gammadetektoren

Zur Überprüfung der Reaktion, wie oben schon beschrieben, wird je ein Germaniumdetektor an der CD-Kammer und an der Targetkammer eingesetzt. Beide sind unsegmentierte Standardzähler aus hochreinem, n-dotiertem Germanium, mit einer Effizienz von 80%. Die Betriebsspannung liegt bei 5000 V.

6 Elektronik

Um die Funktionsweise der Elektronik zu verstehen, wird einerseits der Signalweg betrachtet und getrennt davon die Verarbeitung des Triggers, wie dies in Abb. 16 und 17 verdeutlicht ist.

6.1 Signalverarbeitung

Die von dem DSSSD ausgehenden Signale müssen verstärkt werden, da sie eine sehr geringe Amplitude haben. Der Vorverstärker hat die Aufgabe, den Ladungsimpuls mit einem Operationsverstärker in einer Rückkopplungsschaltung zu verstärken und ein Ausgangssignal zu liefern, das proportional zur Energie ist. Dazu wird ein kapazitiv rückgekoppelter Operationsverstärker als Integrator genutzt. Es werden 6 Vorverstärker-Einheiten mit je 16 Kanälen verwendet, so dass die Ringseite mit 32 Kanälen an 2 Vorverstärker-Einheiten und die Streifenseite an die restlichen 4 Vorverstärker-Einheiten angeschlossen ist. Diese Vorverstärker entstanden im Eigenbau der Elektronikwerkstatt des IKP.

Im Hauptverstärker werden die Signale nochmals verstärkt, geformt und das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert. Als Hauptverstärker werden sechs 16 Kanal-NIM-Module der Marke Mesytec Typ STM-16 [Mes] verwendet. Neben dem Hauptverstärker für die Energiemessung über die Spannungsamplitude besitzen diese Module auch einen Timing-Filter-Amplifier und Constant-Fraction-Diskriminator für einen Zeit- oder Logikausgang pro ansprechenden Kanal und einen gemeinsamen Oder-Ausgang aller Kanäle. Von den Streifensignalen des DSSSD werden nur die Energieinformation in einem spannungsempfindlichen ADC digitalisiert. Bei den Ringsignalen des DSSSD werden sowohl die maximalen Spannungswerte für die Energiemessung mit einem ADC (Analog-Digital-Converter) digitalisiert als auch die Zeitsignale, die mit logischen Signalen der anderen Detektoren kombiniert werden, um damit Zeitdifferenzen mit Hilfe von Start-Stop-Signalen in TDCs (Time-Digital-Converter) zu digitalisieren. Als ADC werden CAEN 32Kanal-Module des Typs V785, für die Digitalisierung von Zeitsignalen werden bauähnliche Module des Typs V775 benutzt. Die Hauptparameter eines ADC/TDCs sind seine Auflösung in Bit, die gleichzeitig die Genauigkeitsgrenze für die Umwandlung darstellt. Der CAEN 32Kanal-ADC V785 ist ein 12 Bit ADC. Seine Wandlungsgeschwindigkeit, wovon die maximale Wandlungsrate abhängt, beträgt $5,7 \mu$ s pro 32 Kanäle. Die Module enthalten je einen 32 Event-Buffer-Speicher, so dass pro Kanal 32 Ereignisse gespeichert werden können, bevor sie im nächsten Schritt an die Datenaufnahme weitergegeben werden.

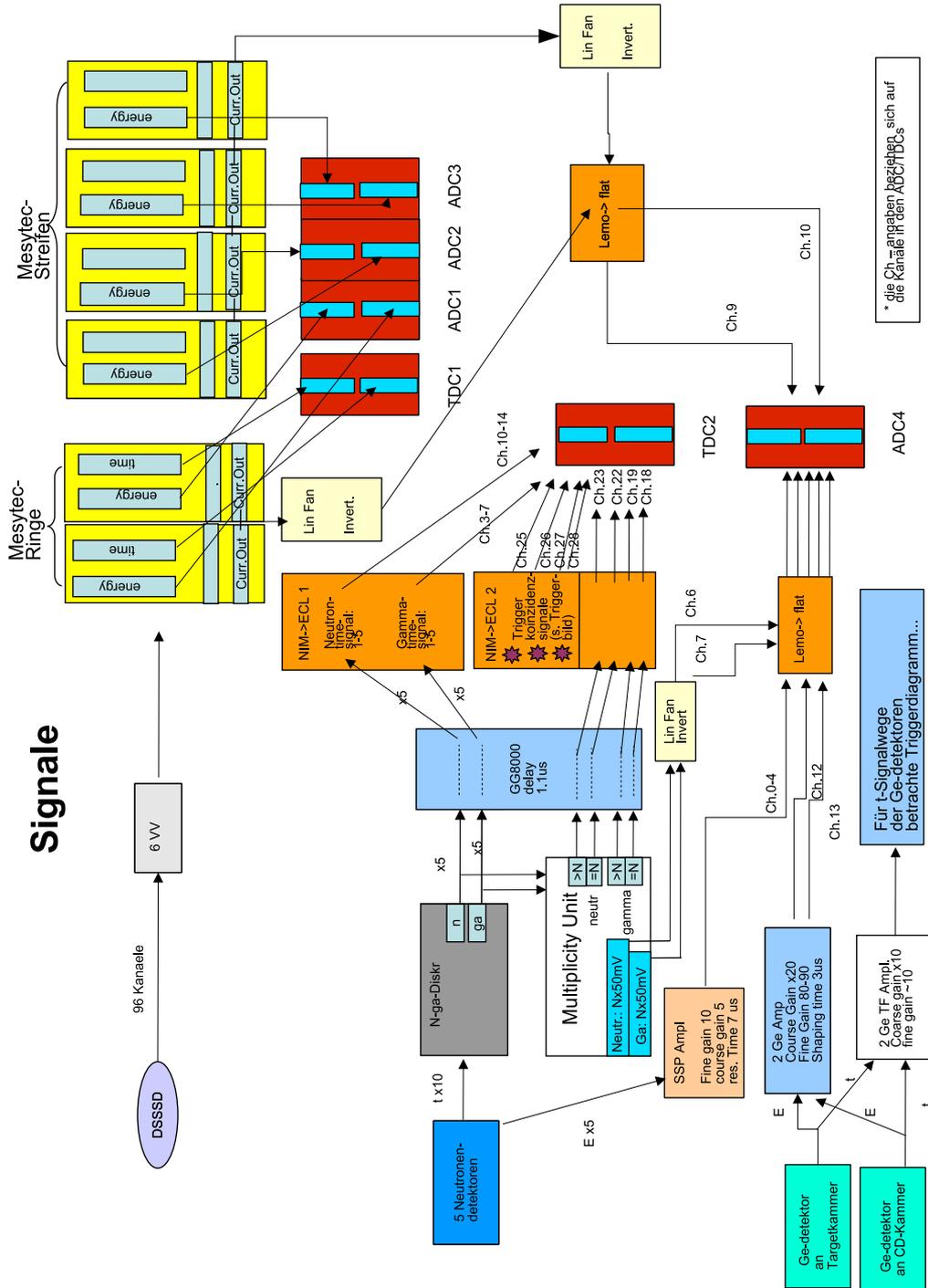
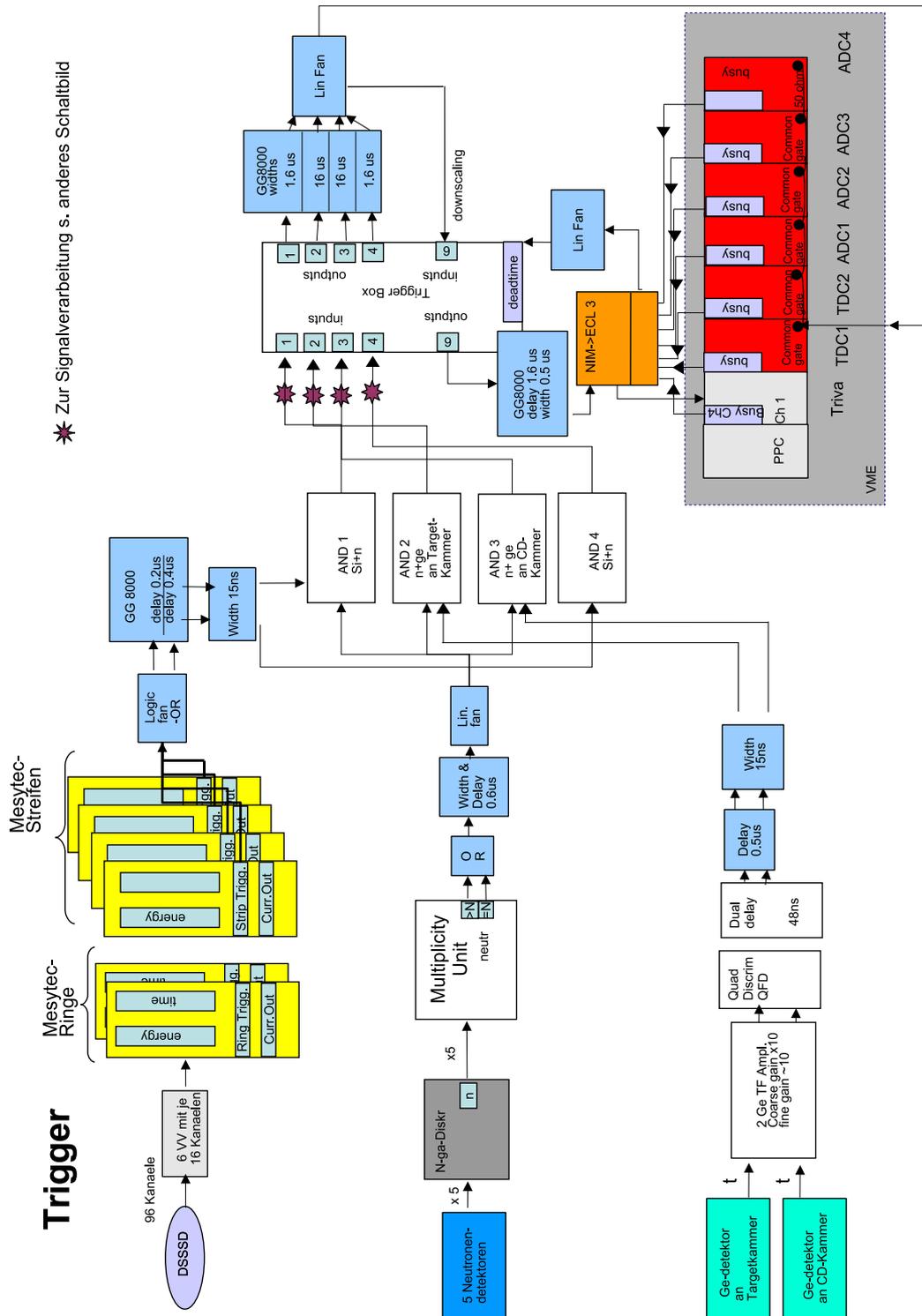


Abbildung 16: Schaltbild der Signalverarbeitung
29



* Zur Signalverarbeitung s. anderes Schaltbild

Abbildung 17: Schaltbild der Triggerverarbeitung

Der Ausgang des Current-Out-Kanales der Mesytecmodule ist ein analoges Signal, dessen gestufte analoge Amplitudenhöhe ein Maß für die Menge der gleichzeitig ansprechenden Detektorsignale des einzelnen Modules ist. Es entspricht somit der Multiplizität der anliegenden Signale. Diese maximale Spannungsamplituden wurde ebenfalls digitalisiert, nachdem sie invertiert wurden. Die fünf Neutronendetektoren können sowohl Neutronen wie auch γ -Strahlung detektieren. Hier gibt es Energie- und Zeitangaben (in der Abb. 16 in den unterschiedlichen Zweigen dargestellt). Die Energieinformation wird nur für die Neutronen verwendet, d.h. verstärkt und in den ADC4 in den Kanälen 0-4 digitalisiert. Die Zeitsignale sowohl der Neutronen als auch der Gammaquanten durchlaufen zuerst einen Constant-Fraction-Diskriminator, werden verzögert und nach ECL-Konvertierung in den TDC2 der Kanäle 3-7 (γ -Signal) und 10-14 (Neutronen-Signale) weitergegeben. Ebenso werden die Neutronen- und γ -Signale nach dem Diskriminator an eine Multiplicity-Einheit geschickt, um über die Anzahl der gleichzeitig ansprechenden Neutronen und γ -Quanten Information zu gewinnen. Unterschieden nach Neutronen- und γ -Multiplizität größer eins oder gleich eins werden auch diese Informationen verzögert und in TDC2 Kanäle 18, 19, 22, 23 digitalisiert.

Von den beiden Germaniumdetektoren werden sowohl Zeit- als auch Energiesignale aufgenommen, wobei die logischen Zeitsignale außerdem für die Bestimmung der Triggerbedingung verwendet werden. Die Gammaenergien werden im ADC4 Kanal 12, 13 digitalisiert.

Die ADCs bzw. TDCs werden von einer VME-basierten CPU, einem PowerPc in Zusammenarbeit mit einem Triggermodul (Triva 5) [Tri] angesteuert und von dort an den Messcomputer weitergegeben.

Dieser Aufbau arbeitet mit dem Datenaufnahmesystem Marabou [Mar]. Die graphische Darstellung der Messspektren erfolgt über das Programm Hist-Present, das es ermöglicht online-Analysebedingungen abzufragen und eine zweidimensionale Darstellung der verschiedenen gemessenen Daten zu erstellen [His].

6.2 Triggerverarbeitung

Die Signalverarbeitung wird von einem Trigger ausgelöst, der die Aufgabe hat, die physikalisch sinnvollen und interessanten Ereignisse zu selektieren. Dazu müssen die logischen Signale der Detektoren in verschiedenen Koinzidenzen für das Triggersignal gefordert werden. Wesentlich ist dabei die Triggerbox, die gleichzeitig verschiedene Triggersignale in unterschiedlichen Eingängen verarbeitet. Die Triggerbox generiert aus den gleichzeitig anlie-

genden Triggersignalen ein logisches Oder-Signal als Haupttrigger für den PowerPc. Die einzelnen Eingangskanäle der individuellen Triggersignale können für die weitere Verarbeitung elektronisch untersetzt werden und somit in Potenzen von 2 abgereichert (Downscaling) werden, so dass nur nach einer festgelegten Anzahl (32) von Signalinputs in die Triggerbox der Auslesezyklus gestartet wird. Dies geschieht über den Ausgang 6 der Triggerbox. Da die VME-ADCs und VME-TDCs intern 32 Ereignisse zwischenspeichern können, wird ein Downscaling von 2^5 vorgenommen, d.h. erst nach 32 Triggersignalen gibt die Triggerbox dem Triggermodul die Aufforderung, die ADCs und TDCs auszulesen. Bei den ADCs werden alle Kanäle mit der digitalisierten Amplitudenhöhe eines Ereignisses gefüllt (keine Nullenunterdrückung) und mit dem Trigger ausgelesen. Der TDC arbeitet im Common-Start-Modus: Die Zeitmessung für alle Kanäle wird mit dem Einzeltrigger gestartet, die individuellen, zu messenden Signale aus den jeweiligen ansprechenden Kanälen beenden die Zeitmessung wieder. Die gesamte Reichweite eines geöffneten Zeitfensters, das vom TDC bereitgestellt wird, beträgt $1,2 \mu\text{s}$. Insgesamt laufen 4 Trigger in die Triggerbox.

- Trigger 1: Koinzidenz von DSSSD-Streifensignal-OR + Neutronensignal-OR, wobei die CD-Signale um 200ns verzögert sind
- Trigger 2: Koinzidenz von Germaniumsignal an der Targetkammer + Neutronen-OR, als Monitor für prompte γ -Signale
- Trigger 3: Koinzidenz von Germaniumsignal an der CD-Kammer + Neutronen-OR, als Monitor für verzögerte γ -Zerfälle bei DSSSD
- Trigger 4: entspricht Trigger 1, wobei die DSSSD-Signale um 400 ns verzögert sind

Von dem DSSSD werden die Streifensignale als Trigger verwendet. Für das Neutronentrigger-Signal sind die fünf Neutronensignale jeweils in einem OR verschaltet, so dass jedes Neutron in Koinzidenz mit einem Gamma oder Protonensignal den Trigger starten kann. Zusätzlich muss die zeitliche Abfolge und die Breite der logischen Signal der einzelnen Detektoren wegen der langen Lebensdauer von 218 ns für den isomeren Protonenzerfall berücksichtigt werden. Beim Aufbau der Logik werden die Signale des DSSSD und der Germaniumdetektoren zeitlich gekürzt und sind somit zeitbestimmend. Die zeitlich kurzen Signale des DSSSD oder der beiden Germaniumdetektoren müssen dann in einem zeitlich längeren Gate von 600 ns liegen, das man aus den Neutronensignalen erzeugt. Dazu werden alle logischen Signale entsprechend verzögert und verbreitert. Bezüglich der DSSSD-Signale wählt man

dafür eine Verzögerung von einerseits 200 ns im Trigger 1 und andererseits für Trigger 4 eine Verzögerung von 400 ns, um sicher zu gehen, dass das Signal wirklich im Gate der Neutronen liegt und eine Koinzidenz verursacht. Dieser Trigger 4 dient lediglich der Kontrolle der Elektronik, für die Auswertung der DSSSD-Spektren sind die Daten, die von Trigger 1 getriggert werden, interessant.

Desweiteren werden die Triggersignale in die Kanäle TDC2 25-28 zugeführt (in der Graphik mit roten Sternen markiert, die die inhaltlichen Schnittpunkte zwischen Abb. 16 und Abb. 17 kennzeichnen). Die ADC/TDCs geben darüber hinaus mit einem BUSY-Signal an die Triggerbox die Information, dass sich das Modul noch in der Totzeit befindet und nicht aufnahmebereit ist.

Modul	Kanal	Inhalt
ADC 1-3	alle	Energiespektren der CD-Ringe und -Streifen
ADC 4	0-4	Neutronenenergien
	6	Multiplizität Neutronen
	7	Multiplizität γ -Signale vom Neutronendetektor
	9	Multiplizität der Streifen
	10	Multiplizität der Ringe
	12	γ -Energie des Detektors an der Targetkammer
	13	γ -Energie des Detektors an der CD-Kammer
TDC 1	alle	Zeitspektren der CD-Ringe
TDC 2	4-8	Zeitspektren der γ -Signale aus dem Neutronendetektor
	10-14	Zeitspektren der Neutronensignale
	18	Multiplizität der γ -Signale am Neutronendetektor =1
	19	Multiplizität der γ -Signale am Neutronendetektor > 1
	22	Multiplizität der Neutronen =1
	23	Multiplizität der Neutronen > 1
	25	Trigger 1
	26	Trigger 2
	27	Trigger 3
	28	Trigger 4

Tabelle 2: Übersicht über die im Experiment digitalisierten Signale und ihre Zuordnungen zu den ADC-/TDC-Kanälen

7 Vorversuche mit dem DSSSD

Zu Beginn des Experiments standen zwei Detektoren zur Auswahl: *Sun16* und der baugleiche *Sun14*. Beide Detektoren wurden auf ihre Eigenschaften getestet, um den besseren für das Experiment zu verwenden.

7.1 Quellenmessungen mit DSSSD-Detektoren

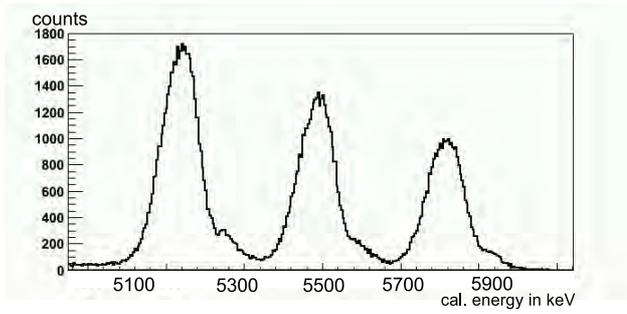
Vor dem Aufbau des Strahlrohrs bestand der Testaufbau lediglich aus der CD-Kammer und einem Pumpstand, um den *Sun16* mit einer Triple-Alpha-Quelle auf seine Beschaffenheit zu testen. Der erste Test des *Sun14* erfolgte direkt am neu erbauten Strahlrohr. Beide Detektoren wurden mit einer Spannung von 60 V in Betrieb genommen. Die Quelle aus ^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm sendet Teilchen der Energie von 5.155 MeV, 5.486 MeV und 5.805 MeV aus, mit denen die Spektren linear geeicht werden.

Abb. 18 zeigt die Spektren der Testeichungen von *Sun 16* auf der linken Seite und *Sun 14* rechts für jeweils den innersten Ring (Ring 0) und den äußersten Ring (Ring31), sowie für je einen beliebigen Streifen. Die Auflösung eines Segments berechnet sich aus dem Quotienten der Halbwertsbreite des Peaks und der Energie der Peakmitte $\frac{\Delta E}{E}$, wobei man von einem DSSSD Auflösungen im Bereich von einem 1% erwartet. Man erkennt sehr deutlich, dass die Auflösungen von innen nach außen schlechter werden, so dass im innersten Ring die Signale fast klar getrennt sind und kleinere Peaks, die relativ zu den Hauptpeaks gesehen zu höheren Energien verschoben sind, auftreten. Die Auflösungen des *Sun 16* bewegen sich zwischen 3.3% in den äußeren Ringen und 1.9% innen. Bei *Sun 14* haben die Ringe außen mit 1.6% ebenfalls eine schlechtere Auflösung als innen mit 1.2%.

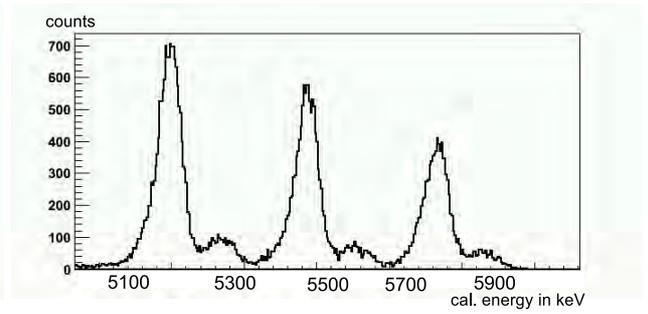
Dieser Effekt resultiert daraus, dass die äußeren Ringe eine grössere Fläche und damit eine höhere Kapazität haben. Dadurch ist die Signalhöhe geringer, weil sie sich aus der Spannung $U = \frac{Q}{C}$ ergibt. Damit ist das Signal/Rausch-Verhältnis kleiner und die Auflösung schlechter.

Bei den Streifen ist dieser Effekt nicht ausgeprägt, da sie alle die gleiche Fläche haben. Die Auflösungen der Streifen liegen beim *Sun 16* zwischen 2.5% und 1.3% und durchschnittlich bei 1.8%, *Sun 14* zeigt Auflösungen in den Streifen zwischen 1.8% und 2.2% und im Mittel bei 2.0%.

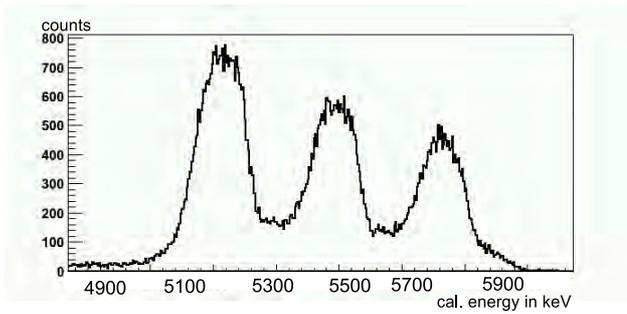
Der Zustand des Detektors *Sun 16* ist damit relativ schlecht, was auch an einem Leckstrom von $4.35\mu\text{A}$ zu erkennen ist, während *Sun 14* im Vergleich dazu einen Leckstrom von $0.7\mu\text{A}$ hat, weswegen die Wahl letztlich auf *Sun 14* fiel.



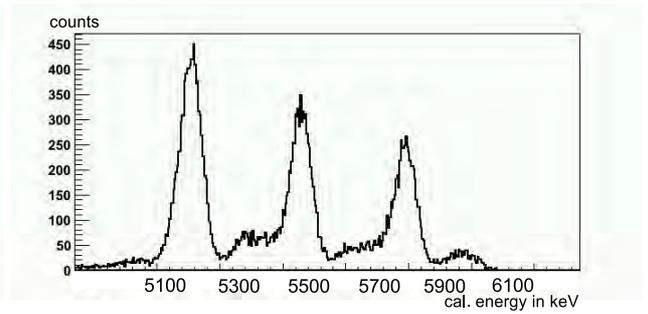
(a) Triple-Alpha-Spektrum: innerster Ring Sun16



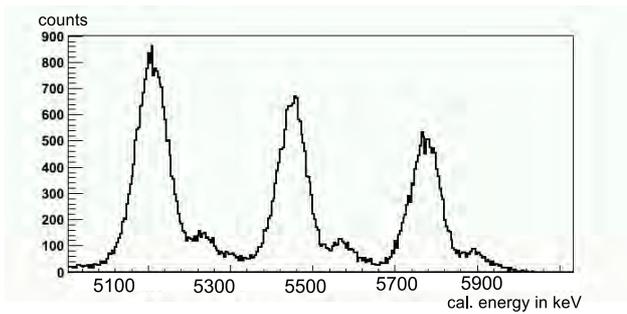
(b) Triple-Alpha-Spektrum: innerster Ring Sun14



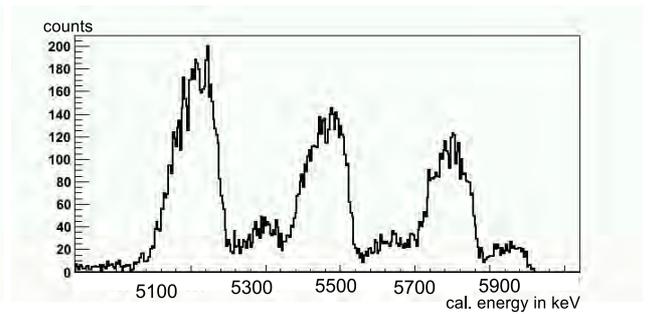
(c) Triple-Alpha-Spektrum: äußerster Ring Sun16



(d) Triple-Alpha-Spektrum:äußerster Ring Sun14



(e) Triple-Alpha-Spektrum: Streifen 20 Sun16



(f) Triple-Alpha-Spektrum: Streifen 20 Sun14

Abbildung 18: Eichspektren des Sun 16 und Sun 14

7.2 Optimierung der Signale von Sun14

In Kapitel 4 wurde die Unterbindung von Störsignalen auf das DSSSD-Signal durch Pumpeneinflüsse mittels Verwendung von Getterpumpen und durch die Vermeidung von Blendenverbindungen in der CD-Kammer beschrieben. Im nächsten Schritt wurden die Flachbandkabel zwischen Detektor und Vorverstärker sowie zwischen Vor- und Hauptverstärker gegen geschirmte Falchbandkabel ausgetauscht. Während der Austausch der zweiten Kabelsorte, die jeweils 1,70 m lang ist, kaum einen Effekt zeigte, macht eine geschirmte Detektor-Vorverstärker-Verbindung einen großen Unterschied. Bis zum Vorverstärker sind die Signale unbearbeitet und da die Vorverstärker nicht direkt an die Ausgänge vom Strahlrohr gebaut sind, durchlaufen sie 12 cm lange Kabel außerhalb des Strahlrohrs. Damit sind sie nicht mehr vom Strahlrohr wie von einem Faradayschen Käfig gegen äußere Elektronikstörsignale geschützt und unterliegen an dieser Stelle den meisten Störeinflüssen. Zwar hatten die geschirmten Kabeln keinen Einfluss auf das Rauschband, allerdings verhielt sich die Signallage erheblich ruhiger.

Man sieht in den Spektren von Abb. 18 Doppelpeakstrukturen. Diese Doppelpeakstrukturen auf den hochenergetischen Seiten der Peaks sind durch die Wahl der Potentiale am Detektor zustande gekommen. Sowohl Ring- als auch Streifenseite waren an die Hochspannung angeschlossen. Es stellte sich aber als wichtig heraus, einer Seite eine feste Masse zuzuweisen, damit es zwischen den Potentialen nicht zu Schwankungen kommt. Damit ist das System anfällig für Störgeräusche aller Art und kann oszillieren, wodurch die Signalaufnahme verfälscht wird. Zur Lösung des Problems wurde die Ringseite mit jeweils 50 Ohm-Widerständen über die Vorverstärker an Masse geschlossen. Zudem ist es wichtig, die Spannung an die Streifenseite zu legen, da dort die Totschicht, also in diesem Fall die p^+ -dotierte Schicht, dünner ist als auf der Ringseite. Durch Anlegen der Spannung dort wird ein größeres elektrisches Feld aufgebaut, dadurch wird die Driftgeschwindigkeit der Teilchen größer und die Ladungssammlung schneller. Dies ist wiederum wichtig für das Ausbilden der Signalform, was Einflüsse auf die Auflösung und die Signalamplitude hat.

Nach all diesen Verbesserungen zeigen die einzelnen Kanäle bessere Energieauflösungen ohne Doppelpeakstruktur, wie in Abb. 19 an Beispiel des Streifens 20 gezeigt ist. Man sieht das Energiespektrum, das mit Hilfe des Programms MacroBrowser [Mac] linear geeicht wurde. Die Auflösungen bewegen sich nun zwischen 1.0% und 1.4% in den Ringen und zwischen 1.2% und 1.3% in den Streifen, das Rauschband beträgt sowohl in den Ringen wie

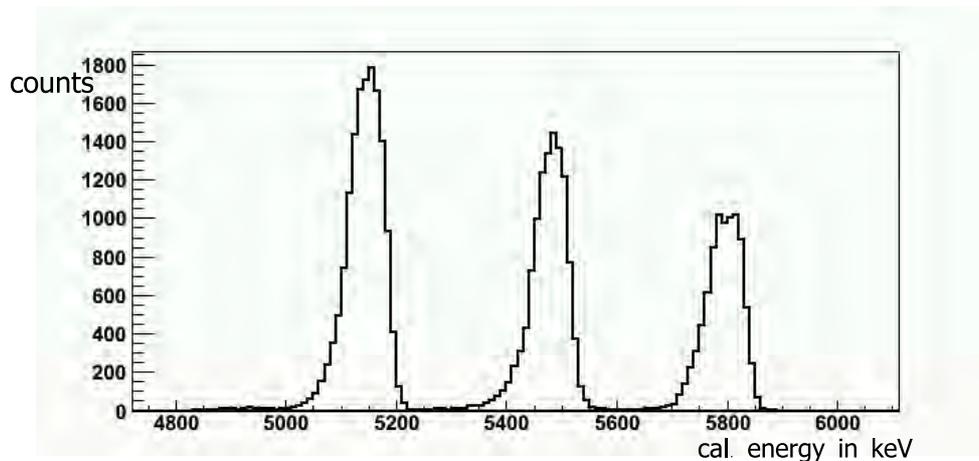


Abbildung 19: kalibriertes Energiespektrum der Triple-Alpha-Quelle des Streifen 20 von Sun 14 nach allen Optimierungen

auch in den Streifen 20 – 25 mV.

Ein zu detektierendes, geladenes Teilchen kann aufgrund der geometrischen Anordnung des DSSSD nur jeweils ein Streifensegment treffen, es können jedoch zwei benachbarte Ringe getroffen werden. Die Energie eines Teilchens kann dabei in beiden Ringen anteilig deponiert werden. In Abb. 20 ist ein Beispiel für das Ansprechen zweier benachbarter Ringe auf eine Triple-Alpha-Quelle gezeigt. Die kalibrierten Energien benachbarter Ringe, Ring 19 und 20, sind gegeneinander aufgetragen. Die Anzahl der Counts ist logarithmisch über die Farbskala gegeben. Man erkennt im Wesentlichen drei Bereiche. Bereich 1 zeigt die vollständige Energiedeposition in jeweils nur einen Ring, was dem idealen Fall entspricht. Bereich 2 kennzeichnet die Fälle, in denen die Energie auf zwei benachbarte Ringe verteilt wird, so dass diese Ereignisse auf der Diagonalen liegen. Dieser Fall tritt in etwa 5.6 % der Ereignisse auf.

Rauschsignale finden sich in Bereich 3 wieder. Eine Möglichkeit, Ereignisse aus Bereich 2 für die weitere Datenverarbeitung auszuschließen ist, wie es im nächsten Kapitel näher beschrieben wird, für Vorder- und Rückseite in etwa gleiche Energien für ein Ereignis zu fordern, da man so nur Energien wählt, die nicht auf Nachbarringe verteilt wurden.

Desweiteren gibt es den Effekt, dass defekte Kanäle Einfluss auf die benachbarten, funktionstüchtigen Kanäle haben können. Das Rauschen der defekten Kanäle kann dann im niederenergetischen Spektrum des anderen Kanals sichtbar sein.

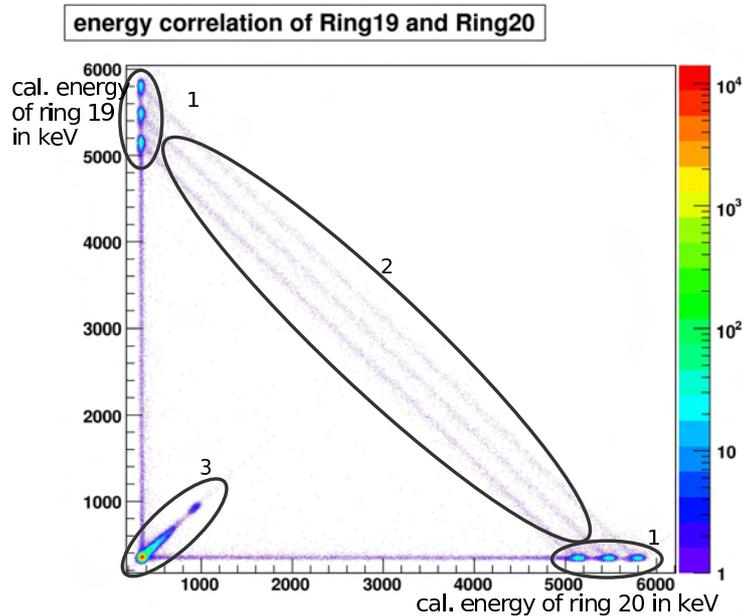


Abbildung 20: Energiekorrelation zwischen den benachbarten Ringen 19 und 20

8 Strahlzeit

Die Strahlzeit diente dazu, die Funktionsfähigkeit des Aufbaus zu bestimmen und die Elektronik und Datenaufnahme in Betrieb zu optimieren. Es wurde mit einem ^{32}S - Strahl (9^+ -Ionen) 5 Tage lang mit einer Strahlenergie von 90MeV auf ein $0,278 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ dickes ^{24}Mg Target geschossen. Der Strahlstrom betrug 15nA.

8.1 Eichmessung

Vor der Strahlzeit wurde der DSSSD mit einer Triple-Alpha-Quelle geeicht. Run 417 wurde bei 60 V Detektor-Spannung gemessen, nach der Strahlzeit entstand Run 525 auch bei 60 V. Allerdings wurde während der Strahlzeit die Spannung auf 99,2 V erhöht um den Rauschpegel zu drücken. Run 527 ist eine zweite Alpha-messung nach der Strahlzeit bei 99,2 V. Da sich der Leckstrom des Detektors Sun14 von anfänglich $2,59 \mu\text{A}$ zu Beginn der Strahlzeit auf $3,14 \mu\text{A}$ erhöhte, ist es nun interessant zu sehen, inwiefern dies Einfluss auf die Spektren und deren Auflösung hat (s. Abb. 21 bis Abb. 24).

Abb. 21 und 22 zeigen die verschiedenen Steigungen (Gain) und y-Achsenabschnitte

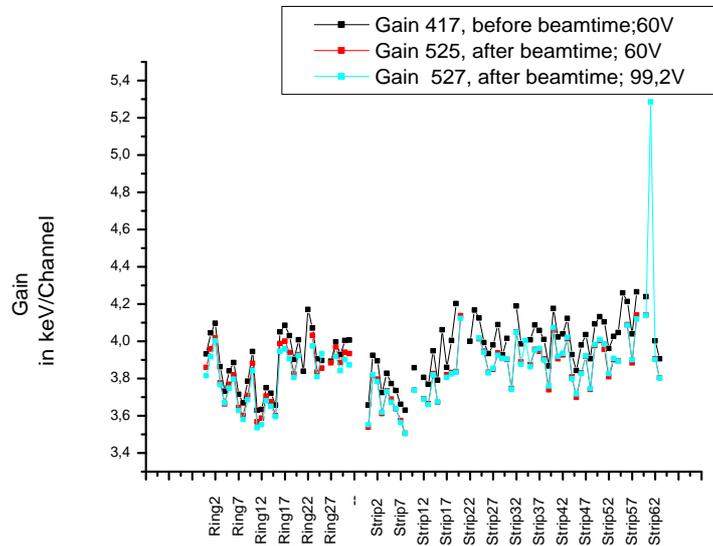


Abbildung 21: Gain, vor und nach der Strahlzeit bzw bei 99,2 V und 60 V Detektor-Spannungen

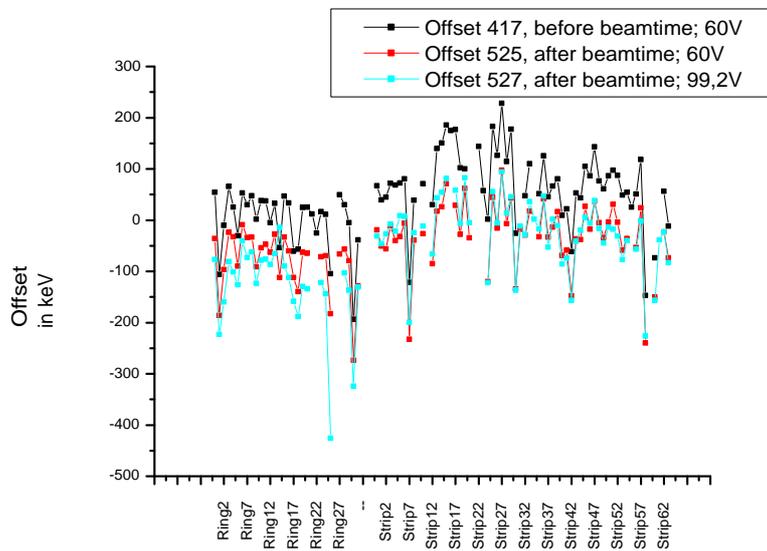


Abbildung 22: Offset, vor und nach der Strahlzeit bzw bei 99,2V und 60V

(Offset) der Eichgeraden. In Abb. 23 und 24 sieht man, dass die Eichungen

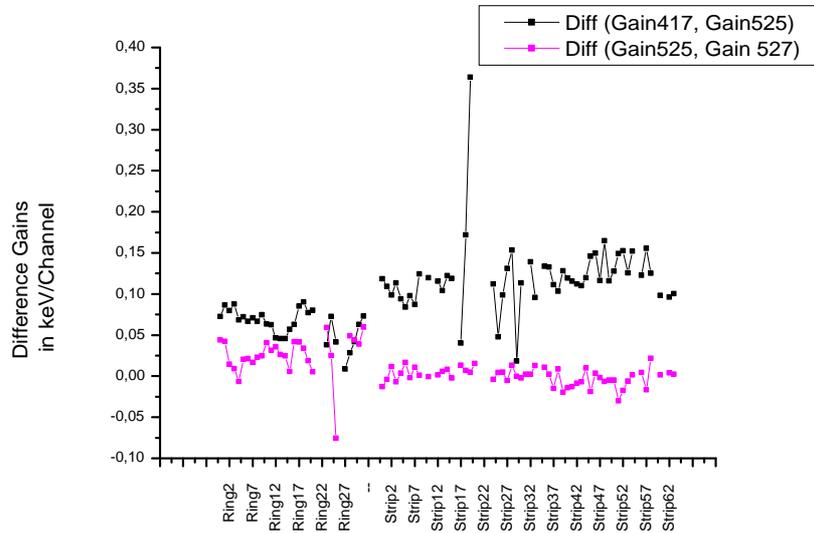


Abbildung 23: Unterschiede zwischen den verschiedenen Gains des DSSSD-Detektors; in Schwarz zwischen den Runs vor und nach der Strahlzeit bei je 60 V, in Rot nach der Strahlzeit bei 60 V und 90 V

bei verschiedenen Energien sich weniger voneinander unterscheiden als die Eichungen vor und nach der Strahlzeit. Der Offset unterscheidet sich bei den Streifen um zum Teil 100 keV. Eine Möglichkeit ist es, über die beiden Eichungen zu mitteln, da jedoch die Runs 525 und 527 zeitlich näher an der Strahlzeit lagen als Run 417, der etwa 3 Tage vor den relevanten Runs gemessen wurde, wurde Eich-Run 525 verwendet. Für die Zukunft ist geplant, eine Triple-Alpha-Quelle mit in der CD-Kammer unterzubringen, um eine ständige Kontrolle über die Signallage zu haben. Da die Energie der Triple-Alpha-Quelle bei 5 MeV auftritt, wird sie nicht weiter die interessanten Protonensignale beeinflussen.

Die Germanium-Detektoren wurden mit Europium-Quellen geeicht und zeigen zwischen den Kalibrierungen keine Unterschiede.

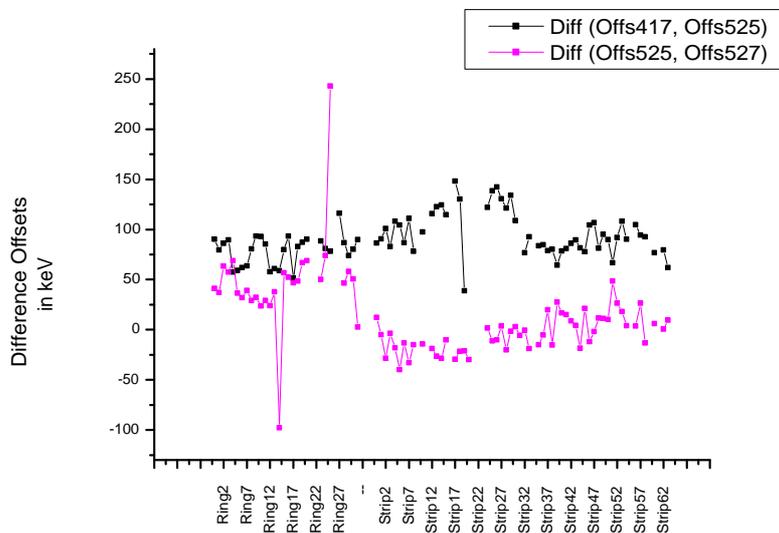


Abbildung 24: Unterschiede zwischen den verschiedenen Offsets, in Schwarz zwischen den Runs vor und nach der Strahlzeit bei je 60 V, in Rot nach der Strahlzeit bei 60 V und 90 V

8.2 Auswertung

8.2.1 γ -Spektren

Betrachten wir zunächst die γ -Spektren, die als Referenz gedacht sind, um die Richtigkeit der Reaktion zu überprüfen. Abb. 25 bis 27 zeigen die γ -Spektren an der Targetkammer. In Blau markiert sind die γ -Linien von Reaktionskanälen, bei denen mindestens ein Neutron entstand, rot sind die Reaktionskanäle ohne Neutronen, die in diesem Spektrum nur stark unterdrückt auftreten, da der Trigger aus einer Koinzidenz aus Signalen von Neutronen und γ -Quanten gebildet wurde. Die dominanten Linien treten alle in Verbindung mit mindestens einem Neutron auf. Die Reaktionen ohne Neutronen sind vergleichsweise selten im Spektrum. Tabelle 3 zeigt die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation für die Reaktion mit dem Programm PACE4 [Pac] bei 900.000 simulierten Ereignissen :

Man erkennt in den Spektren, dass γ -Linien von ^{53}Fe am häufigsten vertreten sind, gefolgt von den ebenfalls neutronenbegleiteten ^{51}Mn und ^{52}Mn -Übergängen. Das γ -Spektrum wurde mit Trigger 3-Bedingung gefüllt, d.h. die γ -Signale werden in Koinzidenz mit mindestens einem Neutron gemessen, allerdings lässt sich ein kleiner Anteil der Signale, die aus Ereignissen ohne

Kern	Anteil	Reaktionskanal
^{53}Fe	32,4%	$2pn$
^{53}Mn	30,4%	$3p$
^{50}Cr	14,9%	$\alpha 2p, 4p2n$
^{51}Mn	6,88%	$\alpha p, 3p2n$
^{54}Fe	3,86%	$2p$
^{52}Mn	3,07%	$3pn$
^{54}Co	2,71%	$1n1p$
^{50}Mn	2,08%	$\alpha pn, 3p3n$
^{48}Cr	1,18%	$2\alpha, 4p4n$
^{47}V	0,793%	$2\alpha p, 3p2n$
^{52}Cr	0,481%	$4p$
^{51}Fe	0,324%	$\alpha n, 2p3n$
^{53}Co	0,289%	$p2n$
^{49}Cr	0,113%	$\alpha 2pn, 4p3n$
^{52}Fe	0,0292%	$\alpha, 2p2n$
^{54}Ni	0,0227%	$2n$
^{49}V	0,0189%	$\alpha 3p, 5p2n$
^{55}Co	0,00644%	$1p$
^{55}Ni	0,00156%	$1n$

Tabelle 3: Mit PACE4 berechnete Endprodukte der Reaktion $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{56}\text{Ni}^*$ bei $E_{beam} = 90 \text{ MeV}$

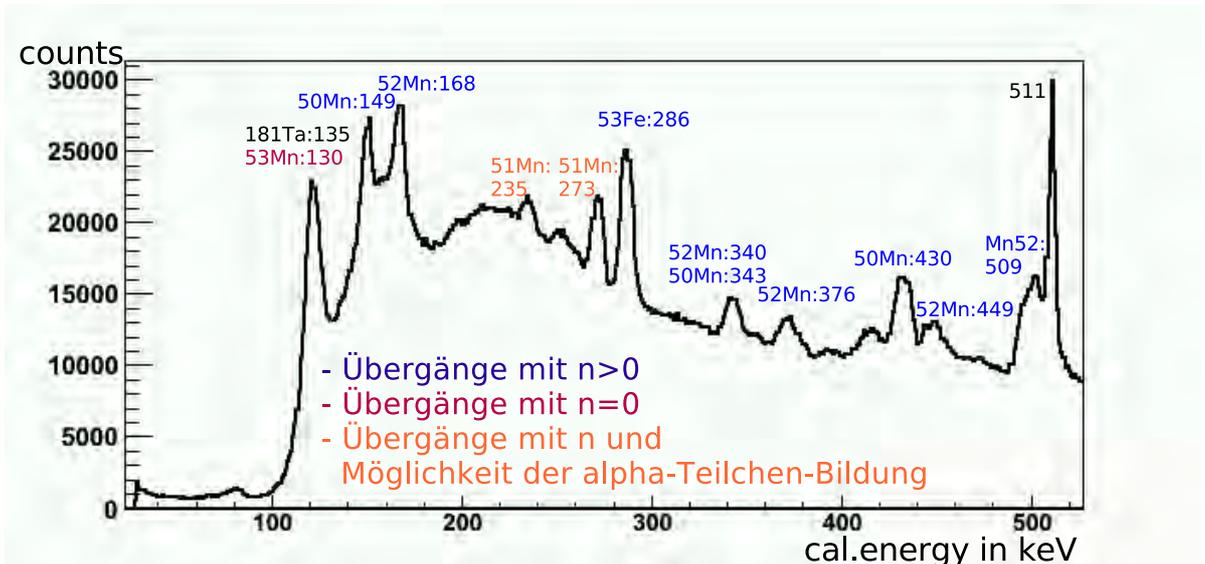


Abbildung 25: γ -Spektrum des Ge-detektors an der Targetkammer, Teil 1

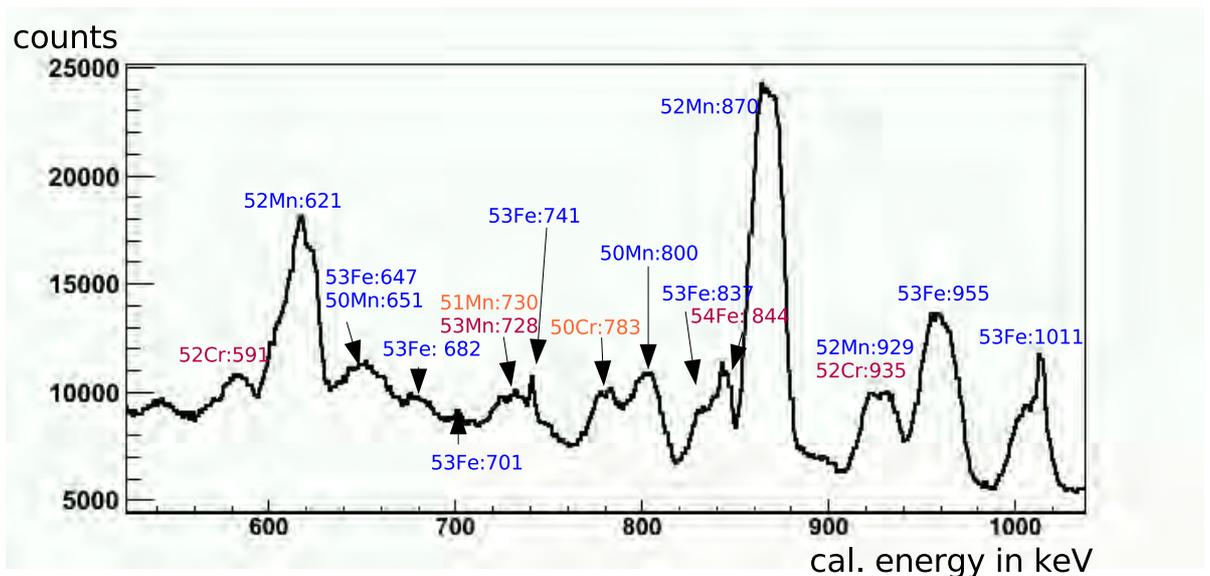


Abbildung 26: γ -Spektrum des Ge-detektors an der Targetkammer, Teil 2

Neutronen entstanden sind, nie ganz unterdrücken. Die rot gekennzeichneten Peaks sind auch im Vergleich zu den blau beschrifteten eher gering gerade im Hinblick auf ihren erwarteten Anteil in der Gesamtrate. Orange markiert sind die Übergänge, deren Reaktionskanal die Bildung von α -Teilchen zulässt. Da α -Teilchen eine sehr hohe mittlere Bindungsenergie im Betrag von 7.06 MeV

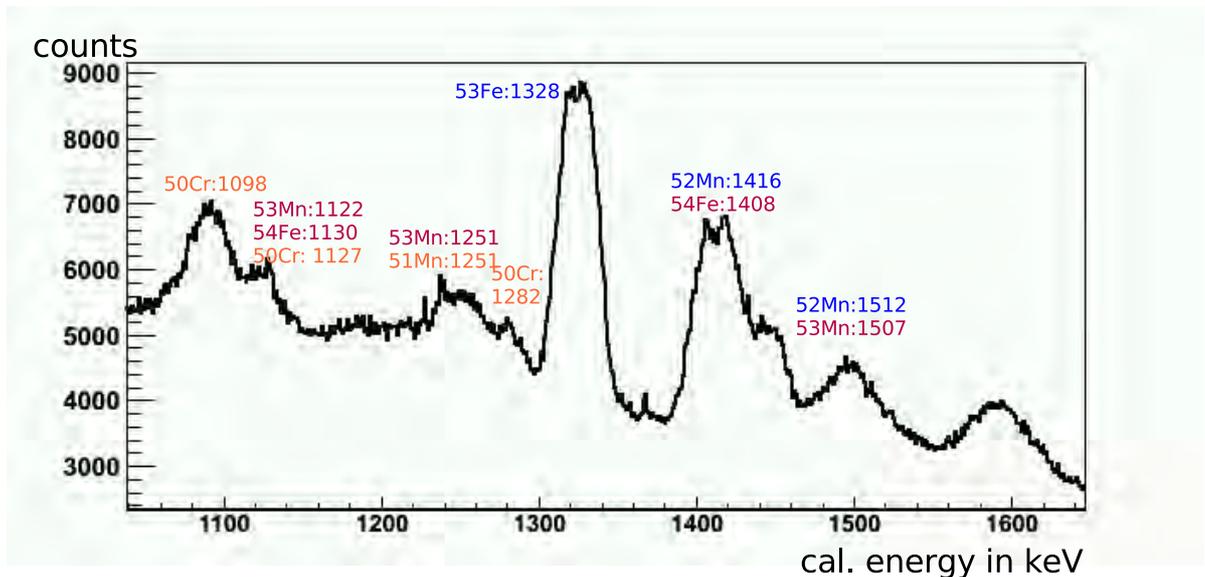


Abbildung 27: γ -Spektrum des Ge-detektors an der Targetkammer, Teil 3

haben, ist ihre Bildung sehr wahrscheinlich, allerdings ist die einzelne Emissionen der Nukleonen auch nicht auszuschließen. In n- γ -diskriminierten Spektren sollten die Übergänge, bei denen beides möglich ist, jedoch viel geringer auftreten.

Betrachtet man zum Beispiel die 870 keV Linie von $^{52}\text{Mn} - ^{52}\text{Mn}$ ist ein $3p1n$ -Übergang und soll zu 3.07% entstehen- im direkten Vergleich mit dem Peak bei 783 keV, wo ein ^{50}Cr -Übergang stattfindet, der zu 15% über einen $\alpha 2p$ bzw über einen $4p2n$ -Kanal entstehen soll, so wird deutlich, dass der ^{50}Cr -Übergang viel weniger gemessen wurde. Die neutronenbegleitete Reaktion von ^{52}Mn , die der Berechnung nach bis zu 5 mal weniger auftreten soll, ist im Vergleich viel stärker zu sehen. Dies ist ein Indiz dafür, dass der Neutronentrigger funktioniert hat.

Das γ -Spektrum des Germaniumdetektors an der CD-Kammer zeigen Abb. 29 bis 31. An der CD-Kammer kann man die Linien der Kerne scharf sehen, die entweder an der Targetkammer entstehen und isomere Zustände haben oder die β^+ - Zerfallsprodukte von diesen Kernen. In der Tat erhält man als weitere Information dafür, dass die Reaktion korrekt verläuft: Die 741 keV-Linie und 701 keV-Linie stammt von isomeren ^{53}Fe -Zuständen. Außerdem erscheinen Übergänge aus Tantal und Aluminium in diesem Spektrum. Diese Übergänge sind auf die Coulomb-Anregung an den Blenden bzw. dem Targetrad sowie dem Strahlrohr zurückzuführen. Ebenso erreichen die prompten,

nichtisomeren γ -Übergänge vom Target aus der Targetkammer den zweiten Detektor, allerdings muss hier aufgrund des Winkels zwischen Strahlachse und Detektor die Dopplerverschiebung mit eingerechnet werden. Zur Berechnung der Dopplerverschiebung benötigt man den Winkel θ zwischen der Bewegungsrichtung des γ -emittierenden Kerns (in bester Näherung der Strahlachse) und dem Germaniumdetektor (s. Abb. 28).

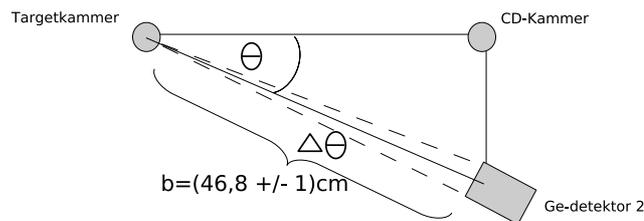


Abbildung 28: Abmessungen für Berechnung der Dopplerverschiebung

$$\theta = 14^\circ \pm 4^\circ$$

Der Fehler von θ berechnet sich maßgeblich aus dem Öffnungswinkel der Detektors zum Target.

Desweiteren benötigt man die Geschwindigkeit des ^{56}Ni -Compoundkerns nach seiner Entstehung in der Mitte des Target, die nach PACE4-Berechnung

$$\beta = \frac{v}{c} = 0.0444 \pm 0.0016$$

beträgt. Der Fehler der Geschwindigkeit hängt zu einen von der Stelle im Target ab, wo der Compoundkern entsteht und zum anderen von dem darauf folgenden Energiestraggling beim Durchqueren des Targets.

Damit erhält man die doppler-verschobene γ -Energie E'_γ in Bezug auf die

Energie [keV]	Kern	Übergang	Halbwertszeit
197	^{54}Co	$7^+ \rightarrow 0$	1.48 m
377	^{53}Mn	$\frac{5}{2}^- \rightarrow \frac{7}{2}^-$	8.51 m aus ^{53}Fe
411	^{54}Fe	$6^+ \rightarrow 4^+$	1.48 m aus ^{54}Co
701	^{53}Fe	$\frac{19}{2}^- \rightarrow \frac{11}{2}^-$	2.58 m
741	^{53}Fe	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{7}{2}^-$	63.5 ns
1011	^{53}Fe	$\frac{11}{2}^- \rightarrow \frac{9}{2}^-$	2.58 m aus ^{53}Fe
1129	^{54}Fe	$4^+ \rightarrow 2^+$	1.48 m aus ^{54}Co
1328	^{53}Fe	$\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{7}{2}^-$	2.58 m aus ^{53}Fe
1408	^{54}Fe	$2^+ \rightarrow 0^+$	1.48 m aus ^{54}Co
1424	^{52}Cr	$2^+ \rightarrow 0^+$	21.1 m aus ^{52}Mn

Tabelle 4: Isomere an der CD-Kammer

unkorrigierte γ -Energie E_γ :

$$\begin{aligned}
E'_\gamma &= \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c} \cdot \cos(\theta)} \cdot E_\gamma \\
\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} &= \frac{\sqrt{0.998}}{1 - 0.0444 \cdot \cos(14^\circ)} = 1.04 \\
\Delta\left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma}\right) &= \left\{ \left(\sqrt{1 - \beta^2} \cdot \frac{\beta \cdot \sin(\theta)}{(1 - \beta \cos(\theta))^2} \Big|_{\theta=14^\circ} \cdot \Delta\theta \right)^2 + \right. \\
&\quad \left. \left(\left(\frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot \frac{1}{1 - \beta \cos(\theta)} + \sqrt{1 - \beta^2} \cdot \frac{\cos(\theta)}{(1 - \beta \cos(\theta))^2} \right) \Big|_{\beta=0.0444} \cdot \Delta\beta \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \\
&= 0.0114 \\
\Rightarrow \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} &= 1.04 \pm 0.05
\end{aligned}$$

Die Energien des unkorrigierten Spektrums müssen demnach mit dem Faktor 1.04 ± 0.05 verschoben werden. Wenn man diese Verschiebung mit berücksichtigt, findet man die starken Übergänge aus dem Detektor an der Targetkammer im CD-Kammer-Spektrum wieder. Das uns interessierende ^{54}Ni ist allerdings nicht zu finden. Die bekannten isomeren Übergänge sind in Tabelle 4 aufgelistet.

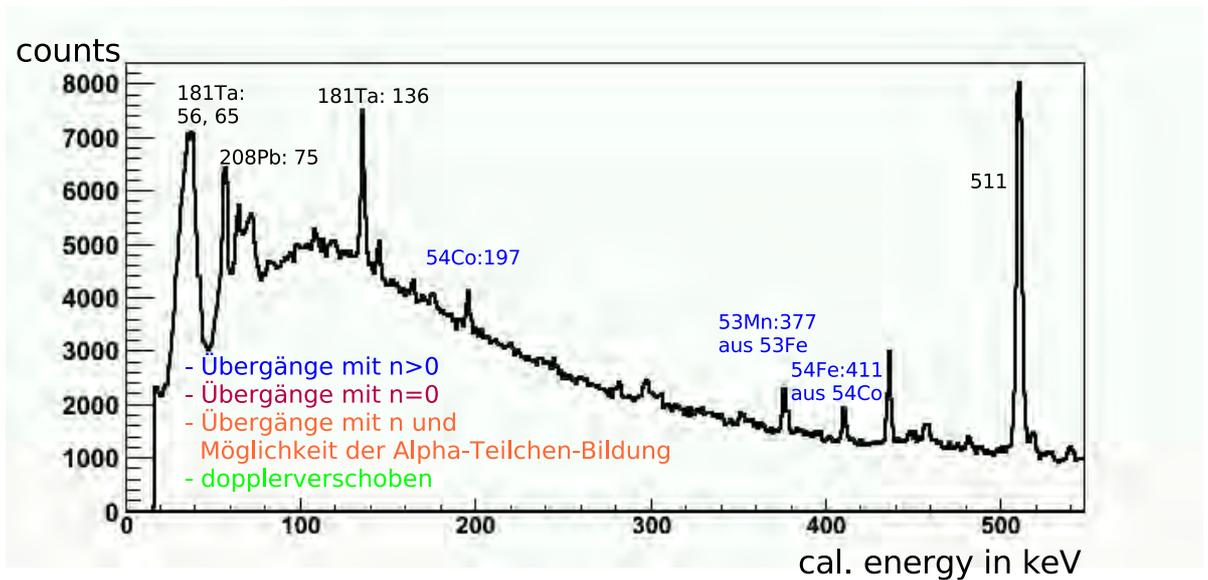


Abbildung 29: γ -Spektrum des Ge-detektors an der CD-Kammer, Teil 1

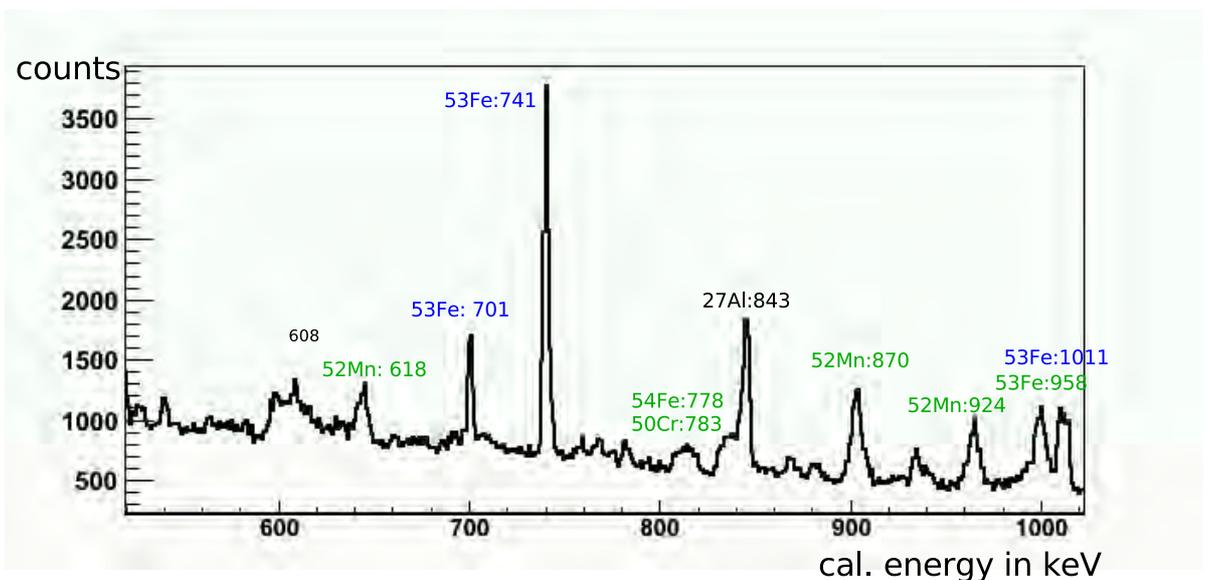


Abbildung 30: γ -Spektrum des Ge-detektors an der CD-Kammer, Teil 2

8.2.2 DSSSD-Spektren

In den Abb. 32 und Abb. 33 sind die geeichten Energiespektren der Messung von allen Ringsegmenten- bzw den Streifensegmenten des DSSSD-Detektors dargestellt. Man erkennt, dass die Energiespektren des gesamten DSSSD

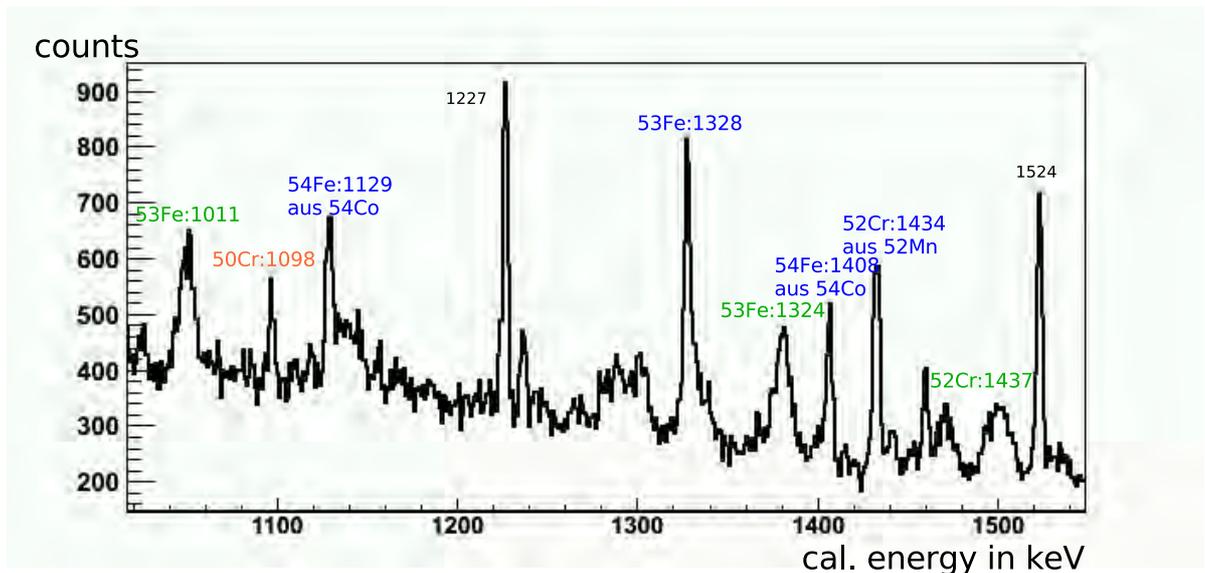


Abbildung 31: γ -Spektrum des Ge-detektors an der CD-Kammer, Teil 3

insbesondere bei den niedrigen Energien noch von einem kontinuierlichen Anteil dominiert sind, der im Verlauf einer detaillierten Analyse verstanden und beseitigt werden muss. Bei den Energiespektren der Ringe sieht man im niederenergetischen Teil des Spektrums diverse Überhöhungen. Diese sind durch sehr niedrige Triggerschwellen verursacht und enthalten zum Teil Rauschanteile von einzelnen Ringen. Das Ziel der Analyse ist es, die DSSSD-Energiespektren zu verstehen und so weit wie möglich vom kontinuierlichen Anteilen in den Energiespektren zu säubern, um auf den erwarteten Peak von einem Protonenübergang sensitiv zu sein.

In einer vorläufigen Analyse wurde lediglich mit einer Energieeichung mit α -Teilchen gearbeitet. Dabei wurden die unterschiedlichen Energieverluste, die beim Protonennachweis im Target und in den inaktiven Schichten des DSSSD auftreten, nicht berücksichtigt. Diese verfeinerte Eichung ist Gegenstand der noch nicht abgeschlossenen Analyse der Daten.

Als erste Analysebedingung wird nun die Multiplizität der ansprechenden Signale des DSSSD betrachtet, d.h. die Anzahl der vom Detektor gleichzeitig nachgewiesenen Signale innerhalb eines Ereignisses.

Die Abb. 34 und Abb. 35 zeigen die Multiplizitäten der Ringe bzw Streifen des DSSSD. Dabei werden die Ereignisse mit Multiplizität 0 von den Triggern 2 und 3 verursacht, bei denen nicht das Ansprechen des DSSSD-Detektors gefordert wird, sondern die Koinzidenz mit einem der beiden Ge-Detektoren. Im Idealfall wird ein einfallendes, geladenes Teilchen ein Signal sowohl in

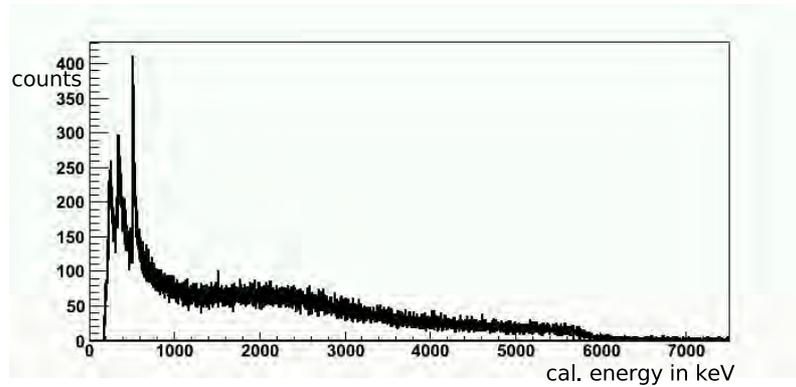


Abbildung 32: kalibriertes Energiespektrum aller Ringe

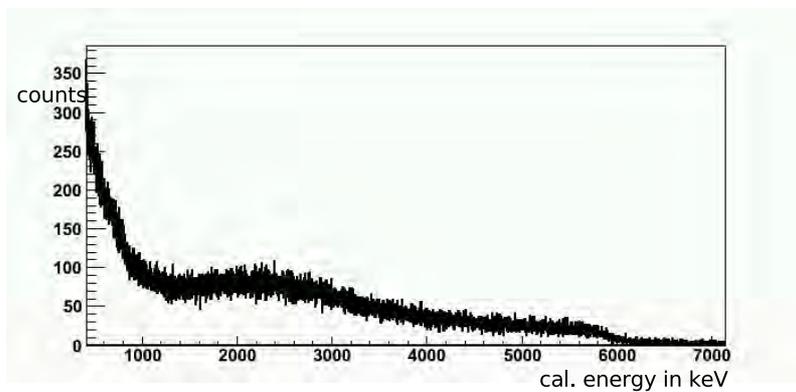


Abbildung 33: kalibriertes Energiespektrum aller Streifen

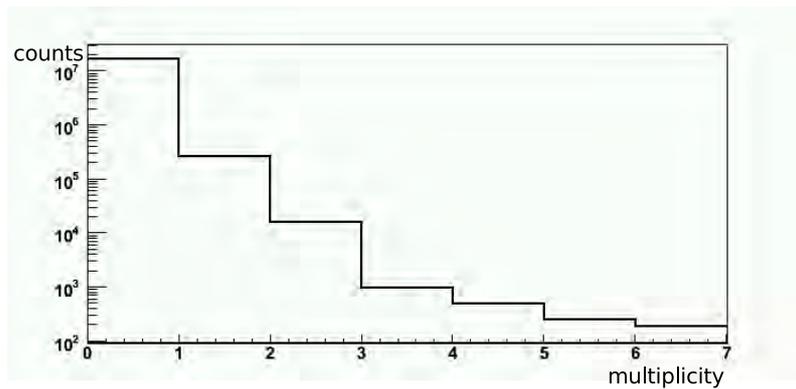


Abbildung 34: Multiplizität der ansprechenden Ringe des DSSSD

einem Streifen und in einem Ring verursachen, d.h. Streifen und Ringe weisen jeweils Multiplizität 1 auf. Sobald mehr als ein Ringsegment anspricht, kann

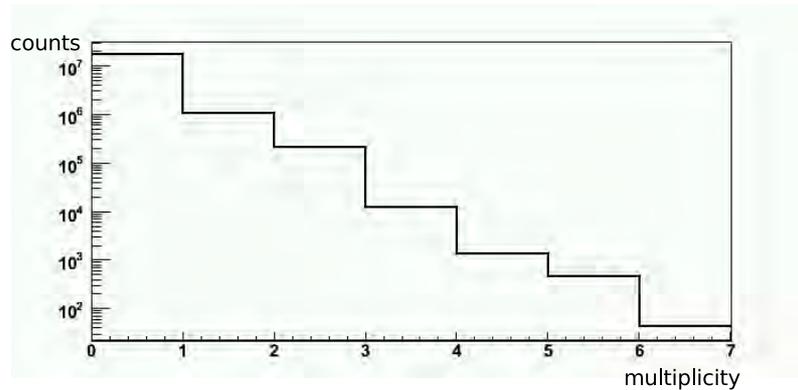


Abbildung 35: Multiplizitäten der ansprechenden Streifen des DSSSD

es sich um die in Kapitel 7 beschriebene Energiedeposition des einfallenden Teilchens in benachbarte Segmente handeln. Weitere Ursache sind Kanäle mit zu niedrigen Triggerschwellen und möglichen Rauschanteilen. Die Abb. 36 und 37 zeigen die Energiespektren aller Ringe und die Energiespektren aller Streifen unter der Bedingung, dass auf beiden Seiten nur jeweils ein Segment angesprochen hat, d.h. Ereignisse der Multiplizität 1 auf jeder Seite vorliegen. Damit wird die Zahl der Einträge in den Ringen um 30% und in den Streifen um 85% reduziert.

Der Anteil der Ereignisse der Multiplizität 2 relativ zu den Ereignissen mit Multiplizität 1 beträgt sowohl in den Ringen als auch in den Streifen jeweils 10%. Die entsprechenden Ereignisse der Multiplizität 3 betragen einen Anteil von ungefähr 1% der Multiplizität-1-Ereignisse.

In der weiteren Untersuchung der Energiespektren werden nun die Korrelationen der gemessenen Energien in den Streifen und den Ringen betrachtet. In Abb. 38 ist die kalibrierte Streifenenergie gegen die kalibrierte Ringenergie aufgetragen. Die meisten Signale liegen auf einer Diagonalen, was bedeutet, dass in der Vorder- und Rückseite des Detektors die gleichen Energien registriert wurden. Die anderen Einträge in den verschobenen Diagonalen stammen von defekten Kanälen, denn wie oben beschrieben, ist es möglich, dass Anteile der Ladungssignale von defekten Segmenten in den benachbarten Kanälen nachgewiesen werden können. Auch wenn die defekten Kanäle von der Datenbearbeitung ausgeschlossen werden, tragen sie somit bei den benachbarten Kanälen bei. Die Korrelation der Energien ermöglicht es jedoch, diese ungewollten Anteile für die weitere Analyse nicht weiter zu berücksichtigen. Um die Beeinträchtigung durch defekte Kanäle und die Energiedeposition in benachbarte Segmente auszuschließen, werden in der weiteren Analyse nur die Signale, die im Bereich der Diagonalen von Abb. 38 liegen, gefordert.

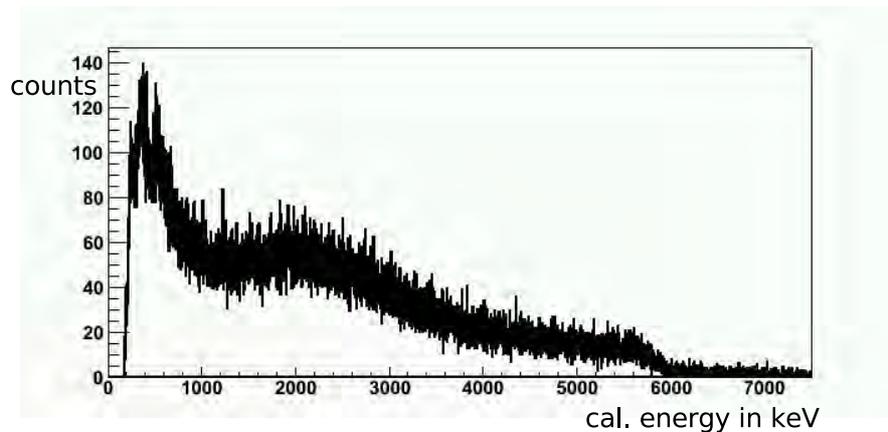


Abbildung 36: Energiespektren aller Ringsignale unter der Bedingung, dass die Streifenmultiplizität gleich der Ringmultiplizität ist und nur jeweils ein Signal ausgelesen wurde.

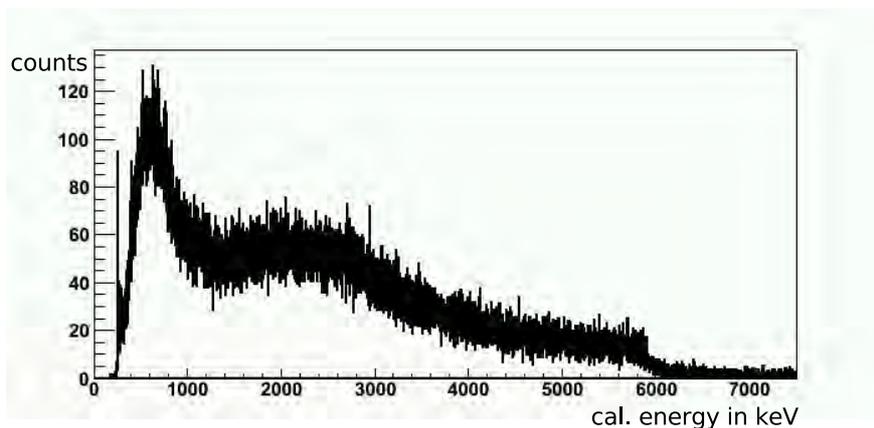


Abbildung 37: Energiespektren aller Streifensignale unter der Bedingung, dass die Streifenmultiplizität gleich der Ringmultiplizität ist und nur jeweils ein Signal ausgelesen wurde

Dazu wurde folgende Analysebedingung gestellt:

Bedingung 1:
$$0.7 < \frac{\text{Streifenenergie}}{\text{Ringenergie}} < 1.3$$

Diese Bedingung ist in Abb. 38 durch die rot eingezeichnete Linien wiedergegeben, innerhalb derer sich die Signale unter Bedingung 1 finden. In Abb. 39 ist die Anzahl der Ereignisse für verschiedene Kombinationen von Multiplizitäten der Ringe und Streifen wiedergegeben. Es wird die Anzahl der vier

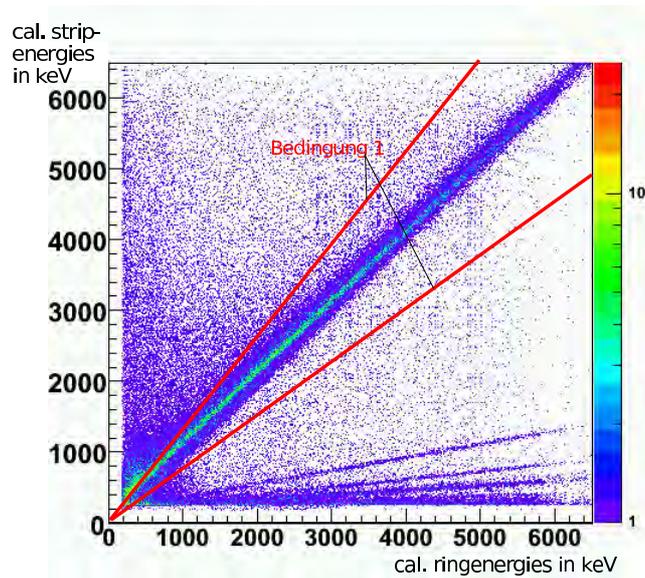


Abbildung 38: Energiekorrelation zwischen den Energien der Streifen und den Ringen

Kombinationen gezählt, für die gleichzeitig Ringmultiplizität 1 oder 2 und Streifenmultiplizität 1 oder 2 in den Ereignissen vorliegt.

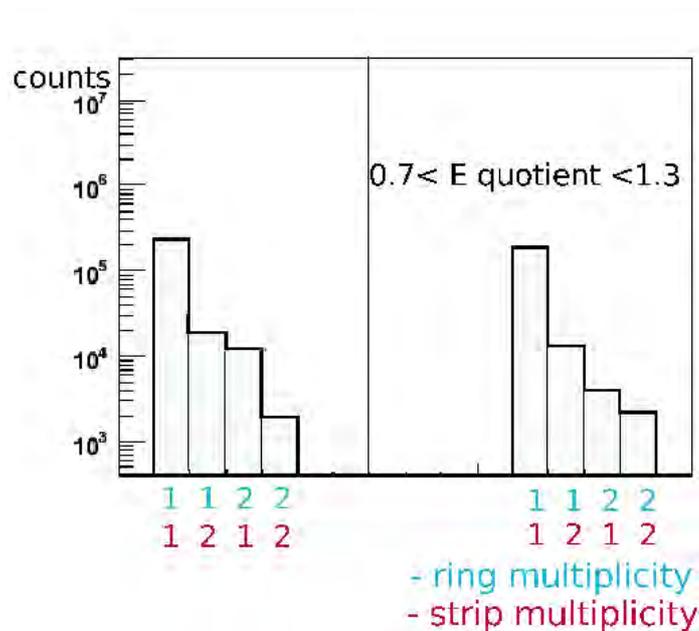


Abbildung 39: Kombinationen der Streifen- und Ringmultiplizitäten

Die Graphik 39 ist in zwei Bereiche aufgeteilt: Im linken Teil wird keine Einschränkung für die Energie des DSSSD gefordert. In rechten Teil wird die Diagonalenbedingung an die Energien der Streifen und Ringe (Bedingung 1) gefordert. Die y-Achse mit der Anzahl der Ereignisse ist logarithmisch aufgetragen. Da es doppelt so viele Streifen wie Ringe gibt, tritt der Fall, dass die Streifenmultiplizität größer als die Ringmultiplizität ist, häufiger auf. Man erkennt, dass sich die Zahl der interessanten Fälle, in denen sowohl in den Ringen als auch in den Streifen die Multiplizität gleich 1 ist, unter der Energiebedingung kaum verändert. Jedoch sinkt für die Kombination größerer Multiplizitäten die Anzahl der Ereignisse, im Falle von Ringmultiplizität gleich 2 und Streifenmultiplizität gleich 1 sogar um einen Faktor zehn. Mit den kombinierten zwei Bedingungen (i) auf die Energiekorrelation von Ringen und Streifen und (ii) der Forderung, dass Streifen- und Ringmultiplizitäten gleich 1 ist, erhält man als Energiespektrum der Ringe bzw. der Streifen die beiden Spektren der Abb. 40 und 41. Die Anzahl der Ereignisse verringerte sich damit um jeweils 17% im Vergleich zu den Spektren in Abb. 36 und Abb. 37.

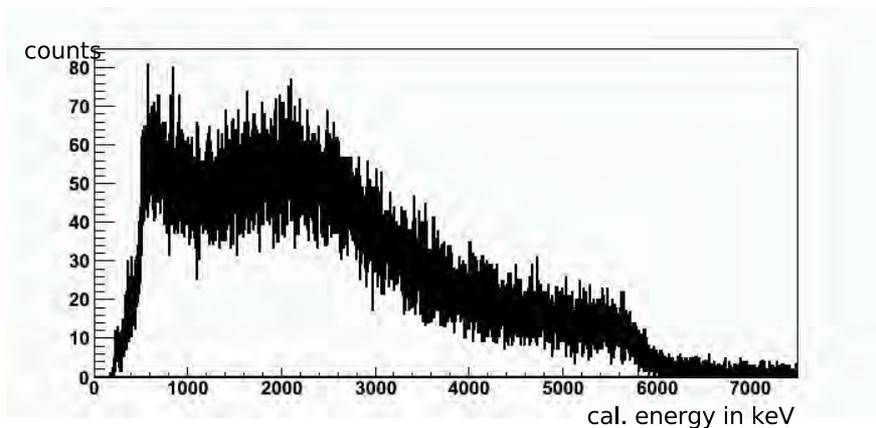


Abbildung 40: Energiespektrum aller Ringe unter den Analysebedingungen: Streifenmultiplizität = Ringmultiplizität = 1 und gleicher Energienachweis innerhalb des Diagonalenbereiches von Abb. 38

Zur weiteren Analyse der DSSSD-Energiespektren werden unter den bis jetzt gestellten Bedingungen die Zeitsignale der Neutronen aus den Nordballdetektoren verwendet. Als Beispiel wird der Neutronendetektor 1 ausgewählt: In Abb. 42 ist in logarithmischer Darstellung die Anzahl von Einträgen in die TDC-Kanäle dieses Neutronendetektors gegeben. Die Einträge der TDC-Signale der Neutronendetektoren werden für Ereignisse mit dem Trigger 1 wie folgt generiert:

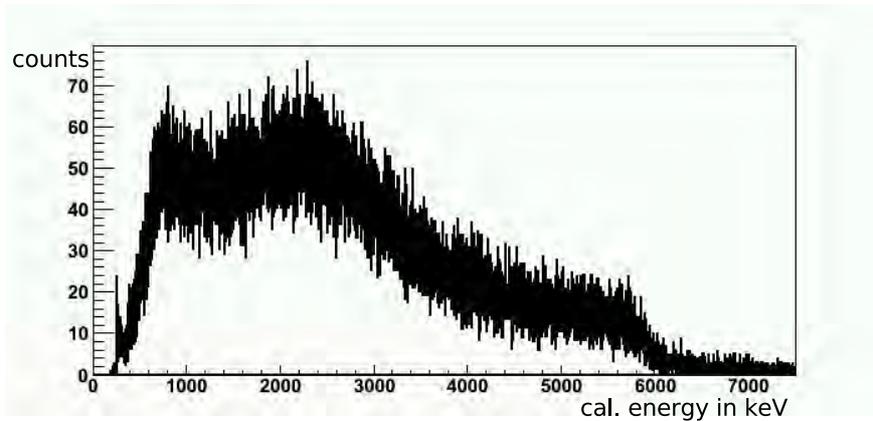


Abbildung 41: Gesamt-Streifen-Spektrum unter den Forderungen, dass Streifenmultiplizität = Ringmultiplizität = 1 und gleicher Energienachweis innerhalb des Diagonalbereiches von Abb. 38.

Ein Neutronensignal wird zunächst auf 600 ns verbreitert, damit die Chance groß ist, dass ein nur 15ns breites DSSSD-Signal in dieses Gate fallen kann und somit die Koinzidenz auslöst. Bei Koinzidenz wird in diesem Fall der Trigger 1 gestartet und damit beginnt die Zeitmessung des TDCs. Das Neutronensignal wird zusätzlich um 600 ns verzögert und dient dem TDC als Stop. Das Zeitspektrum gibt also immer die Zeitdifferenz des eintreffenden DSSSD-Signals zu dem verzögerten Neutronensignal wieder, interessant sind deswegen keine absoluten Zeiten, sondern nur Zeitdifferenzen. Je später das DSSSD-Signal eintrifft um, so weiter vorne wird es einen Eintrag im TDC-Spektrum geben.

In manchen Fällen kann es auch sein, dass das schmale DSSSD-Signal zeitlich kurz vor einem Neutron im Modul antrifft und das Neutron gerade in das nur 15 ns große DSSSD-Gate fällt. Dann kommt es ebenfalls zur Koinzidenz, die Zeitmessung wird gestartet und nach 600 ns stoppt das verzögerte Neutron die Messung. Dieses Neutron ist somit Start- und Stoppsignal, man spricht vom Selbsttrigger. Im Spektrum ist dies der schmale Peak, er setzt eine Zeitmarke von 600 ns.

Die Ereignisse, die von einem isomeren Protonenzerfall stammen können, nehmen zeitlich exponentiell mit einer Lebensdauer von $\tau = 218(4)$ ns, was einer Halbwertszeit von $t_{\frac{1}{2}} = 151(3)$ ns entspricht, ab. Unmittelbar nach dem Selbsttriggersignal des TDCs treten deshalb diese Ereignisse am häufigsten auf. Nach längerer Zeit wird das Signal-Rausch-Verhältnis kleiner werden. In der zweidimensionalen Auftragung der TDC-Kanäle aller Neutronende-

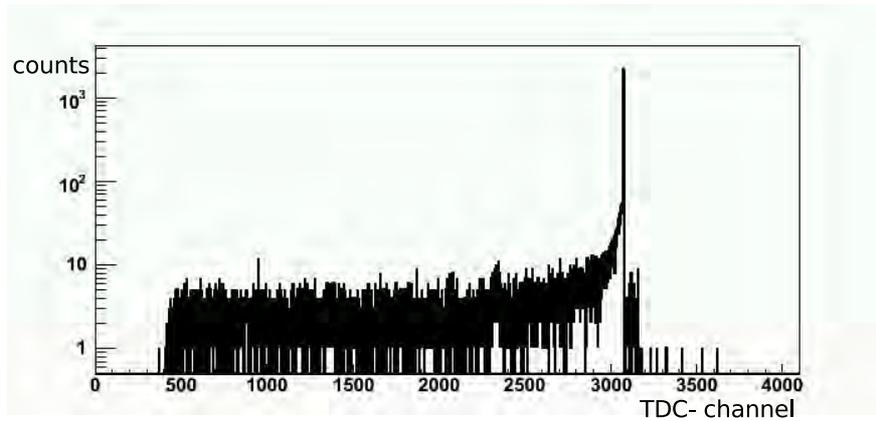


Abbildung 42: Neutronenzeitspektrum des ersten Neutronendetektors unter Trigger 1 und unter den Forderungen, dass Streifenmultiplizität = Ringmultiplizität = 1 und Energiekorrelation von Ring- und Streifensignal.

tektoren unter Trigger 1 gegen die Energien der Ringe bzw. Streifen unter den beschriebenen zwei Analyse Bedingungen an die DSSSD-Energien erhält man für die Ringe das Spektrum von Abb. 43.

Durch Projektion von Abb. 43 auf die x-Achse kann nun das Ringspektrum für verschiedene verzögerte Zeitbereiche betrachtet werden. Wenn man sich auf den TDC-Bereich von Kanal 2650-3050 beschränkt, den Selbsttrigger nicht berücksichtigt, dann betrachtet man einen Zeitbereich von 400 Kanälen, was der Zeitdifferenz von 120 ns entspricht. Dieser Zeitraum entspricht 78% der bekannten Halbwertszeit des Isomeres in ^{54}Ni . Unter diesen Bedingungen erwartet man 40% der Protonenemissionsereignisse von ^{54}Ni im Spektrum zu sehen. Bei längeren Zeiten wird die Zahl der Protonenzerfälle im Vergleich zur Untergrundrate möglicherweise zu gering.

Die Abb. 44 zeigt die Energiespektren der Ringe für die den Zeitbereich der ersten 120 ns. In Abb. 45 sind die Energiespektren der Ringe für den nachfolgenden Zeitbereich von 780 ns dargestellt. In den Abb. 44 und Abb. 45 sind mit roten Markierungen die folgenden Energiewerte eingezeichnet: (i) die Protonenenergien des ^{54}Ni , die beim Zerfall in den ersten angeregten Zustand oder in den Grundzustand von ^{53}Co bei ($E = 1.28 \text{ MeV}$ und $E = 2.607 \text{ MeV}$) erwartet werden.

(ii) Bei $E = 1.59 \text{ MeV}$ ist die Protonenenergie von der Emission aus dem Kern ^{53}Co in das ^{52}Fe gekennzeichnet. Dieser Protonenzerfall wurde als erster Protonenzerfall 1970 von Cerny nachgewiesen [Cer70].

In Abb. 44 sieht man neben der kontinuierlichen Energieverteilung einige Andeutungen von möglichen Peaks im Bereich von 1 MeV. Die statistische

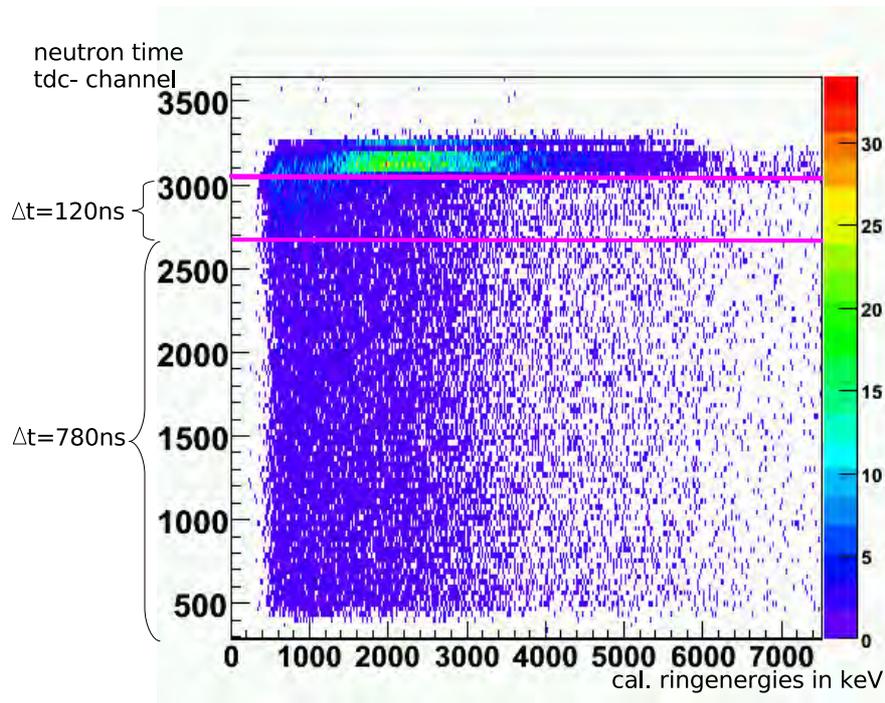


Abbildung 43: Zeitspektrum aller Neutronendetektoren(y-Achse) über den Ringenergien

Signifikanz ist jedoch sehr gering und es wird die Aufgabe von verbesserten Messungen mit einem modifizierten experimentellen Aufbau sein, diese möglichen Hinweise auf das gesuchte Signal zu bestätigen oder zu verwerfen. Im Vergleich dazu in Abb. 45 ist der kontinuierliche Anteil im Energiespektrum dominanter und Substrukturen sind weniger deutlich zu erkennen. Dies wäre jedoch konsistent mit der bekannten Halbwertszeit.

Unter den gleichen Analysebedingungen werden die entsprechenden Energiespektren für die DSSSD-Streifen erzeugt. In Abb. 46 ist das Spektrum für das erste Zeitfenster von 120 ns und in Abb. 47 das zweite Spektrum für die sich anschließenden nächsten 780 ns dargestellt. Dabei wird das gleiche Ergebnis beobachtet wie in den Ringspektren. Die möglichen schwachen Andeutungen von Peakstrukturen in dem ersten kurzen Zeitintervall von Abb. 46 sind deutlicher ausgeprägt, als im stärker fluktuierenden Energiespektrum von Abb. 47.

Sowohl in den Energiespektren der Ringe als auch in denen der Streifen ist der verbleibende kontinuierliche Untergrund zu hoch, um signifikante Signale erkennen zu können. Die Klärung der Herkunft des Untergrundes wird deswegen vorrangig im Fokus weiterer Untersuchungen stehen.

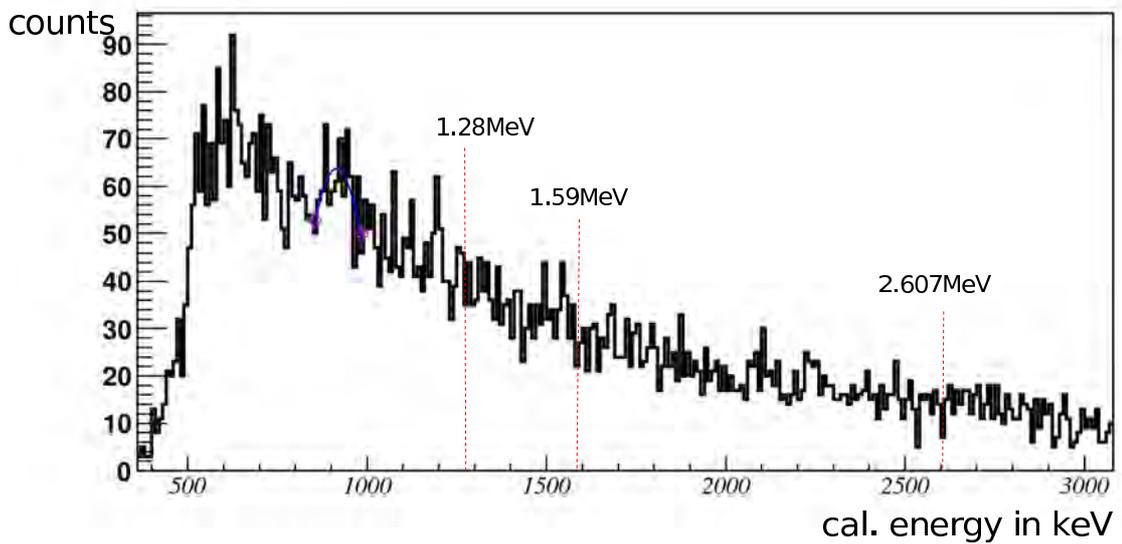


Abbildung 44: Projektion von Abb. 43 zwischen den Zeitkanälen 2650-3050, was einem Zeitbereich von 120 ns entspricht.

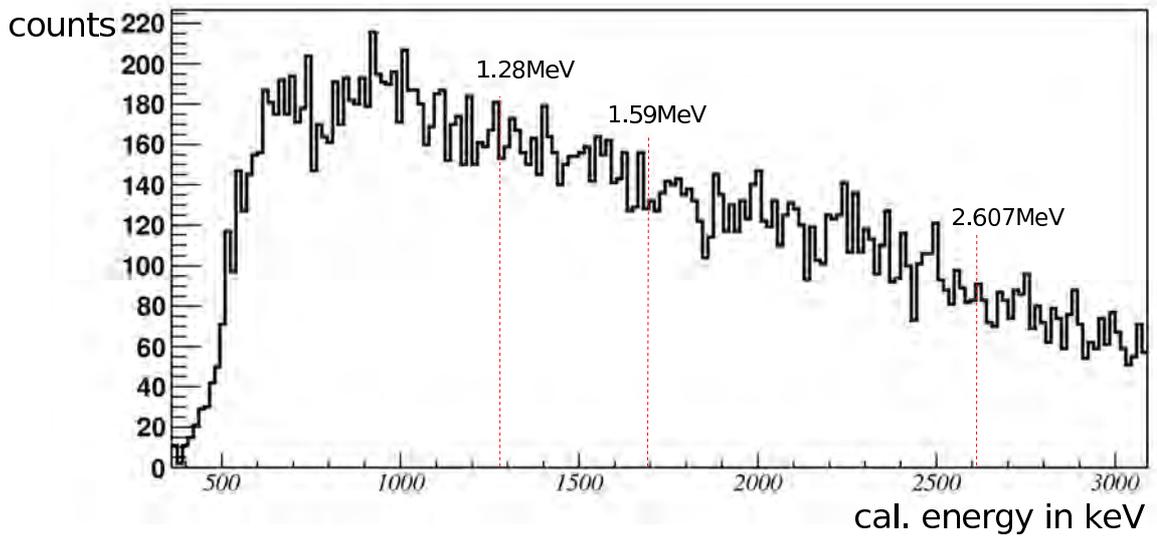


Abbildung 45: Projektion von Abb. 43 zwischen den Zeitkanälen 0-2650, was einem Zeitbereich von weiteren 780 ns entspricht.

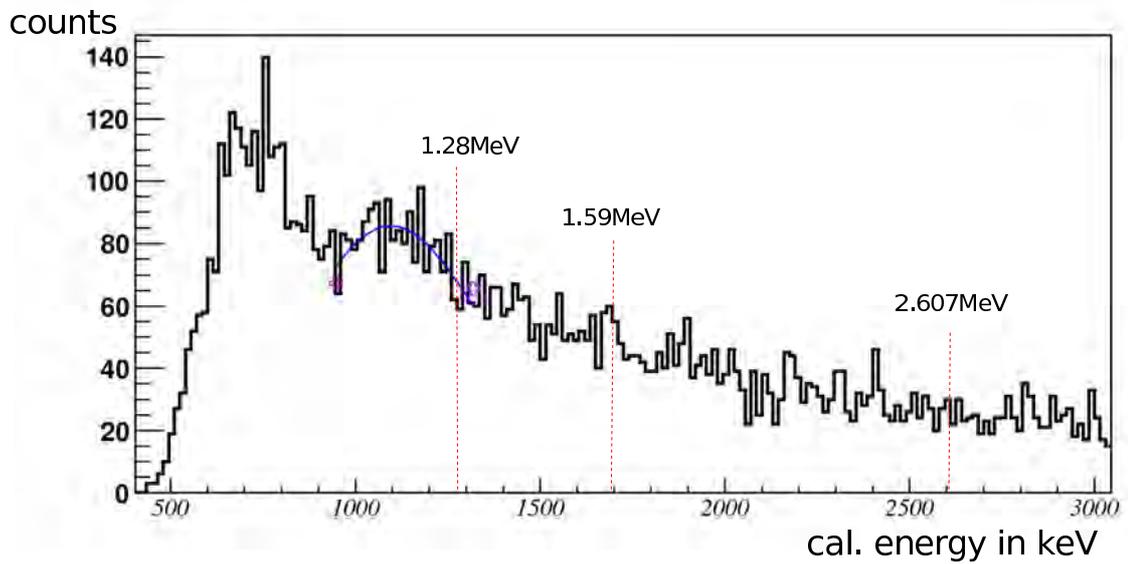


Abbildung 46: Projektion von Zeitspektren der Neutronen über den Streifen-
spektren unter gleichen Bedingungen wie für die Ringe, zwischen den Zeit-
kanälen 2650-3050 (Zeitbereich von 120 ns).

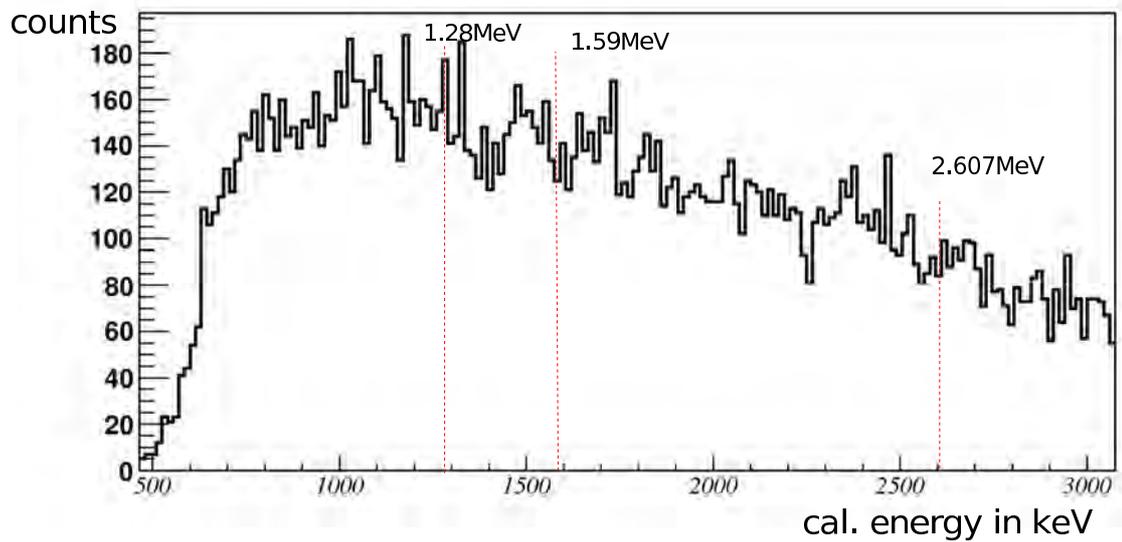


Abbildung 47: Projektion von Zeitspektren der Neutronen über den Streifen-
spektren unter gleichen Bedingungen wie für die Ringe, zwischen den Zeit-
kanälen 0-2650 (Zeitbereich von weiteren 780 ns)

9 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der Arbeit war es, einen experimentellen Aufbau zur Messung des Protonenzerfalls aus dem isomeren 10^+ -Zustand in ^{54}Ni zu realisieren. Dazu gehörte die Planung und der mechanische Aufbau des Strahlrohres L45 mit zwei Streukammern, der Aufbau eines Vakuumsystems, das bei Drücken von kleiner 10^{-6} mbar arbeitet, die Installation von zwei Ge-Detektoren, einer Gruppe von Neutronendetektoren und eines hochsegmentierten doppelseitigen Si-Streifendetektors und die dazugehörige Elektronik für die Signalverarbeitung und Datenaufnahme.

Nach erfolgreicher Installation des neuen Messplatzes und ersten Quellenmessungen wurde eine erste Strahlungsmessung mit einem ^{32}S -Strahl durchgeführt, bei der die volle Funktionsfähigkeit des Experimentes demonstriert werden konnte. An Hand der gemessenen γ -Spektren wurde gezeigt, dass die Fusionsreaktion $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, x\alpha\gamma pzn)$ die gewünschten Evaporationsrestkerne um das seltene ^{54}Ni populierte. Der Hauptaugenmerk der Messung lag auf der Säuberung der Energiespektren des Si-Detektors, das wider Erwarten von einem kontinuierlichen Anteil insbesondere bei den relevanten Energien dominiert wird. Dazu wählte man die folgenden Analysebedingungen: (i) die Vorder- und Rückseite des Si-Detektors messen die gleiche Energie, (ii) die Multiplizitäten auf beiden Seiten des DSSSDs ist gleich eins, (iii) die Zeitdifferenz zwischen den prompten von der Reaktion stammenden Neutronen und den verzögerten Signalen des DSSSDs wird auf einen der Lebensdauer des gesuchten Zerfalls angepassten Zeitbereich eingeschränkt. Das Ergebnis der vorläufigen Analyse zeigt mögliche Hinweise auf diskrete Linien von einem verzögerten Protonenzerfall. Die statistische Signifikanz dieser Signale ist jedoch zu gering und wird durch den hohen kontinuierlichen Anteil im Energiespektrum stark reduziert.

In der nahen Zukunft sind Optimierungen und kleine Verbesserungen des vorhandenen experimentellen Aufbaus geplant, um die Ursache des starken kontinuierlichen Anteiles in den DSSSD-Spektren zu verstehen und zu beseitigen. Da er möglicherweise aus rückgestreuten Strahlteilchen von der Catcherfolie verursacht wird, soll in einem neuen Experiment das Catchermaterial ausgetauscht werden, um diese mögliche Rückstreuung eindeutig nachzuweisen und zu beseitigen. Dazu muss als Catcher dann ein leichteres Element wie beispielsweise Aluminium anstelle von Nickel verwendet werden, bei dem aufgrund der Kinematik keine Rückstreuung bei Winkeln größer 90 Grad im Laborsystem auftreten kann. Dazu kann auch die Winkelabhängigkeit des Energieverlustes in den Totschichten des DSSSD besser untersucht werden. Die Ringe werden von den einfallenden Teilchen unter einem Winkelbereich von 128° bis 154° getroffen. Die geladenen Teilchen legen dann jeweils unter-

schiedlich lange Wege in der Totschicht des DSSSD zurück, womit sie verschieden stark Energie verlieren. Diese Energieverluste können Unterschiede von bis zu 100 keV zur Folge haben [Ver89].

Um die Energiekalibration des DSSSDs über die gesamte Messzeit zu monitoren, wird die α -Eichquelle in die CD-Kammer dauerhaft eingebaut. Damit ist sogar eine permanente Eichung des DSSSDs während eines Strahlexperimentes möglich.

Darüberhinaus ist es sehr aussichtsreich, in der Zukunft mit einem gepulsten ^{32}S -Strahl zu messen. Mit dem Strahlpuls erhält man eine zusätzliche, unabhängige Zeitinformationen als Analysebedingung, die eine Trennung der prompten, von Strahlteilchen verursachten Reaktionsprodukte im DSSSD von verzögerten Zerfallsprodukten ermöglicht. Der wesentliche Gewinn wird jedoch von den Strahlpausen zwischen den Pulsen erwartet, während denen keine Strahlteilchen zum Untergrund beitragen können. Eine Pulsstruktur mit einer Strahlpulslänge von wenigen Nanosekunden und einer Zeitdauer von 800 ns zwischen den Pulsen ermöglicht eine hoffentlich untergrundfreie Messung von isomeren Teilchenzerfällen mit dem Si-Detektor in den 800 ns zwischen den Strahlpulsen.

Abbildungsverzeichnis

1	Ausschnitte aus den Termschemata des Spiegelkernpaares ^{54}Ni und ^{54}Fe [Hoi06]	9
2	Prinzipieller Aufbau des Experimentes	11
3	Inneres der CD-Kammer	12
4	erster CAD-Entwurf des Strahlrohres, erstellt vom Konstruktionsbüro Feinmechanikwerkstatt, IKP Köln	15
5	Messtechnik des Strahlrohres, erstellt von O. Rudolph, IKP Köln	16
6	Aufbau des Experimentierplatzes, Teil 1	17
7	Aufbau des Experimentierplatzes, Teil 2	18
8	Aufbau des Experimentierplatzes, Teil 3	19
9	Aufbau des Experimentierplatzes, Teil 4	20
10	schematischer Aufbau einer Turbopumpe, aus [Pfe92]	21
11	Inneres einer Getterpumpe	21
12	Vakuumtechnik am Strahlrohr, erstellt von O. Rudolph, IKP Köln	23
13	elektrische Isolierung des Reaktionsbereiches	24
14	Isolierung der Targetkammer	24
15	Schematischer Aufbau eines Silizium-CD-Detektors	26
16	Schaltbild der Signalverarbeitung	29
17	Schaltbild der Triggerverarbeitung	30
18	Eichspektren des Sun 16 und Sun 14	35
19	kalibriertes Energiespektrum der Triple-Alpha-Quelle des Streifen 20 von Sun 14 nach allen Optimierungen	37
20	Energiekorrelation zwischen benachbarten Ringen	38
21	Gain, vor und nach der Strahlzeit bzw bei 99,2 V und 60 V Detektor-Spannungen	39
22	Offset, vor und nach der Strahlzeit bzw bei 99,2V und 60V	39
23	Unterschiede zwischen den verschiedenen Gains	40
24	Unterschiede zwischen den verschiedenen Offsets	41
25	γ -Spektrum des Ge-detektors an der Targetkammer, Teil 1	43
26	γ -Spektrum des Ge-detektors an der Targetkammer, Teil 2	43
27	γ -Spektrum des Ge-detektors an der Targetkammer, Teil 3	44
28	Abmessungen für Berechnung der Dopplerverschiebung	45
29	γ -Spektrum des Ge-detektors an der CD-Kammer, Teil 1	47
30	γ -Spektrum des Ge-detektors an der CD-Kammer, Teil 2	47
31	γ -Spektrum des Ge-detektors an der CD-Kammer, Teil 3	48
32	kalibriertes Energiespektrum aller Ringe	49
33	kalibriertes Energiespektrum aller Streifen	49

34	Multiplizität der ansprechenden Ringe des DSSSD	49
35	Multiplizitäten der ansprechenden Streifen des DSSSD	50
36	Energiespektren aller Ringsignale unter der Bedingung, dass die Streifenmultiplizität gleich der Ringmultiplizität ist und nur jeweils ein Signal ausgelesen wurde.	51
37	Energiespektren aller Streifensignale unter der Bedingung, dass die Streifenmultiplizität gleich der Ringmultiplizität ist und nur jeweils ein Signal ausgelesen wurde	51
38	Energiekorrelation zwischen den Energien der Streifen und den Ringen	52
39	Kombinationen der Streifen- und Ringmultiplizitäten	52
40	Energiespektrum aller Ringe unter den Analysebedingungen: Streifenmultiplizität = Ringmultiplizität = 1 und gleicher Energienachweis innerhalb des Diagonalenbereiches von Abb. 38 . . .	53
41	Gesamt-Streifen-Spektrum unter den Forderungen, dass Streifenmultiplizität = Ringmultiplizität = 1 und gleicher Energienachweis innerhalb des Diagonalenbereiches von Abb. 38. . .	54
42	Neutronenzeitspektrum des ersten Neutronendetektors unter Trigger 1 und unter den Forderungen, dass Streifenmultiplizität = Ringmultiplizität = 1 und Energiekorrelation von Ring- und Streifensignal.	55
43	Zeitspektrum aller Neutronendetektoren(y-Achse) über den Ringenergien	56
44	Projektion von Abb. 43 zwischen den Zeitkanälen 2650-3050, was einem Zeitbereich von 120 ns entspricht.	57
45	Projektion von Abb. 43 zwischen den Zeitkanälen 0-2650, was einem Zeitbereich von weiteren 780 ns entspricht.	57
46	Projektion von Zeitspektren der Neutronen über den Streifenspektren unter gleichen Bedingungen wie für die Ringe, zwischen den Zeitkanälen 2650-3050 (Zeitbereich von 120 ns). . . .	58
47	Projektion von Zeitspektren der Neutronen über den Streifenspektren unter gleichen Bedingungen wie für die Ringe, zwischen den Zeitkanälen 0-2650 (Zeitbereich von weiteren 780 ns)	58

Tabellenverzeichnis

1	Isomere Übergänge aus ^{54}Ni von [Hoi06]	8
2	Übersicht über die im Experiment digitalisierten Signale und ihre Zuordnungen zu den ADC-/TDC-Kanälen	33
3	Mit PACE4 berechnete Endprodukte der Reaktion $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{56}\text{Ni}^*$ bei $E_{beam} = 90 \text{ MeV}$	42
4	Isomere an der CD-Kammer	46

Literaturverzeichnis

- [Arn90] S.E.Arnell: *A 2π neutron and γ -ray multiplicity filter for the NORD-BALL detection system*
Nucl. Instr. and Meth. A300 303-311, 1990
- [Ber03] U.Bergmann: *Use of si strip detectors for low-energy particles in compact geometry*
Nucl. Instr. and Meth. A515 657-664, 2003
- [Cer70] J.Cerny et al.: *Confirmed proton radioactivity of $^{53}\text{Co}^m$*
Physics Letters, Vol 33B, number 4, 1970
- [Cer72] J.Cerny et al.: *Further results on the proton radioactivity of $^{53}\text{Co}^m$*
Nucl. Phys. A188 666-672, 1972
- [Gad06] A.Gadea et al.: *Observation of ^{54}Ni : Cross-conjugate symmetry in $f_{\frac{7}{2}}$ mirror energy differences*
Phys. Rev. Let. 97, 152501, 2006
- [Gio04] J. Giovinazzo *Two proton radioactivity of ^{45}Fe*
Phys. Rev. Let. 89, 102501, 2004
- [Gol66] V.I.Goldanskii *Modes of radioactive decay involving proton emission*
Annu. Rev. Nuc. Sci. 16, 1-30, 1966
- [Hän95] H.Hänsel, W.Neumann: *Physik - Atome, Atomkerne und Elementarteilchen*
Spektrum Verlag, 1995
- [Hof81] S.Hofmann et al: *Proc. 7th Int. conf. nuclei far from stability, Helsinki*
ed. PG Hansen, OB Nielsen, CERN Rep. 81-09, p.190, 1981
- [Hof95] S.Hofmann: *Proton radioactivity*
Radiochimica Acta 70/71, 93-105, 1995
- [Hoi06] R.Hoischen: *An isomer study of the nucleus ^{54}Ni , preparations, simulations and first results*
Nuclear Structure Group, Lund, Schweden, 2006
- [Jac70] K.P.Jackson et al.: *$^{53}\text{Co}^m$: a proton-unstable isomer*
Physics Letters, Vol 33B, number 4, 1970

- [Kra05] M. Krammer: *Vorlesungen über Detektoren in der Hochenergiephysik*
Institut für Hochenergiephysik der ÖAW, Wien, 2005
- [Pfe92] A. Pfeiffer: *Das Arbeiten mit Turbomolekularpumpen*
Vakuumtechnik Wetzlar GmbH und Balzers Hochvakuum AG, Aßlar, Wiesbaden-Nordenstadt, Zürich, 1992
- [Pfü02] M. Pfützner et al.: *First evidence for the two-proton decay of ^{45}Fe*
Eur. Phys. J. A 14, 279, 2002
- [Rot81] J. Roth et al.: *A neutron multiplicity technique for In-beam γ -spektroskopie of neutron deficient nuclei*
Proc. 4th Intern. Conf. on Nuclei far from the proton stability publ. CERN 81-90, p 680, 1981
- [Sel92] P.J. Sellin et al.: *A double-sided silicon strip detector system for proton radioactivity studies*
Nucl. Instr. and Meth. A311, 217-223, 1992
- [Ver89] E.M. Verbitskaya: *Analysis of charge carrier losses in high resolution silicon detectors for α -particles*
Nucl. Instr. and Meth. A281, 67-171, 1989
- [War06] D.D. Warner, M.A. Bentley: *The role of isospin symmetry in collective nuclear structure*
Nature Physics 2, 311-318, 2006
- [Woo97] P.J. Woods, C.N. Davids: *Nuclei beyond the proton drip-line*
Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1997.47:541-90
- [Yam05] K. Yamada et al.: *Reduced transition probabilities for the first 2^+ excited state in ^{46}Cr , ^{50}Fe and ^{54}Ni*
Eur. Phys. J. A 25, s01, 409-413, 2005
- [Yur04] K.L. Yurkewicz et al.: *Nuclear structure in the vicinity of $N=Z=28$ ^{56}Ni*
Physical Review C 70, 054319, 2004

Software, Detektoren, Sonstiges

- [His] HistPresent:
www.bl.physik.uni-muenchen.de/marabou/html/hpr
- [Lis] Lise++, a simulation of fragment separators:
www.dnr080.jinr.ru/lise/lise.html
- [Mac] MacroBrowser
www.bl.physik.uni-muenchen.de/marabou/html/gutils/MacroBrowser.html
- [Mar] MARABOU Data Aquisition:
www.bl.physik.uni-muenchen.de/marabou/html/
- [Mes] Hauptverstärker für DSSSD-Signale:
www.mesytec.com/silicon.html: Stm-16+
- [Pac] Pace4-kinematics calculator, part of Lise++
- [Rad] DSSSD-Hersteller: RADCON Ltd. Company, Zelenograd, Moskau
Reg., Russia
- [Ris] RISING-Projekt:
www.aix.gsi.de/wolle/EB-at-GSI/main.html
- [Roo] Root - an object orientated data analysis framework:
<http://root.cern.ch>
- [Tri] TRIVA5, Triggermodul:
www.gsi.de/informationen/wti/ee/elekt-entwicklung/triva5.html

10 Danksagung

Die Erstellung dieser Diplomarbeit wäre ohne die Hilfe von vielen Menschen nicht möglich gewesen. Ganz besonders möchte ich mich bedanken bei:

- Prof. Dr. Peter Reiter für die exzellente Betreuung der Diplomarbeit
- Tanja Kotthaus für die Einarbeitung in das Thema und die Hilfe bei allen nur erdenklichen Problemen
- Astid Holler und Andreas Wendt, für eine gelungene Zusammenarbeit und Bereitstellung exorbitanter Mengen Kaffee bzw. Tee
- meiner restlichen Arbeitsgruppe: Dr. Bart Bruyneel, Florian Finke, Herbert Hess, Marijke Kalkühler, Daniel Lersch, Michael Seidlitz, Andreas Wiens für das Übernehmen von Schichten in Strahlzeiten
- der Kooperationsgruppe, der Nuclear Structure Group aus Lund, Schweden, unter der Leitung von Prof. Dr. Dirk Rudolph
- Dr. Jürgen Eberth, Dr. Christoph Fransen und Dr. Andrey Blazhev für die Unterstützung bei technischen Problemen
- den Operateuren des Tandembeschleuniger: Otto Rudolph, Lothar Steinert, Uwe Werner
- der Feinmechanikwerkstatt unter der Leitung von Stefan Thiel
- der Elektronikwerkstatt unter der Leitung von Dr. Gheorghe Pascovici
- den Systemadministratoren: Benedikt Birkenbach, Martin Ebert, Stefan Heinze und Ralf Schulze für schnelle, unkomplizierte Hilfe in allen Computerfragen
- den Sekretärinnen
- meiner Familie
- meinem Partner Marcus Bremer

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Diplomarbeit *Suche nach isomeren Protonenzerfall in ^{54}Ni* selbständig ohne die Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle den Quellen wörtlich oder sinngemäß entnommenen Stellen sind als solche einzeln kenntlich gemacht.

Diese Arbeit ist bislang keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt worden und auch nicht veröffentlicht.

Ich bin mir bewusst, dass eine falsche Erklärung rechtliche Folgen haben wird.

Köln, den 31.12.2007