

Inbetriebnahme eines Konverterteststandes für die PET

Commissioning of a Converter Test Setup for PET

BACHELORARBEIT

im Fachbereich Physik



Autor: ANNICKA BUSCH

15. März 2012

Studiengang: Physik

Matrikelnummer: 358133

Erstgutachter: Dr. Christian Klein-Bösing

Zweitgutachter: Prof. Dr. Johannes P. Wessels

Inhaltsverzeichnis

I Einleitung	5
II Theoretische Grundkentnisse	7
II.1 Radioaktiver Zerfall	7
II.2 β -Zerfall	7
II.3 Wechselwirkung von Photonen mit Materie	8
II.3.1 Photoeffekt	9
II.3.2 Compton-Streuung	9
II.4 Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie	10
III Positronen-Emissions-Tomographie (PET)	13
III.1 Bildgebende Verfahren in der Medizin	13
III.2 Radioaktive Indikatoren	14
III.3 Annihilation	14
IV Gasdetektoren	17
IV.1 Ionisationskammer	17
IV.2 Proportionalzählrohr	17
IV.3 Gasverstärkung	19
IV.4 Geiger-Müller-Zähler	22
IV.5 Gase	22
IV.6 Vieldraht-Proportionalkammern	24
IV.7 Positionsbestimmung der Gasverstärkung	26

V Radioaktive Quellen	29
V.1 Natriumisotop ^{22}Na	29
V.2 Eisenisotop ^{55}Fe	30
VI Experimentelle Vorbereitung	31
VI.1 Aufbau des Konverterteststandes	31
VI.2 Herstellung der Konverter	33
VI.3 Programm	35
VII Konverterteststand	37
VII.1 Erste Messungen mit dem Teststand	37
VII.1.1 ^{55}Fe Quelle	37
VII.1.2 ^{22}Na Quelle	38
VII.1.3 Zählratenmessung	38
VII.1.4 ^{22}Na Spektrum	39
VII.1.5 Energieauflösung einer ^{55}Fe Quelle	41
VII.1.6 Antwortfunktion der Kathoden	43
VII.2 Resultate	44
VII.3 Mehrlagige Bronzekonverter	45
VII.3.1 Zählratenmessung	45
VII.3.2 Messungen mit der Eisenquelle	48
VII.4 Resultate	48
VIII Vergleichsmessungen	53
VIII.1 Aufbau	53
VIII.2 Analyseprogramm	55
VIII.3 Energiespektrum	55
IX Zusammenfassung und Ausblick	57

KAPITEL I

Einleitung

Positronen-Emissions-Tomographie (PET) ist ein bildgebendes Verfahren, das in der Medizin häufig Verwendung findet. Die PET wird zur Darstellung von Stoffwechselprozessen im Körper genutzt und wird in der Klinik hauptsächlich für die Tumorerkennung eingesetzt. Hierzu werden sogenannte radioaktive Indikatoren verwendet. Außerdem wird die PET in der Neurologie, Kardiologie und Onkologie angewendet. Um die Wirkungsweise von radioaktiven Indikatoren oder den Verlauf von Krankheiten zu untersuchen, werden Studien mit Kleintieren durchgeführt. Heutzutage werden für die PET vorwiegend Szintillationsdetektoren verwendet. Diese erreichen in der klinischen Anwendung eine Ortsauflösung von drei bis fünf Millimetern und in der Kleintierbildgebung eine Ortsauflösung von bis zu einem Millimeter. Eine Alternative zu Szintillationsdetektoren sind Detektortypen, die auf dem Prinzip einer Vieldraht-Proportionalkammer basieren. Da gerade bei kleinen Tieren eine gute Ortsauflösung gewährleistet sein muss, wird im European Institute for Molecular Imaging in Münster mit dem quadHIDAC gearbeitet. Der quadHIDAC ist ein, auf dem Prinzip einer Vieldraht-Proportionalkammer, aufbauender Detektor, der 1970 am CERN entwickelt und später von der Firma Oxford Positron System vertrieben wurde.

Auch wenn Heutzutage vorwiegend Szintillationsdetektoren genutzt werden, lohnt es sich dennoch das Prinzip der Vieldraht-Proportionalkammer weiter zu erforschen um eventuell kostengünstigere, effizientere und Detektoren mit besserer Ortsauflösung zu entwickeln. Aus Simulationen wurden Vorhersagen über die Effizienz von verschiedenen Photon-Elektron-Konvertern getroffen. Es wird angenommen, dass wenn

die Geometrie der quadHIDAC Konverter geändert wird, eine höhere Effizienz erzielt werden kann.

In dieser Bachelorarbeit wird die Inbetriebnahme eines Konverterteststandes und die Herstellung von Konverterprototypen erläutert.

Die Bachelorarbeit ist in drei Teile unterteilt. Zunächst wird der theoretische Hintergrund erklärt. Anschließend wird der Konverterteststand so wie die Herstellung der Testkonverter beschrieben. Danach folgen Messungen und Auswertungen zur Untersuchung der Funktionalität des Konverterteststandes so wie der Konverter.

KAPITEL II

Theoretische Grundkenntnisse

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundkenntnisse zum Verständnis der vorliegenden Bachelorarbeit erklärt werden. Hierzu wird der β -Zerfall beschrieben und wird die Wechselwirkung von Photonen mit Materie und von geladenen Teilchen mit Materie beschrieben.

II.1 Radioaktiver Zerfall

Befindet sich ein Atomkern in einem energetisch ungünstigen Zustand ist er instabil. Um in einen energetisch günstigeren Zustand zu gelangen und dann in einen stabilen Zustand, zerfällt der Kern. Es gibt den α -Zerfall, den β -Zerfall und die Emission von γ -Strahlung. Im folgenden Abschnitt wird das Prinzip des β -Zerfalls beschrieben.

II.2 β -Zerfall

Es gibt drei verschiedene Arten des β -Zerfalls.

1. β^- -Zerfall:

Beim β^- Zerfall wandelt sich im Atomkern ein Neutron n in ein Proton p um. Dabei werden ein Elektron e^- und ein Antineutrino $\bar{\nu}_e$ vom Atomkern emittiert. Die Zerfallsreaktion für den β^+ Zerfall lautet:



Wobei X der Mutterkern, Y der Tochterkern, A die Massenzahl und Z die Protonenzahl ist.

2. β^+ -Zerfall:

Beim β^+ Zerfall wandelt sich im Atomkern ein Proton p in ein Neutron n um. Dabei werden ein Positron e^+ und ein Neutrino ν_e vom Atomkern emittiert. Die Zerfallsrelation für diesen Prozess lautet:



3. Elektroneneinfang:

Beim Elektroneneinfang wird ein Elektron aus der Atomhülle, welches meist ein Elektron aus der K-Schale ist, da nach der Quantentheorie K-Elektrone eine endliche, sehr kleine Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kerninneren haben, von einem Proton im Atomkern eingefangen. Hier wird nun das Proton unter Emission eines Neutrinos in ein Neutron umgewandelt.



Nach dem Elektroneneinfang fehlt ein Elektron in der Atomhülle. Dieses entstandene Loch wird von einem Elektron aus einer höher gelegenen Schale unter Emission von Röntgenstrahlung aufgefüllt. Es ist eine Alternative zum β^+ Zerfall und somit ein konkurrierender Prozess wenn beide Zerfallsmoden möglich sind [Lil06] [Leo87].

Bei der Positron-Emissions-Tomographie werden die Eigenschaften des β^+ Zerfalls ausgenutzt.

II.3 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Es gibt drei unterschiedliche Arten, auf denen Photonen mit Materie wechselwirken können. Dies sind der Photoeffekt, die Compton-Streuung und die Paarbildung. Der

komplette Wirkungsquerschnitt σ für die Wechselwirkung von Photonen mit Materie ist $\sigma = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pair}$, wobei σ_{ph} der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt, σ_c der Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung und σ_{pair} der Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung ist. Im folgenden Abschnitt wird genauer auf den Photoeffekt und die Compton Streuung eingegangen.

II.3.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird ein Photon von einem Material absorbiert. Die komplette Energie des absorbierten Photons geht auf ein Hüllenelektron der inneren Schale (K-Schale) über. Durch diese Energie kann das Hüllenelektron nun die Schale verlassen. Die kinetische Energie T des freigesetzten Elektrons ist gegeben durch[Lil06]:

$$T = E_\gamma - B_e. \quad (\text{II.6})$$

Hier ist E_γ die Energie des Photons und B_e die Bindungsenergie des Elektrons. Das Atom befindet sich nun in einem angeregten Zustand. Um wieder zum Grundzustand zu gelangen, kann es andere Elektronen freisetzen, die nicht so stark gebunden sind. Alternativ kann ein Elektron von einer äußeren Schale die Lücke in der inneren Schale füllen. Beim Übergang von der äußeren in die innere Schale wird Energie in Form eines Photons im Röntgenbereich frei. Da Energie und Impuls erhalten bleiben müssen, kommt der Photoeffekt nicht bei freien Elektronen vor. Das ist auch der Grund, wieso der Photoeffekt nur Elektronen betrifft, die auf der K-Schale liegen. Denn je kleiner die Bindungsenergie B_e eines Elektrons im Vergleich zu der Photonenenergie E_γ ist, desto mehr erscheint es wie ein freies Elektron. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom ionisiert wird, steigt mit der Ladungszahl des absorbierenden Materials und nimmt mit wachsender Energie des einfallenden Photons ab. Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt ist $\sigma_{ph} \propto Z^5/E_\gamma^{3,5}$ [Lil06].

II.3.2 Compton-Streuung

Bei der Compton-Streuung stößt ein Photon mit der Energie E_γ mit einem Hüllenelektron zusammen. Dabei wird es gestreut und gibt einen Teil seiner Energie an das Hüllenelektron ab. Das Hüllenelektron kann als freies Elektron betrachtet werden, wenn die Bindungsenergie des Elektrons im Vergleich zur Energie des Photons vernachlässigbar klein ist. Das Resultat des Zusammenstoßes ist ein Photon mit

geringerer Energie E'_γ und veränderter Richtung, so wie ein rückstoßendes Elektron mit einer kinetischen Energie T [Lil06].

$$T = E_\gamma - E'_\gamma = E - mc^2 \quad (\text{II.7})$$

Wobei E_e die gesamte Energie des rückstoßenden Elektrons mit Berücksichtigung der Ruhemasseenergie mc^2 ist. Da Impulserhaltung erfüllt sein muss, gilt $p_\gamma = p'_\gamma + p_e$, mit $p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}$ und $p'_\gamma = \frac{E'_\gamma}{c}$ und unter Ausnutzung der Beziehung $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ für das Elektron ergibt sich [Lil06]

$$(pc)^2 = E_\gamma^2 + (E'_\gamma)^2 - 2E_\gamma E'_\gamma \cos \alpha = E^2 - m^2c^4, \quad (\text{II.8})$$

wobei α der Streuwinkel ist. Durch Ersetzen von E in Gleichung (II.7) und (II.8) erhält man einen Ausdruck für die Energie des gestreuten Photons.

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/mc^2)(1 - \cos \alpha)} \quad (\text{II.9})$$

Für die kinetische Energie T ergibt sich dann aus Gleichung (II.7) und $E_\gamma = h\nu$,

$$T = h\nu \frac{(h\nu/mc^2)(1 - \cos \alpha)}{(h\nu/mc^2)(1 - \cos \alpha) + 1} \quad (\text{II.10})$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass Compton-Streuung auftritt ist nicht so stark von E_γ und Z abhängig, wie die Wahrscheinlichkeit, dass der Photoeffekt auftritt. Der Wirkungsquerschnitt pro Elektron σ_c^e wird durch eine Formel beschrieben, die das erste Mal von Klein und Nishina [Lil06] hergeleitet wurde. Sie sagt aus, dass der komplette Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung σ_c abnimmt mit E_γ . Der Wirkungsquerschnitt wird beschrieben durch $\sigma_c = Z\sigma_c^e$.

II.4 Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie

Die Wechselwirkung von geladenen Teilchen (z.B. Elektronen oder Positronen) mit Materie unterscheidet sich von der Wechselwirkung von Photonen mit Materie. Die Wechselwirkung bei schweren, hochenergetischen Teilchen resultiert aus der

Coulomb-Wechselwirkung der Teilchen mit den Hüllenelektronen der Atome des Materials. Bei dem Zusammenstoß eines Teilchens mit einem Elektron kann Energie in Form von kinetischer Energie abgeben (unelastischer Stoß), oder lediglich am Atomkern gestreut werden (elastischer Stoß). Der Energieverlust des geladenen Teilchens kann zur Anregung oder zur Ionisation des Atoms führen. Durch die Streuung am Atomkern wird das geladene Teilchen von seiner Ursprungsrichtung abgelenkt. Meist überwiegen die unelastischen Stöße von geladenen Teilchen mit den Hüllenelektronen. All dies trifft in erster Näherung zu für Teilchen, die schwerer sind als Elektronen und über elektromagnetische Kräfte wechselwirken. Bethe und Bloch haben dazu eine Formel aufgestellt, welche den Energieverlust E des Teilchens pro Weglänge x beschreibt [Leo87].

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \varrho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right) \quad (\text{II.11})$$

mit:

r_e : klassischer Elektronenradius

ϱ : Dichte des absorbierenden Materials

Z : Kernladungszahl des absorbierenden Materials

A : Massenzahl des absorbierenden Materials

z : Anzahl der Ladungen des Teilchens in Einheit von e

I : mittleres Anregungspotential des Materials

m_e : Ruhemasse des Elektrons

N_a : Avogadro-Konstante

W_{max} : Maximaler Energieverlust bei einem Zusammenstoß

δ : Dichteefekt Korrektur

C : Hüllenkorrektur

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

In dieser Formel von Bethe und Bloch werden eine Dichteefekt Korrektur und eine Hüllenkorrektur gemacht.

Die Dichteefekt Korrektur ist wichtig, wenn die Teilchen hohe Energien haben. Das geladene Teilchen hat ein elektrisches Feld, welches Atome auf dem Weg polarisieren kann. Dies führt zu einer Abschirmung des elektrischen Feldes des Teilchens. Der Effekt ist von der Dichte des Materials abhängig und tritt überwiegend in fester

Materie auf.

Die Hüllenkorrektur ist wichtig, wenn die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens kleiner ist als die orbitale Geschwindigkeit der Hüllenelektronen. Ist dies der Fall, kann man nicht mehr die Annahme treffen, dass das Elektron ortsgebunden ist. Um den Energieverlust für Elektronen und Positronen zu beschreiben, muss die Bethe-Bloch-Formel für die Abweichung leichter Teilchen von ihrer eigentlichen Flugbahn angepasst werden. Zudem muss eine relativistische Näherung für schnelle Teilchen erfolgen.

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \varrho \frac{Z}{A\beta^2} \left(\ln \left(\frac{\tau(\tau^2 + 2)}{2 \left(\frac{I}{m_e c^2} \right)^2} \right) + F(\tau) - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right) \quad (\text{II.12})$$

In dieser Formel entspricht τ der reduzierten kinetischen Energie des geladenen Teilchens. $F(\tau)$ nimmt unterschiedliche Werte an, abhängig davon, ob man ein Elektron oder ein Positron betrachtet [Leo87].

$$F^{e^-}(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2r_e + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^2} \quad (\text{II.13})$$

$$F^{e^+}(\tau) = 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right) \quad (\text{II.14})$$

KAPITEL III

Positronen-Emissions-Tomographie (PET)

In diesem Kapitel werden die bildgebenden Verfahren in der Medizin, radioaktive Indikatoren, so wie das Prinzip der Annihilation erklärt.

III.1 Bildgebende Verfahren in der Medizin

Es gibt verschiedene Bildgebende Verfahren in der Medizin. Das Prinzip eines bildgebenden Verfahrens ist es, ein Objekt zu vermessen und aus den erhaltenen Messgrößen ein Abbild zu erschaffen. Diese Verfahren sind sehr wichtig, da sie ein grundlegendes Instrument in der medizinische Diagnostik sind. Bildgebende Verfahren können auch Prozesse im menschlichen Körper veranschaulichen, wie verschiedene Stoffwechselprozesse oder andere wichtige Vorgänge im Körper[BWW01].

Es wird unterschieden zwischen aktiver und passiver Bildgebung. Bei der aktiven Bildgebung erfolgt der Abbildungsvorgang durch Zufuhr von Energie wie z.B beim Röntgen, bei der Magnet Resonanz Tomographie (MRT) oder auch bei der Positron Emissions Tomographie (PET). Zu den passiven Abbildungsverfahren werden die körpereigenen Signale ausgenutzt (z.B. Elektrokardiogramm (EKG)). Im folgenden Abschnitt wird das Verfahren und das Prinzip der PET genauer erläutert.

III.2 Radioaktive Indikatoren

George Hevesey [BWW01], ein ungarischer Chemiker, verwendete als erster radioaktive Indikatoren im Jahre 1923. Er zeigte, dass mit kleinsten Mengen radioaktiver Isotope die Funktion organischen Gewebes untersucht werden kann. Bei der PET wird dem Patienten ein radioaktiver Indikator injiziert. Über diesen Weg breitet sich der radioaktive Indikator im ganzen Körper aus. Ein radioaktiver Indikator ist eine Substanz, die aus einem radioaktiven Isotop besteht, welches an einen Tracer gekoppelt ist. Als Tracer wird ein Molekül genommen, das sich vorwiegend an der im Körper zu untersuchenden Stelle anlagert. Für die Untersuchung von Tumorgewebe kann man zum Beispiel Glucose-Moleküle verwenden, da Tumorgewebe sehr Stoffwechselreich ist, und die Glucose-Moleküle sich dort anlagern. Für die PET werden zur radioaktiven Markierung β^+ emittierende Isotope verwendet.

Damit die Strahlungsbelastung des Patienten möglichst gering gehalten wird, werden vorwiegend kurzlebige Isotope mit geringer Halbwertszeit $t_{\frac{1}{2}}$ verwendet. Die am meisten genutzten Isotope in der PET sind ^{11}C ($t_{\frac{1}{2}} = 20,38\text{min}$), ^{15}O ($t_{\frac{1}{2}} = 2,04\text{min}$) und ^{18}F ($t_{\frac{1}{2}} = 109,7\text{min}$) [BWW01].

III.3 Annihilation

Das Positron, das beim β^+ -Zerfall vom Kern emittiert wird, wechselwirkt mit den umliegenden Elektronen und verliert seine kinetische Energie bei unelastischen Stößen. Es bildet sich ein gebundener Zustand zwischen dem Positron und dem Elektron, welche sich dann um einen gemeinsamen Schwerpunkt bewegen. Dieses entstehende Teilchenpaar wird als Positronium bezeichnet. Es gibt zwei Zustände in denen ein Positronium gebildet werden kann. Den Zustand des Parapositroniums, innerhalb dessen die Spins von Elektron und Positron antiparallel ausgerichtet sind und den Zustand des Orthopositroniums, in welchem die Spins von Elektron und Positron parallel stehen. Das Parapositronium ist der für die PET relevante Zustand. Beim Zerfall dieses Zustandes werden zwei 511 keV Photonen gebildet, die in einem Winkel von ca. 180° zueinander emittiert werden. Dieser Prozess ist in Abbildung III.1 gezeigt. Ein Orthopositronium kann sich, wenn es mit der Umgebung wechselwirkt, in ein Parapositronium umwandeln. Ein Parapositronium hat eine Lebensdauer von 125 ps und ein Orthopositronium von 140 ns. Deshalb ist es relativ wahrscheinlich, dass ein Orthopositronium mit der Umgebung wechselwirkt.

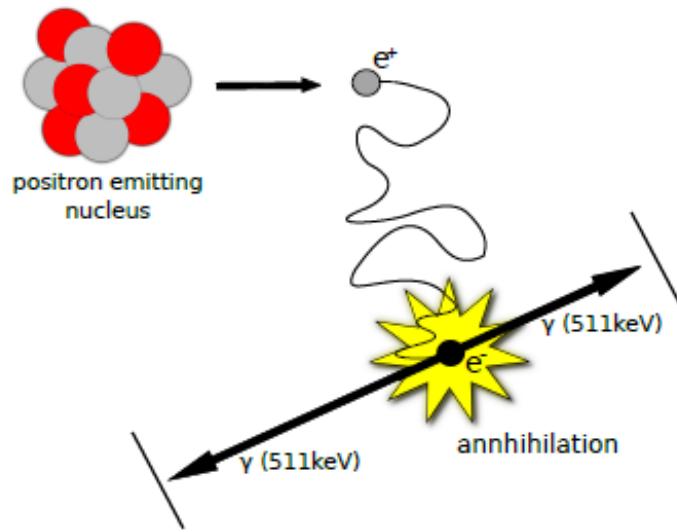


Abbildung III.1: Prinzip Annihilation [Ber11]

Der Annihilationsprozess hat viele Eigenschaften, die ihn für das Prinzip der PET sehr nützlich machen. Die bei diesem Prozess emittierten Photonen haben eine sehr hohe Energie, weshalb es wahrscheinlich ist, dass die Photonen aus dem Körper gelangen und so detektiert werden können. Wenn beide Photonen detektiert werden können, geht die Gerade, welche die beiden detektierten Photonen verbindet durch den Punkt, an welchem die Annihilation stattgefunden hat. Da der Ort, an dem die Annihilation stattfindet sehr nah an dem Ort ist, an dem das Positron emittiert wurde, kann man durch das Detektieren der beiden Annihilationsphotonen sagen, wo im Körper sich der radioaktive Zerfall ereignet hat. Mit einem Zerfall und nur einer Verbindungslinie kann man den Ort der Annihilation in der Praxis nicht bestimmen. Dazu müssen mehrere tausend Zerfälle detektiert werden, und auch dann kann der Ort des Zerfalls nur annähernd bestimmt werden [CD04], [HS08].

KAPITEL IV

Gasdetektoren

Ein Gasdetektor dient dazu, die Energie eines Teilchens zu bestimmen. Im folgenden werden die Ionisationskammer und das Proportionalzählrohr so wie der Geiger-Müller-Zähler erläutert. Um das Prinzip einer Vieldrahtproportionalkammer zu verstehen wird erst auf die Grundideen von Gasdetektoren eingegangen.

IV.1 *Ionisationskammer*

Eine Ionisationskammer ist ein gasgefüllter Plattenkondensator. Dringt ein von außen kommendes Teilchen in den Kondensator ein, ionisiert dieses Teilchen die Gasatome. Es bilden sich Ionen-Elektronen-Paare, die sich im elektrischen Feld des Kondensators zu unterschiedliche Kondensatorplatten bewegen. Die Elektronen bewegen sich zur Anode, und die Ionen zur Kathode. Da sich die Elektronen 1000-mal schneller durch das Gas zur Kondensatorplatte bewegen wird ein schneller elektrischer Puls erzeugt [BWW01].

IV.2 *Proportionalzählrohr*

Bei der gerade beschriebenen Ionisationskammer werden nur die induzierten Ladungen an den Elektroden gemessen, die bei der primären Ionisation entstehen. Anders ist es bei einem Proportionalzählrohr. Hier wird das Prinzip der Gasverstärkung ausgenutzt, durch das größere Signale erzielt werden.

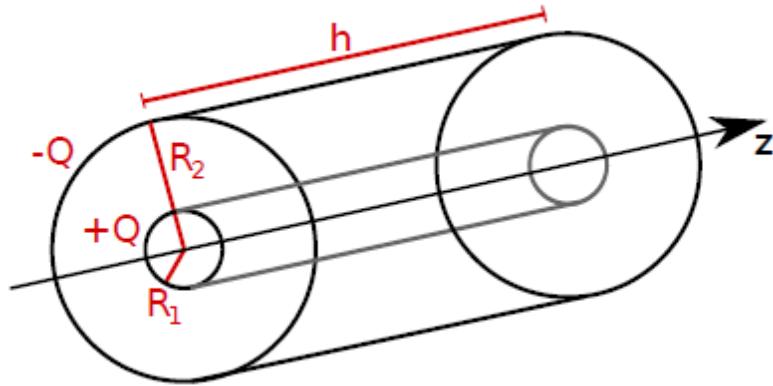


Abbildung IV.1: Prinzip eines Proportionalzählrohrs [Ber11]

Ein Proportionalzählrohr hat meist eine zylindrische Form. Im Zylinder befindet sich ein zentraler dünner Draht, der als positive Elektrode dient. An den äußeren Zylinder wird eine negative Spannung angelegt. So wird im Zylinder ein inhomogenes elektrisches Feld erzeugt. Um das elektrische Feld im Zylinder zu berechnen, muss zunächst der Fluss des elektrischen Feldes durch die Oberfläche eines koaxialen Zylinders berechnet werden. Da das elektrische Feld senkrecht zur Oberfläche steht kann das Flächenelement geschrieben werden als [Nol11]

$$d\vec{f} = (\rho d\Phi dz) \vec{e}_\rho \quad (\text{IV.1})$$

Durch Einführen von Zylinderkoordinaten $\vec{r} = (\rho, \Phi, z)\vec{e}_\rho$ und durch Anwendung des physikalischen Gausschen Satzes erhält man für das Oberflächenintegral des elektrischen Feldes [Nol11]

$$\int_S \vec{e} d\vec{f} = \rho E(\rho) 2\pi h = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho(\vec{r}') d^3 r' \begin{cases} \frac{1}{\epsilon_0} Q, & \text{für } R_1 < \rho < R_2 \\ 0, & \text{sonst .} \end{cases} \quad (\text{IV.2})$$

So ergibt sich für $R_1 < \rho < R_2$ ein elektrisches Feld von,

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 h \rho} \cdot \vec{e}_\rho. \quad (\text{IV.3})$$

Das elektrische Potential in diesem Bereich lässt sich durch ein Wegintegral über das elektrische Feld berechnen und lautet

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 h} \ln \frac{R_2}{\rho}. \quad (\text{IV.4})$$

Die Spannung zwischen den Zylindern ist damit

$$U = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 h} \ln \frac{R_2}{R_1}. \quad (\text{IV.5})$$

Die Kapazität ist $C = \frac{Q}{U}$. Somit ergibt sich für die Kapazität des Proportionalzählrohrs

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0 h}{\ln \frac{R_2}{R_1}}. \quad (\text{IV.6})$$

Für niedrige Spannungen funktioniert das Proportionalzählrohr wie die Ionisationskammern. Erst ab einem Spannungswert von etwa 200 V kommt man in den Bereich in dem Proportionalzählrohre arbeiten. Dies ist in Abbildung IV.2 verdeutlicht.

Im Spannungsbereich für Proportionalzählrohre ist die Spannung kurz vor dem Anodendraht so hoch, dass die Elektronen eine so hohe kinetische Energie besitzen, dass sie weitere Atome ionisieren können und somit ein größerer Impuls gemessen wird. Der gemessene Spannungsimpuls ist proportional zur primär ionisierenden Strahlung [Lil06].

IV.3 Gasverstärkung

Das elektrische Feld nimmt mit $\frac{1}{\rho}$ von der Anode zur Kathode hin ab [Leo87]. Also ist nahe der Oberfläche der Anode das elektrische Feld am größten. Die Elektronen werden von der Kathode zur Anode hin beschleunigt. Am Anfang haben die Elektronen noch nicht genug kinetische Energie, um Gasatome zu ionisieren. Erst wenn die Elektronen ganz nah an der Anode sind, wo das elektrische Feld sehr stark ist, haben sie genug kinetische Energie um Gasatome zu ionisieren. Dies führt zu einer lawinenartigen Ionisation. Die lawinenartige Ionisation erzeugt eine Ladungswolke

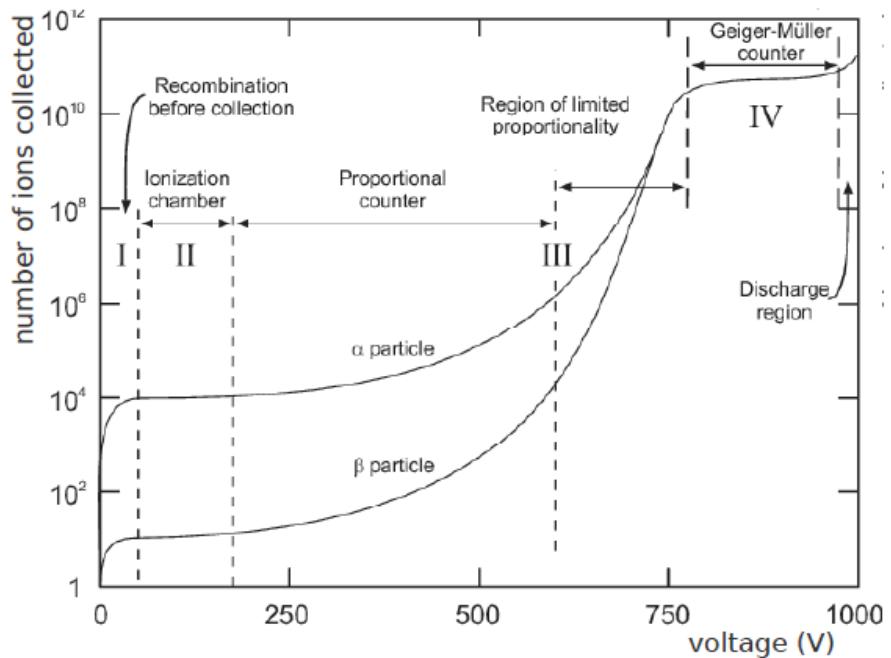


Abbildung IV.2: Gesammelte Ionenzahl als Funktion der Spannung am Draht in einem Proportionalzählrohr. Es werden die verschiedenen Arbeitsbereiche des Rohres gezeigt. [Mel03]

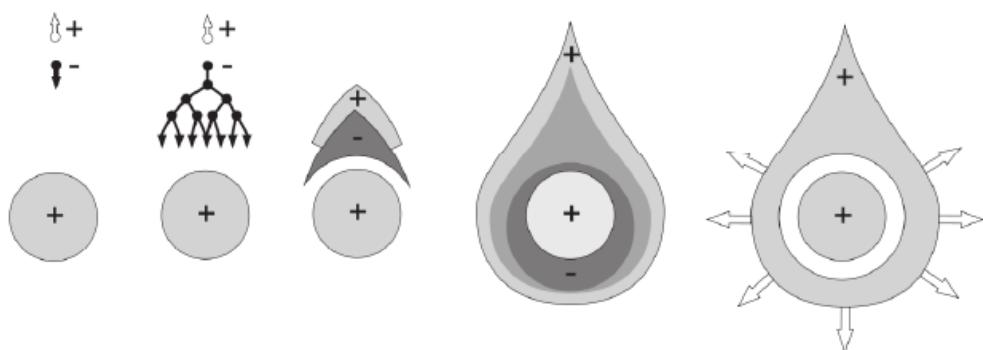


Abbildung IV.3: Entwicklung einer Gasverstärkung in einem Proportionalzählrohr [Cha93]

in Tröpfchenform, die sich auf dem Weg zur Anode bildet und sich dann um den Draht legt. Abbildung IV.3

Die freie Weglänge für Ionisation entspricht der durchschnittlichen Distanz, die ein Elektron zurücklegen muss, bis es eine Ionisation auslöst. Der Kehrwert der freien Weglänge wird als erster Townsend Koeffizient α bezeichnet. Nach einer Ionisation bewegen sich zwei Elektronen auf den Anodendraht zu. Diese beiden Elektronen werden zwei weitere Ionen Elektron Paare erzeugen. Dieser Prozess wird sich weiter fortsetzen. Durch die Anzahl n der Elektronen an einer bestimmten Position x die nach einer Länge dx vorhanden sind kann man den Anstieg der Elektronenzahl berechnen mit [Sau77]

$$dn = n\alpha \cdot dx \longrightarrow n = n_0 e^{\alpha x}, \quad (\text{IV.7})$$

wobei n_0 die Anzahl der anfänglichen Elektronen ist. Die Gasverstärkung M berechnet sich mit

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (\text{IV.8})$$

Befindet sich das Elektron in einem inhomogenen elektrischen Feld ist $\alpha = \alpha(x)$. Die Gasverstärkung wird so zu

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx} \quad (\text{IV.9})$$

Kennt man die Auswirkung des elektrischen Felds auf den Townsend Koeffizienten kann man für jede beliebige Feldgeometrie den Multiplikationsfaktor bestimmen. Eine einfache Annäherung hat Korff berechnet. Sie gilt für kleine α

$$\frac{\alpha}{P} = A e^{-BP/E}, \quad (\text{IV.10})$$

wobei A und B Konstanten sind. Für schwache elektrische Felder ist α proportional zur Energie der Elektronen ϵ

$$\alpha = kN\epsilon. \quad (\text{IV.11})$$

Hierbei ist N die Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit. A , B und k sind gasabhängig. Ihre Werte können aus Tabellen entnommen werden und aus $\epsilon = \frac{E}{\alpha}$ ergibt sich $\alpha^2 = kNE$. Somit folgt:

$$\alpha(\rho) = \sqrt{kNE} = \sqrt{\frac{kNCV_0}{2\pi\epsilon_0\rho}}. \quad (\text{IV.12})$$

Durch diese Abhängigkeit von α und ρ kann das Integral in Gleichung (IV.9) gelöst werden und die Gasverstärkung für schwache Felder berechnet werden.

IV.4 Geiger-Müller-Zähler

Der Aufbau eines Geiger-Müller-Zählers entspricht dem Aufbau eines Proportionalzählrohrs. In Abbildung IV.2 ist zu erkennen, dass bei dem Geiger-Müller-Zählrohr die angelegte Spannung am Anodendraht höher ist als beim Proportionalzählrohr. Beim Geiger-Müller-Zählrohr ist die Spannung an der Anode so hoch, dass die Elektronen zwischen zwei Ionisationen so viel Energie gewinnen, dass sie Gasatome anregen können. Beim Übergang der angeregten Atome in ihren Grundzustand werden Photonen im UV -Bereich emittiert. Diese sind energetisch so hoch, dass sie weitere Atome an der Kathode ionisieren können. So entstehen noch mehr Elektronen. Dieser Prozess wird so weitergehen, bis sich eine Entladung entlang des Anodendrahtes ausbreitet. Bei einer Ionisation nah am Draht werden die Elektronen sehr schnell an der Anode gesammelt. Die Ionen sind jedoch auch in unmittelbarer Nähe des Drahtes. Die Entladung hört auf, wenn sich die positive Ladung am Draht das elektrische Feld reduziert. Der gemessene Puls an der Anode ist sehr hoch, jedoch enthält er keinerlei Informationen mehr über die Energie der primären Strahlung. Um diesem Vorgang entgegen zu wirken wird ein sogenanntes Löschgas hinzugefügt. [Lil06], [BWW01]

IV.5 Gase

Das Gas, das in einem Geiger-Müller-Zählrohr oder auch in einer Vieldrahtproportionalkammer eingesetzt wird, soll gewisse Eigenschaften mitbringen. Das optimale Gas bewirkt, dass bei einer niedrigen Arbeitsspannung eine hohe Gasverstärkung erzielt wird [Leo87]. Zum anderen soll eine gute Proportionalität vorhanden sein,

damit das gemessene Signal, welches möglichst hoch sein soll, eine Aussage über die Energie der einfallenden Strahlung machen kann.

Argon ist ein geeignetes Gas, da es eine hohe spezifische Ionisation und geringe Kosten in der Anschaffung hat. Ist reines Argon im Rohr oder in der Kammer liegt der Multiplikationsfaktor bei 10^3 bis 10^4 , ohne das andauernde Entladung stattfindet. Wird das Argon jedoch angeregt, kann es nur vom angeregten Zustand in den Grundzustand übergehen indem es ein Proton mit einer Mindestenergie von 11,6eV emittiert. Dieses Photon hat so viel Energie, dass es ein Elektron aus der Kathode ablösen kann. Die Energie die dafür nötig ist, beträgt zum Beispiel bei Kupfer 7,7eV. Dieses Elektron würde, wie gerade schon beschrieben, die Ionisationslawine auslösen und somit zur Entladung führen. Um dies zu verhindern wird dem Argon ein sogenanntes Löschgas zugemischt. Dazu eignen sich am besten mehratomige Gase wie zum Beispiel Methan oder Alkohol, oder anorganische Gase wie CO₂ oder BF₃. Die Löschgasmoleküle können die Photonen, welche bei der Abregung des Argons entstehen absorbieren. Die Energie, die sie dabei aufgenommen haben verlieren sie wieder über elastische Stöße oder sie zerfallen in zwei kleinere Moleküle. So erreicht man eine Gasverstärkung von bis zu 10^6 [Leo87].

Die Effektivität des Löschgases hängt von der Anzahl der Atome im Molekül ab. Isobutan (C₄H₁₀) besteht aus 10 Atomen. Es erzielt eine hohen Gasverstärkung und eine stabile Proportionalität. Kohlenstoffdioxid hingegen besteht nur aus drei Atomen. Bei diesem Gas ist keine gute Proportionalität gegeben.

Um eine noch höhere Gasverstärkung zu erlangen kann elektronegatives Gas (z.B. CF₃Br) verwendet werden. Das Gas absorbiert die Photonen, und es kann auch die Elektronen einfangen, die durch die Photonen an der Kathode abgeschlagen werden, bevor diese Elektronen für eine Entladung sorgen können. Die Gasverstärkung von elektronegativem Gas liegt bei 10^7 . Es muss jedoch darauf geachtet werden, dass nicht zu viel von diesem Gas verwendet wird, da es auch die primär einfallenden Elektronen einfangen kann.

Bei organischen Gasen kann es zu Problemen kommen. Nachdem viel Strahlung von diesen Molekülen absorbiert wurde, haben einige der Moleküle die absorbierte Energie durch Spaltung an zwei kleinere Moleküle verloren. Durch Rekombination formen sich feste oder flüssige Polymere. Diese Polymere lagern sich an der Anode beziehungsweise der Kathode an. Bevor die Ionen an der Kathode neutralisiert werden können, müssen sie also erst diese Polymerschicht durchdringen. Wenn der Fluss durch die Polymerschicht kleiner ist als der ankommende Fluss an Ionen, lädt sich diese Schicht auf. Dies zerstört die Feldgeometrie. Erst eine gründliche Reinigung

kann diesen Schaden beheben.

Eine bessere Alternative sind anorganische Löschgase (CO_2, BF_3), auch wenn sie weniger effizient sind [Leo87]. Proportionalzählrohre müssen mit konstantem Gasfluss betrieben werden, da sonst bei einem abgedichteten Rohr irgendwann das Löschgas verbraucht sein wird und es wieder zur Entladung im Rohr kommen würde.

IV.6 Vieldraht-Proportionalkammern

Der Physiker Georges Charpak [Leo87] entwickelte 1968 das Prinzip der Vieldraht-Proportionalkammer. Er zeigte, dass viele parallel angeordnete Anodendrähte in einer Kammer jeweils als unabhängige Proportionalzählrohre funktionieren können. In einer Vieldraht-Proportionalkammer befindet sich eine Ebene aus Anodendrähten zwischen zwei Kathodenebenen. An den Anodendrähten liegt eine positive Spannung an. Die Kathoden sind in der Regel geerdet. Als Kathode kann eine Ebene aus Kathodendrähten, oder Kathodenstreifen (auch Pads genannt) dienen. Die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode erzeugt ein elektrisches Feld. Meist können die elektrischen Feldlinien als parallel und konstant angesehen werden. Nahe am Anodendraht ist die elektrische Feldstärke sehr hoch und die Annäherung kann nicht mehr getroffen werden. Dies ist in Abbildung IV.4 veranschaulicht.

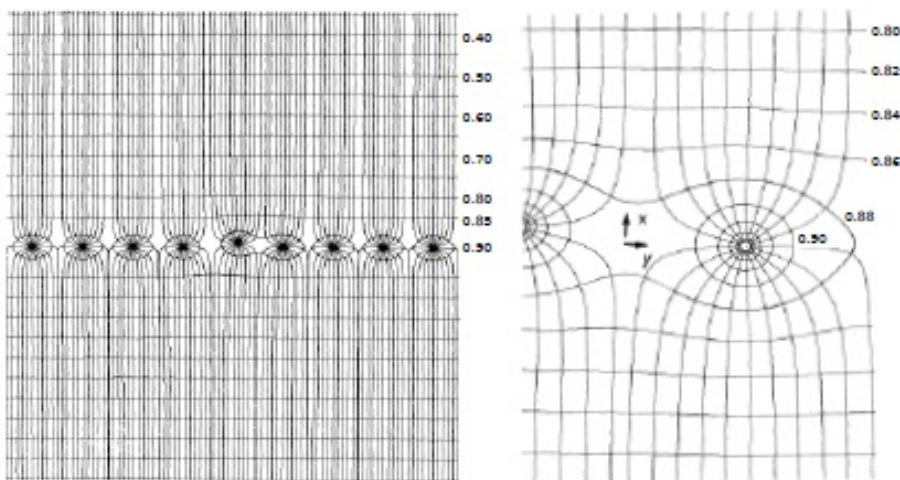


Abbildung IV.4: Elektrisches Feldlinien und elektrisches Potential in einer Vieldraht-Proportionalkammer [Cha93]

Wenn man eine unendliche Anodenebene mit infinitesimalem Durchmesser betrachtet, ist das elektrische Potential gegeben durch [Leo87]

$$V(x, y) = -\frac{CV}{4\pi\epsilon} \ln\left(4\left(\sin^2\left(\frac{\pi x}{s}\right) + \sinh^2\left(\frac{\pi y}{s}\right)\right)\right). \quad (\text{IV.13})$$

Hier ist V die angelegte Spannung, s beschreibt den Abstand der Anodendrähte und C die Kapazität zwischen Anodenebene und Kathodenebene. Die Kapazität ergibt sich mit

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\frac{\pi L}{s} - \ln\left(\frac{\pi d}{s}\right)}, \quad (\text{IV.14})$$

wobei d dem Durchmesser der Anodendrähte entspricht und L dem Abstand zwischen Anodenebene und Kathodenebene. Diese Vereinfachungen gelten nicht bei einer realen Vieldraht-Proportionalkammer. In den meisten Fällen sind sie jedoch eine gute Annäherung.

In der Nähe der Anodendrähte hat das elektrische Feld eine $\frac{1}{r}$ -Abhängigkeit. Werden Elektronen und Ionen an den konstanten Feldlinien getrennt, driften sie entlang der Feldlinien zum nächsten Anodendraht, beziehungsweise zum nächsten Kathodenstreifen. Erreichen die Elektronen die Region, in der die elektrische Feldstärke sehr hoch ist (nah am Anodendraht) findet Gasverstärkung statt.

Die bei der Gasverstärkung erzeugten positiven Ionen erzeugen dann ein negatives Signal auf den Anodendrähten. Die Nachbardrähte werden auch beeinträchtigt. Hier wird ein positives Signal mit kleinerer Amplitude erzeugt. In gleicher Art und Weise wird ein positives Signal auf den Kathodenstreifen erzeugt.

Werden nur eine Kathodenebene und eine Anodenebene genutzt, wobei die Anodendrähte parallel zu den Kathodenstreifen stehen und nur eine der beiden Ebenen ausgelesen wird, werden nur Informationen in eine Raumrichtung erhalten. Die Information für zwei Raumrichtungen erhält man, indem man zum Beispiel die Kathodenstreifen und die Anodendrähte ausliest oder eine zweite Kathodenebene nimmt, bei der die Kathodenstreifen senkrecht zu den Anodendrähten stehen. Die räumliche Auflösung hängt vom Abstand der Anodendrähte ab und entspricht der Länge des Abstandes geteilt durch $\sqrt{12}$.

Ein zusätzlicher Vorteil der Vieldraht-Proportionalkammer ist die Tatsache, dass mehrerer Teilchen gleichzeitig detektiert werden können, da jeder Draht als einzelner Detektor arbeitet.

Die Signale können auf verschiedenen Wege gesammelt und ausgelesen werden.

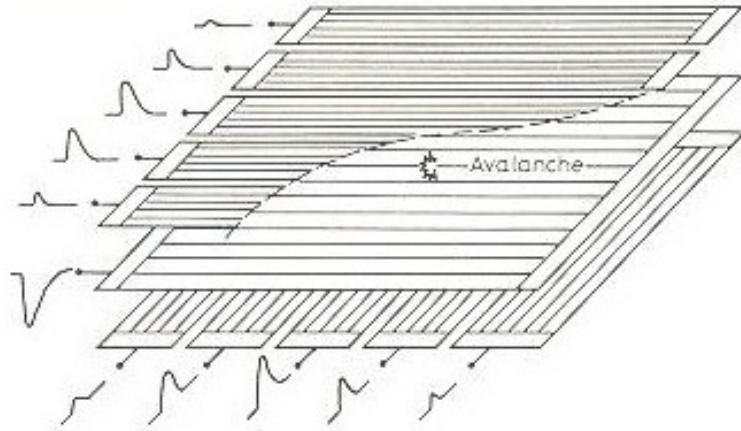


Abbildung IV.5: Signalauslese an den Kathodenstreifen in einer Vieldraht-Proportionalkammer [Leo87]

Das Signal ist am größten auf dem Kathodenstreifen, das die kürzeste Distanz zur Gasverstärkung hat Abbildung IV.5 und nimmt proportional mit der Distanz vom Punkt der Gasverstärkung ab. Das Signal kann entweder am Anodendrähten oder an den Kathodenstreifen registriert und dann mit der Ausleseelektronik weiter verarbeitet werden. Die genaue Entstehung der Signale an den Drähten und an den Streifen kann im Buch [BRR08] genauer nachgelesen werden.

IV.7 Positionsbestimmung der Gasverstärkung

Integriert man die Ladungsverteilung der Kathode über die Kathodenstreifenbreite W wird das Ergebnis dieses Integrals als pad response function (PRF) bezeichnet. Es ist also die Antwortfunktion der Kathodenstreifen auf die detektierte Ladung. Eine genauere Betrachtung der Herleitung der PRF findet sich im Buch [BRR08]. Es ist wichtig, den Abstand x von der Mitte eines Kathodenstreifens zum Ankunfts punkt der durch die Gasverstärkung detektierten Ladung Q_i , zu kennen. Um diesen Abstand zu berechnen, gibt es verschiedene Methoden. Im Folgenden wird eine gewichtete und eine ungewichtete Abstandsfunktion vorgestellt. Bei diesen Methoden wird eine Gaußfunktion zur Annäherung genutzt. [BRR08]

$$P_0(x) = Ae^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}. \quad (\text{IV.15})$$

Hier ist x der gesuchte Abstand und σ die Standardabweichung der Gaußfunktion. Da die PRF proportional zur induzierten Spannung ist kann man die Ladung Q auf dem i -ten Kathodenstreifen und auf den beiden benachbarten Kathodenstreifen berechnen durch

$$Q_i = Be^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}, \quad (\text{IV.16})$$

$$Q_{i+1} = Be^{-\frac{(x-W)^2}{2\sigma^2}}, \quad (\text{IV.17})$$

$$Q_{i-1} = Be^{-\frac{(x+W)^2}{2\sigma^2}}. \quad (\text{IV.18})$$

Das Ziel ist es nun Gleichung (IV.16) bis (IV.18) so umzuformen, dass ein Ausdruck entsteht der unabhängig von der Standardabweichung σ ist. Dazu werden zunächst folgende Ladungsverhältnisse bestimmt,

$$\frac{Q_{i+1}}{Q_{i-1}} = e^{\frac{2xW}{\sigma^2}}, \quad (\text{IV.19})$$

$$\frac{Q_i^2}{Q_{i+1}Q_{i-1}} = e^{\frac{W^2}{\sigma^2}}. \quad (\text{IV.20})$$

Man kann Gleichung (IV.20) nun umformen zu

$$\frac{W^2}{\sigma^2} = \ln(Q_i^2/Q_{i+1}Q_{i-1}). \quad (\text{IV.21})$$

Setzt man diesen Ausdruck in Gleichung (IV.19) ein und formt nach x um, erhält man eine ungewichtete Abstandsfunktion

$$x = \frac{W}{2} \frac{\ln(Q_{i+1}Q_{i-1})}{\ln(Q_i^2/Q_{i+1}Q_{i-1})}. \quad (\text{IV.22})$$

Ist die Gasverstärkung in der Mitte eines Kathodenstreifens, bekommt man abhängig von der Breite der Kathodenstreifen ein Signal auf drei Kathodenstreifen. Ist die Gasentladung jedoch zwischen zwei Kathodenstreifen, erhält man ein Signal auf zwei Kathodenstreifen. Für diesen Fall ist Gleichung (IV.22) zu ungenau. Daher wird ein Ansatz gewählt, mit dem der Abstand x nur mit zwei Ladungen von zwei Kathodenstreifen berechnet wird. Dazu werden folgende Ladungsverhältnisse aufgestellt

$$\frac{Q_i}{Q_{i-1}} = e^{\frac{2xW+W^2}{2\sigma^2}}, \quad (\text{IV.23})$$

$$\frac{Q_{i+1}}{Q_i} = e^{\frac{2xW-W^2}{2\sigma^2}}. \quad (\text{IV.24})$$

Ausgehend von diesen Ladungsverhältnissen erhält man

$$x_a = \frac{\sigma^2}{W} \ln\left(\frac{Q_i}{Q_{i-1}}\right) - \frac{W}{2}, \quad (\text{IV.25})$$

$$x_b = \frac{\sigma^2}{W} \ln\left(\frac{Q_{i+1}}{Q_i}\right) + \frac{W}{2}. \quad (\text{IV.26})$$

In dieser Gleichung ist jedoch wieder die Standardabweichung σ enthalten. Das Problem lässt sich einfach beheben, indem man Gleichung (IV.22) nutzt, um σ zu bestimmen. Dazu muss man eine Kammer gleichmäßig bestrahlen, um einen qualitativen Datensatz zu erhalten. Plottet man den Abstand gegen die Ladungsverteilung kann man aus den Graphen σ bestimmen. Das beste Ergebnis wird erzielt, indem man Gleichung (IV.25) und (IV.26) zu einer gewichteten Abstandsfunktion kombiniert. Die Gewichtungsfaktoren werden hier gewählt mit $w_1 = Q_{i-1}^2$ und $w_2 = Q_{i+1}^2$. Das ergibt eine gewichtete Abstandsfunktion

$$x = \frac{1}{w_1 + w_2} (w_1 \cdot x_a + w_2 \cdot x_b). \quad (\text{IV.27})$$

KAPITEL V

Radioaktive Quellen

In diesem Teil werden die physikalischen Eigenschaften, so wie die Zerfallsschemen der in der experimentellen Arbeit verwendeten radioaktiven Quellen beschrieben.

V.1 Natriumisotop ^{22}Na

Das Natrium Isotop ^{22}Na ist ein β^+ -Strahler, welches künstlich hergestellt wird. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2,6 Jahren zu ^{22}Ne . Der Zerfall ist schematisch in Abbildung V.1 dargestellt.

^{22}Na kann auf zwei Wegen in den Grundzustand des ^{22}Ne zerfallen. Zu 90,3% findet ein β^+ -Zerfall in einem angeregten Zustand des ^{22}Ne statt. Von diesem angeregten Zustand zerfällt es unter Aussendung eines 1275 keV γ -Photons in den Grundzustand von ^{22}Ne . Mit einer Wahrscheinlichkeit von 9,64% zerfällt das ^{22}Na unter Elektroneneinfang in den angeregten Zustand von ^{22}Ne und dann unter γ -Strahlung in den Grundzustand. Zu 0,06% zerfällt das ^{22}Na unter β^+ -Zerfall direkt in den Grundzustand von ^{22}Ne . Das beim ersten Zerfall beschriebe Positron bildet mit einem Elektron aus der Umgebung ein Positronium und es findet Annihilation statt. Bei diesem Zerfall werden insgesamt drei Photonen freigesetzt. Zwei 511 keV Photonen aus der Zerstrahlung des Positroniums und eins aus dem Übergang des angeregten Neons in den Grundzustand mit 1275 keV.

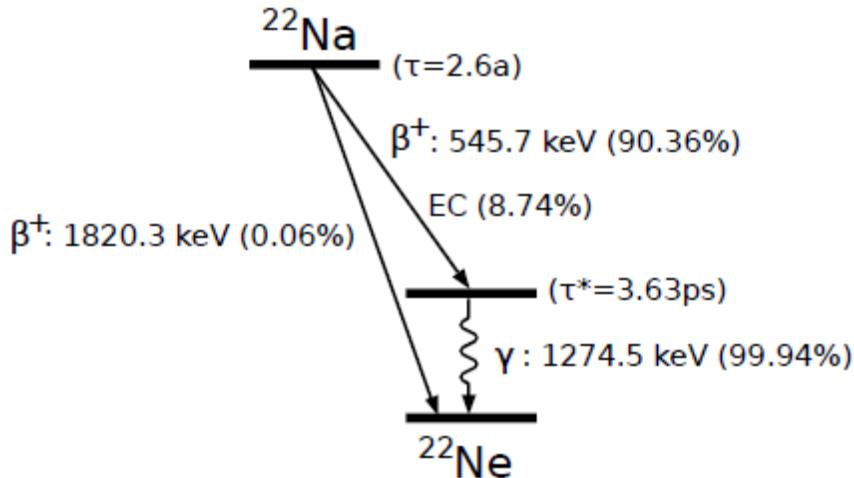


Abbildung V.1: Zerfall von Natrium 22 [Fir05]

V.2 Eisenisotop ^{55}Fe

Das Eisen Isotop ^{55}Fe zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2,73 Jahren durch Elektroneneinfang zu 100% direkt in den Grundzustand von Mangan ^{55}Mn . Die beim Elektroneneinfang entstandene Lücke wird von Elektronen aus den höheren Schalen aufgefüllt. Dabei entsteht charakteristische Röntgenstrahlung die bei ^{55}Fe bei 5,9 keV liegt [Huo08]. Schematisch ist der Zerfall von ^{55}Fe in Abbildung V.2 dargestellt.

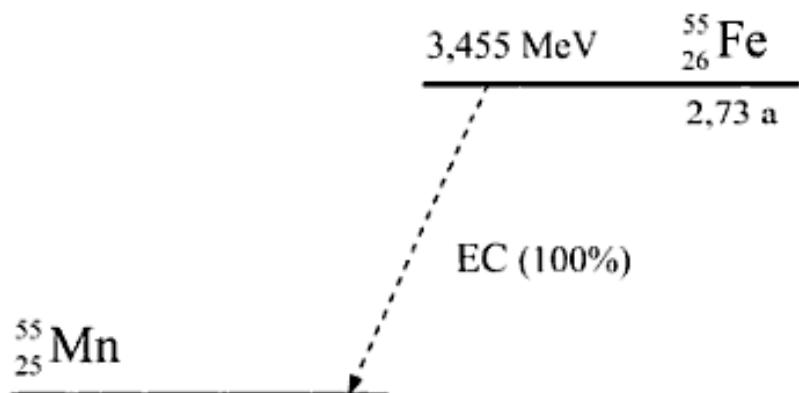


Abbildung V.2: Zerfall von Eisen 55 [Kri09]

KAPITEL VI

Experimentelle Vorbereitung

Der Konverterteststand wurde gebaut, um die Eigenschaften und die Effizienz von verschiedenen Konvertertypen zu untersuchen.

VI.1 Aufbau des Konverterteststandes

Als experimenteller Aufbau dient eine Plastikkammer mit abnehmbarem Deckel. Dies hat den Vorteil, dass die Quelle direkt in der Kammer vor dem Konverter liegen kann und wir kein Eintrittsfenster haben. Die Kammer hat Anschlüsse für die Hochspannung, einen D-sub Anschluss mit 25 PINs, einen Anschluss für die Gaszufuhr sowie einen Anschluss für die Gasabfuhr. Über die Gaszufuhr wird ein Gemisch aus Argon und CO₂ in die Kammer geleitet. Der Gasabfluss ist mit einem Blasenzähler verbunden, um den Gasfluss innerhalb der Kammer zu kontrollieren. Damit kein Gas aus der Kammer austreten kann, ist sie von innen an den Kanten mit Zweikomponentenkleber abgedichtet. Der Kleber besteht aus ARALDIT AW 116 und einem Härter HV 953U. Des Weiteren befindet sich zwischen der Kammer und dem abnehmbaren Deckel eine Fensterdichtung (tesa MOLL CLASSIC E-PROFILE). Damit während einer Messung kein Gas ausströmen kann, wird der Deckel vor der Messung mit Schrauben an der Kammer fixiert.

Der eigentliche Teil des Versuchs befindet sich im Inneren der Kammer. Er besteht aus einer Anodendrahtebene, die auf einen Drahtrahmen gespannt ist. Der Drahtrahmen besteht aus Leiterplatinenmaterial FR4. Die Anodendrähte bestehen aus

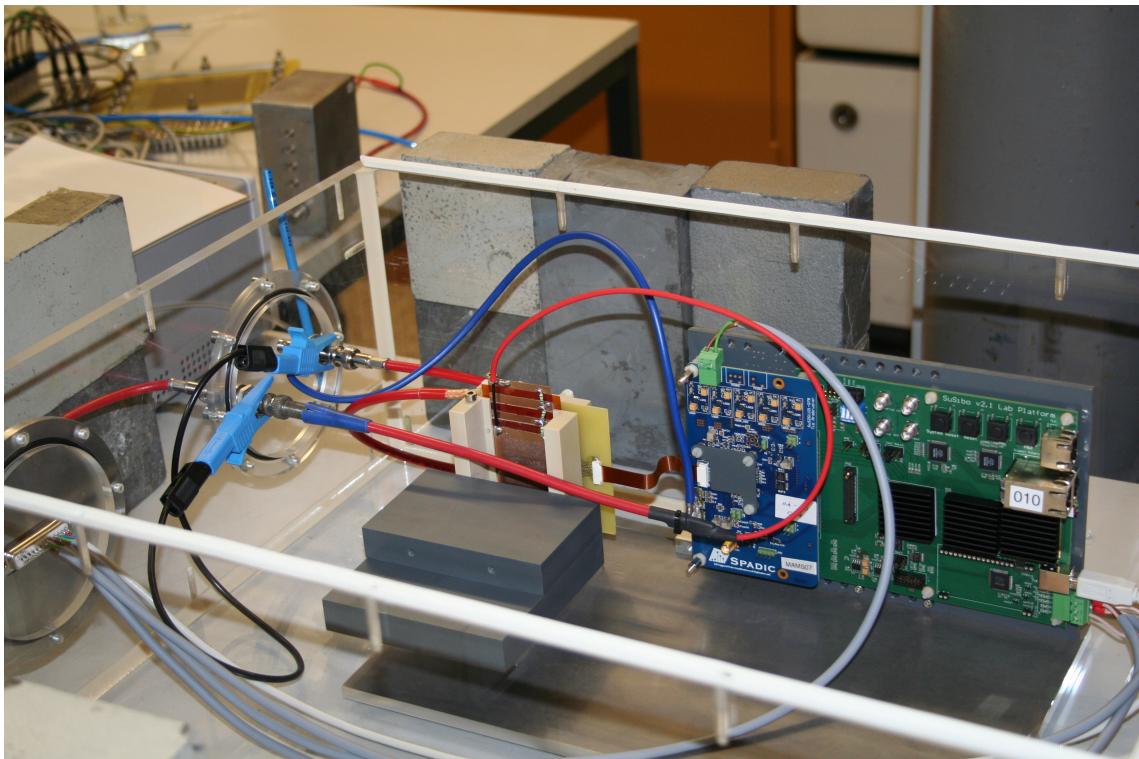


Abbildung VI.1: Aufbau des Konverterteststandes

vergoldetem Wolfram. Sie haben einen Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$ und befinden sich in einem Abstand von $1,5\ \text{mm}$ zueinander. Die Kathodenstreifenebene - bestehend aus acht Streifen - befindet sich in einem $3\ \text{mm}$ Abstand parallel zur Anodendrahtebene. Die Anodendrahtebene ist parallel zur Konverterfassung angeordnet. Die Fassung für den Konverter befindet sich auf einer Schiene. Durch diese Schiene kann der Abstand zwischen Konverter und Anodendrahtebene variiert werden. Die Anodendrahtebene ist an eine positive und der mehrlagige Konverter an eine negative Hochspannungsversorgung angeschlossen, über welche Spannung manuell eingestellt werden kann. Die einlagigen Konverter so wie die Kathodenstreifen befinden sich auf Erdpotential.

Das Signal an den Kathodenstreifen wird über einen SPADIC (Self-Triggered Pulse Amplification and Digitization as IC) ausgelesen. Der SPADIC hat acht Auslesekanäle. Jeder Auslesekanal hat einen eigenen Vorverstärker, einen eigenen ADC (Analog Digital Converter) und eine digitale Nachbearbeitung. Der SPADIC wird mit einer Niederspannung betrieben. Diese ist über eine D-sub Durchführung in die Kammer gelegt. Durch einen USB Anschluss, der ebenfalls mit dem SPADIC über den D-sub Anschluss verbunden ist, können die Daten des SPADICs mit Hilfe des Programms Hitclient direkt ausgelesen und auf dem Computer gespeichert werden.

VI.2 Herstellung der Konverter

Für das Experiment wurden zwei verschiedene Konverter mit der Geometrie der quadHIDAC Konvertern [Bol10] hergestellt. Die Konverter bestehen aus fünf Lagen Kapton und vier Lagen Bronze beziehungsweise Blei, siehe Abbildung VI.2.

Jede Kaptonlage hat eine Dicke von $127\mu\text{m}$, jede Bronzelage von $100\mu\text{m}$ und die Bleilagen eine Dicke von $55\mu\text{m}$. Die Kaptonlagen und die Blei-/Bronzelagen wurden mit einem speziellen Kleber zusammen geklebt. Der Kleber besteht zu zwei Dritteln aus einer Harzkomponente ARALDIT AW 116 und zu einem Drittel aus einer Härterkomponente HV 953U. Die Harz- und Härterkomponenten werden zehn Minuten gleichmäßig miteinander verrührt. Anschließend wird der entstandene Kleber mit einem Fön erwärmt, um vorhandene Luftbläschen zu entfernen und eine hohe Fluidität zu erreichen. Nach der Herstellung muss der Kleber schnell verarbeitet werden, da er schon nach kurzer Zeit aushärtet und nicht mehr gut verarbeitet werden kann. Beim Herstellungsprozess haben wir festgestellt, dass der Kleber eine bessere Konsistenz zum Verarbeiten bekommt, wenn er schon während des Anrührens

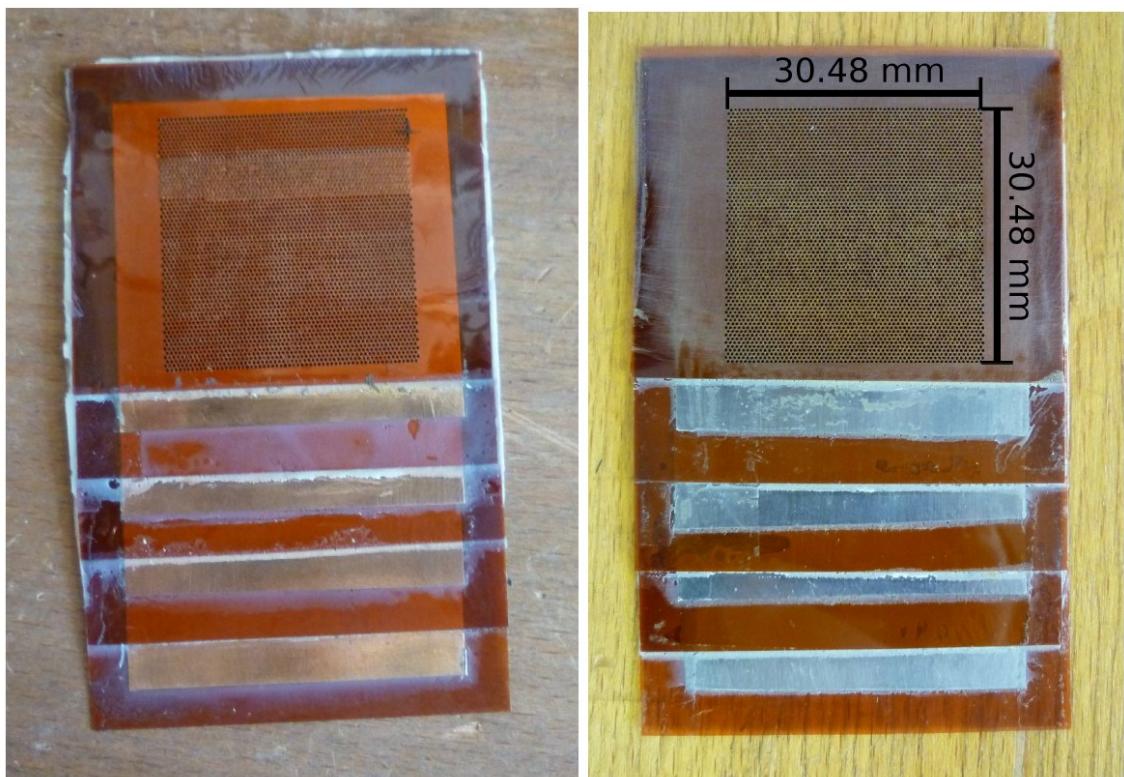


Abbildung VI.2: selbst produzierte Testkonverter, (rechts) Testkonverter mit Blei, (links) Testkonverter mit Bronze

erwärmte wird. Damit die Klebeschicht zwischen den Lagen des Konverters nicht zu dick ist, wird der Kleber mit Hilfe einer Walze gleichmäßig verteilt. Während des Aushärtungsprozesses werden schwere Gewichte auf die Konverter gelegt, um eine gleichmäßige Verteilung des Klebers zwischen den Schichten zu erzielen.

In die fertig geklebten Konverter werden nun Löcher gebohrt. Der Lochdurchmesser beträgt $400\text{ }\mu\text{m}$ und der Abstand zwischen zwei Löchern $0,508\text{ mm}$. Insgesamt werden $60 \times 70 = 4200$ Löcher gebohrt. Das entspricht einer gelöcherten Fläche von 9 cm^2 . Die Bronzekonverter wurden in der Universitätswerkstatt gebohrt. Der Bohrkopf hat die Löcher mit 5.000 Umdrehungen pro Minute gebohrt. Um eine gute Qualität der Löcher zu erzielen wurde der Bohrkopf nach 600 Bohrungen ausgetauscht. Die Bleikonverter wurden am CERN mit 100.000 Drehungen pro Minute gebohrt. Nach ersten Messungen wurde festgestellt, dass diese Konverter nicht funktionieren, da die Kaptonlage die den Anodendrähten zugewandt ist die Feldgeometrie zerstören. Aus diesem Grund wurden weitere Konverter mit einem identischen Herstellungsprozess produziert, die aus drei Lagen Kapton und vier Lagen Bronze beziehungsweise Blei bestehen so, dass die Schicht des Konverters die den Anodenrähten zugewandt ist aus Bronze beziehungsweise Blei besteht.

VI.3 Programm

Das im Rahmen der vorliegenden Bachelorarbeit entwickelte Programm zur Datenanalyse wird in folgendem Abschnitt erläutert.

Bei einer Messung speichert der SPADIC bei jedem Ereignis, das den internen Trigger auslöst 8×45 Werte in einer ASCII Datei. Das Datenpaket ergibt sich aus acht Kanälen mit je 45 Zeitintervallen, wobei jedes Zeitintervall 35 ns lang ist. Das Programm legt die Daten aus der ASCII Datei in einem TTree ab und speichert sie in einem TFile. In dem TTree stecken alle Informationen der Messung und können zur Datenanalyse genutzt werden. Um eine korrekte Datenanalyse durchführen zu können, ist es erforderlich, vorab eine Korrektur der Daten vorzunehmen, da unter anderem auch Ereignisse aufgenommen werden, die nicht von der Quelle stammen, oder äußere Störung die Messung durch Rauschen beeinflusst. Zunächst wird eine Nulllinien Korrektur durchgeführt. Dazu wird der Mittelwert für die ersten drei Zeitintervalle gebildet. Dieser Wert wird dann von jedem Zeitintervall für jeden Kanal subtrahiert. Nun wird der Kanal mit der maximalen Signalamplitude für jedes Ereignis ermittelt. Dazu werden alle Einträge pro Zeitintervall verglichen. Stellt sich

raus, dass die maximale Signalamplitude auf Kanal 0 oder 7 gemessen wurde, wird das Ereignis in der weiteren Datenanalyse vernachlässigt, da für diese Kanäle die Ladungsinformation des benachbarten Kathodenstreifens fehlt. Um festzulegen, wann ein gemessenes Signal ein auswertbares Signal ist, wird der erste Zeitintervall-Wert jedes Kanals mit einer mindest Amplitude addiert und dann mit der ermittelten maximalen Signalamplitude verglichen. Ist die maximale Signalamplitude größer als dieser Wert, ist es ein auswertbares Signal. Im Anschluss folgt eine Rausch-Korrektur. Für diese Korrektur werden die Kanäle, auf denen kein Signal gemessen wurde (es wird meist nur auf zwei oder drei Kanälen ein Signal gemessen), für jedes Zeitintervall aufaddiert. Diese Summe wird durch die Anzahl der Kanäle dividiert auf denen kein Signal gemessen wurde und für jedes Zeitintervall von jedem Kanal subtrahiert. Nachdem die Daten gereinigt sind werden sie in fünf verschiedene Histogramme gefüllt. In ein Histogramm werden die maximalen Signalamplituden aller Kanäle gefüllt, in ein weiteres Histogramm kommt der maximale Signalwert, so wie die maximalen Signalwerte der beiden nachbarkanäle. Das nächste Histogramm zeigt das Integral über alle Kanäle und ein weiteres das Integral über die drei Kanäle mit dem der maximalen Signalamplitude. Wird auf drei Kanälen ein Signal gemessen, wird die PRF bestimmt und in ein fünftes Histogramm gefüllt.

KAPITEL VII

Konverterteststand

VII.1 Erste Messungen mit dem Teststand

In diesem Kapitel werden mit dem Konverterteststand verschiedene Messungen mit einer Einzelkonverterschicht und einem Eintrittsfenster gemacht. Es werden verschiedene Spektren für unterschiedliche Quellen bei unterschiedlichen Gasmischungen gemessen. Dies soll dazu dienen, zu ermitteln ob der Messstand qualitativ funktioniert.

VII.1.1 ^{55}Fe Quelle

Die ^{55}Fe Quelle ist eine Scheibe mit einem Durchmesser von 12,5 mm und einer Höhe von 3 mm mit einer Aktivität von etwa 8 MBq. Für die Messung wird die Quelle in einer Halterung fixiert, und kann mit oder ohne Kollimator genutzt werden. Der Kollimator ist eine 5 mm dicke Aluminiumscheibe mit einem Loch in der Mitte. Es gibt verschiedene Kollimatoren mit unterschiedlichen Lochdurchmessern. Je kleiner der Lochdurchmesser des Kollimators ist, desto kleiner ist der Streuwinkel unter dem die Photonen die Quelle verlassen. Ist der Lochdurchmesser klein wird dafür gesorgt, dass die Hauptladung auf nur einem Kathodenstreifen induziert wird. Wird der Lochdurchmesser verkleinert nimmt allerdings auch die Zählrate stark ab. Für die Messungen wird die ^{55}Fe Quelle in einem Abstand von etwa 3 mm vor einem Eintrittsfenster positioniert.

VII.1.2 ^{22}Na Quelle

Die ^{22}Na Quelle ist eine Stabquelle mit einem Durchmesser von etwa 2 cm und einer Aktivität von 47 kBq. Sie wird in einem Abstand von ca. 1 cm vor den Konverter gelegt. Die Photonen der Quelle werden in einem großen Streuwinkel abgestrahlt. Das führt dazu, dass im gesamten auslesbaren Bereich des Teststandes Signale entstehen.

VII.1.3 Zählratenmessung

In der Kammer befand sich ein Gemisch aus Argon und CO₂. Um die Auswirkung des CO₂ Anteils im Gasgemisch auf die Zählrate zu bestimmen, wurden für zwei verschiedene CO₂ Konzentrationen mit der ^{22}Na Quelle Zählratenmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung VII.1 dargestellt.

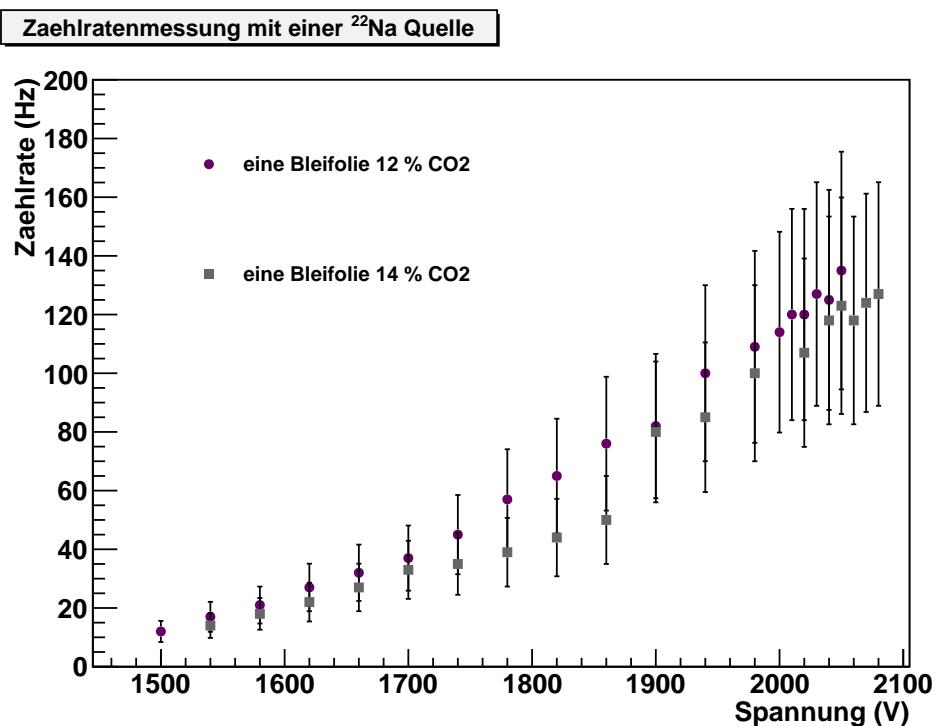


Abbildung VII.1: Funktion der Zählrate gegen die angelegte Anodendrahtspannung. Der Fehler für die Zählrate wurde auf 30 % geschätzt. Als Konverter diente eine einzelne Bleifolie vor dem sich eine ^{22}Na Quelle befand. Die Konzentration von CO₂ wurde variiert um den Einfluss auf die Zählrate zu untersuchen.

In der Abbildung ist zu erkennen, dass bei einer Konzentration von 14% CO₂ die

gleiche Zählrate erst bei leicht höheren Spannungen auftritt. Dies resultiert aus dem unterschiedlichen CO₂-Anteil. Bei einer Löschgaskonzentration von 12% CO₂ wird eine höhere Gasverstärkung bei niedrigeren Spannungen erreicht. Bei einer höheren Löschgaskonzentration lässt sich eine höhere Endspannung erreichen. In der Zählratenmessung bei einer CO₂ Konzentration von 14% ist ein Sprung beim Übergang von 1860 V zu 1900 V in der Zählrate von 50 Hz auf 80 Hz zu erkennen. Da dieser Sprung keinem äußeren Einfluss wie Gasreinheit, Temperatur, Druck oder elektrischer Störung zugeordnet werden konnte, wird auf Grund dieses Sprungs der Fehler für die Zählrate auf 30% abgeschätzt. Die Spannung wurde so lange erhöht, bis der Strom in der Kammer zu groß für die Ausleseelektronik wurde und keine Signale mehr gemessen werden konnten. Es wurde erwartet, dass ab einem gewissen Spannungswert eine konstante Zählrate erreicht wird. In dieser Messreihe wurde ein exponentieller Anstieg der Zählrate ohne Sättigung gemessen. Eine mögliche Ursache lässt sich im Spektrum der ²²Na Quelle erkennen, welches im nächsten Kapitel erläutert wird.

VII.1.4 ²²Na Spektrum

Um zu untersuchen, ob der Konverterteststand sich für die PET eignet, wird versucht, das Spektrum einer ²²Na Quelle zu messen, da diese Quelle 511 keV Photonen emittiert, welche auch bei der PET nachgewiesen werden sollen.

Aus der Zählratenmessung ergab sich, dass bei einer Anodendrahtspannung von 2020 V und einer CO₂ Konzentration von 12% genügend Signale für eine Spektrumsmessung registriert werden und die Hochspannung an den Drähten noch weit genug vor der oberen Betriebsgrenze ist. Folglich wurden diese Einstellung zur Messung des ²²Na Spektrums gewählt. Das Spektrum wurde über einen Zeitraum von 30 Minuten aufgenommen, um eine gute Statistik an Ereignissen zu erhalten. Der Trigger wurde auf Kanal 4 aktiviert und der Triggerwert auf 80 ADC Werte gesetzt. Das Spektrum der ²²Na Quelle ist in Abbildung VII.2 dargestellt. Am Anfang steigt das Spektrum an, bis es ein Maximum erreicht und fällt danach ab. Wie in Kapitel 5.1 beschrieben, werden beim Zerfall von ²²Na zu ²²Ne zwei 511 keV Photonen und ein 1275 keV abgestrahlt. Das 511 keV Photon so wie das 1275 keV Photon werden unter einem Streuwinkel von der Quelle abgestrahlt und treffen auf die Bleilage. Die 511 keV Photonen werden zu gleichen Wahrscheinlichkeiten durch Compton-Streuung oder Photoeffekt mit den Bleiatomen wechselwirken. Beim Photoeffekt überträgt das Photon seine komplette Energie auf das Elektron. So hat das Elek-

tron, welches durch die Kammer fliegt eine Energie von 511 keV. Auf dem Weg durch 6 mm Argon Gas werden im Durchschnitt 57 Argonatome ionisiert. Diese werden dann zum Draht hin beschleunigt und es findet Gasverstärkung statt. Es muss eine gewisse Anzahl an primären Elektronen vorhanden sein, damit ein Signal gemessen werden kann. Je mehr primäre Elektronen erzeugt werden, je höher ist das gemessene Signal. Die Anzahl der primären Elektronen hängt von der Energie des ionisierenden Elektrons ab. Je höher energetisch das Elektron ist, je weniger Energie verliert es durch Ionisation auf dem Weg durch die Kammer und es werden weniger primär Elektronen erzeugt. Wie schon erwähnt werden bei der ^{22}Na Quelle zwei 511 keV Photonen, und ein 1275 keV Photon emittiert. Die Wahrscheinlichkeit, dass die 511 keV Photonen durch den Photoeffekt mit den Bleiatomen wechselwirken ist etwa 50%. Bei einem 1275 keV Photon sind es etwa 5%. Das 511 keV Photon und das 1275 keV erzeugen etwa die gleiche Anzahl an primären Elektronen im Gas, und so ein ähnlich hohes Signal. Somit wird das Signal des 511 keV Photons sehr nah an dem Signal des 1275 keV Photons liegen. Daher werden keine zwei voneinander zu unterschiedene Peaks für das 511 keV Photon und das 1275 keV Photon erwartet. Da die bei der Compton-Streuung erzeugten Elektronen eine geringere Energie besitzen als Elektronen die aus dem Photoeffekt hervor gehen, werden mehr Argonatome auf dem Weg durch die Kammer ionisiert. Aus Diesem Grund erzeugen die Elektronen die durch die Compton-Streuung entstehen mehr primäre Elektronen und somit ein größeres Signal. Durch die Compton-Streuung lässt sich der rechte Teil des Natrium Spektrums in Abbildung VII.2 erklären. Es zeigt, dass viele hohe Signale von geringerer Anzahl gemessen wurden. Das Maximum des Spektrums in Abbildung VII.2 wird entweder durch die 511 keV und 1275 keV Elektronen des Photoeffekts erzeugt oder es gibt nur die rechte Flanke der Verteilung wieder, wobei das Maximum des wahrscheinlichsten Energieverlustes für die 511 Elektronen im Rauschen der Elektronik untergehen. Ist letzteres der Fall lässt sich somit der exponentielle Anstieg der Zählrate aus Kapitel 7.1.3 erklären, da hierbei bei höheren Spannungen das Spektrum weiter aus dem Rauschen gehoben wird.

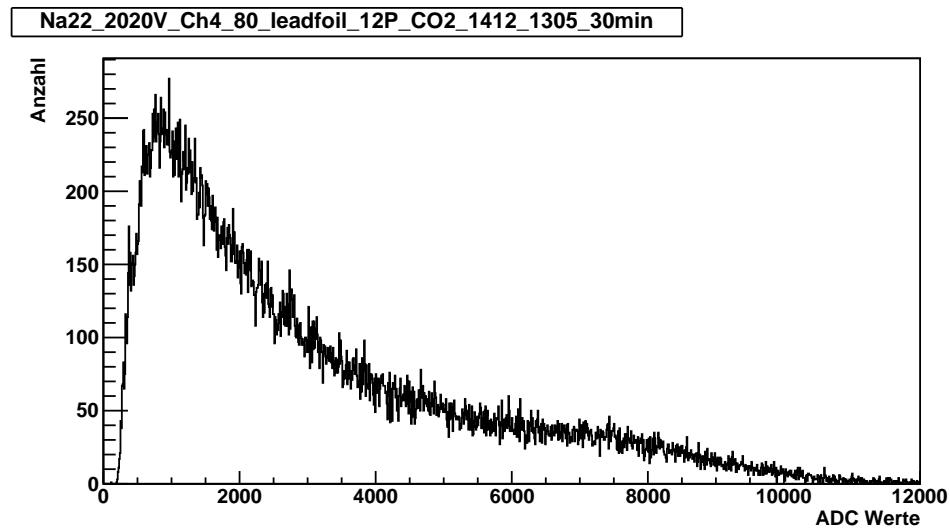


Abbildung VII.2: Spektrum einer ^{22}Na Quelle bei einer Anodendrahtspannung von 2020V und einer Triggerschwelle von 80 ADC Werten auf Kanal bei einer Messzeit von 30 Minuten. Als Konverter dient ein einlagiger Bleikonverter

VII.1.5 Energieauflösung einer ^{55}Fe Quelle

Um die Funktionstüchtigkeit des Teststandes zu bestimmen, wurde das Energiespektrum der ^{55}Fe Quelle mit 3 mm Kollimator bestimmt. Wie in Kapitel 5.2 beschrieben entsteht der Zerfall von ^{55}Fe ein 5,9 keV Photon. Dieses Photon schlägt in der Kammer ein Elektron aus der K-Schale des Argons heraus. Die kinetische Energie des Elektrons ist um die Bindungsenergie von 3,2 keV reduziert und beträgt 2,7 keV. Das entstandene Loch in der K-Schale kann durch ein Elektron einer höheren Schale aufgefüllt werden. Dabei wird ein Photon oder Elektron mit der Bindungsenergie von 3,2 keV emittiert. Das emittierte Photon, welches bei Argon mit einer Wahrscheinlichkeit von 15% entsteht [hb12] kann dem Detektor entwischen oder auf dem Weg ein weiteres Argonatom ionisieren und so detektiert werden. Im Fall eines emittierten Photons, das nicht mit einem weiteren Argonatom wechselwirkt, wird nur das 2,7 keV Elektron detektiert und es entsteht der erste Peak bei 2,7 keV im Spektrum. Wird ein Elektron emittiert oder ionisiert das Photon ein weiteres Argonatom werden ein 2,7 keV und ein 3,2 keV Elektron detektiert. Dies geschieht so schnell nacheinander, dass es vom Detektor als ein Signal wahrgenommen wird und der zweite Peak bei 5,9 keV entsteht.

Um die Energieauflösung zu bestimmen werden beide Peaks an eine Gaußfunktion

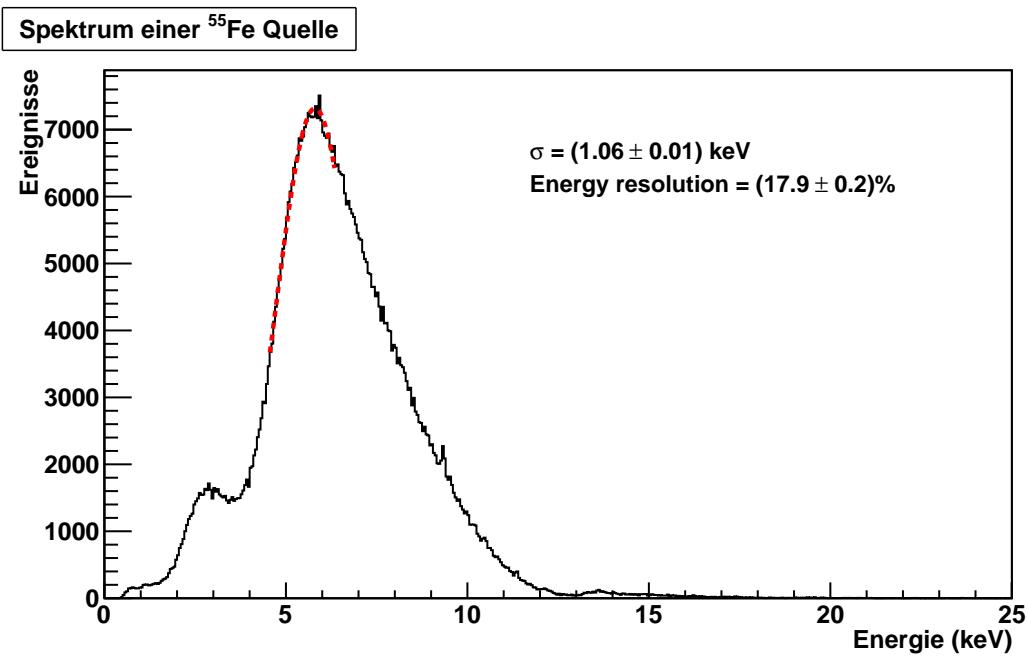


Abbildung VII.3: Energiespektrum einer ^{55}Fe Quelle. Bei einer Spannung von 1970 V, einer Triggerschwelle von 80 ADC Werten auf Kanal 4 wurde das Spektrum 250 Minuten lang gemessen. Als Konverter diente eine mit Silber beschichtete Karbonfolie.

gefittet. Aus beiden Mittelwerten wird das Energiespektrum geeicht. Mit dem geeichten Energiespektrum kann mit Hilfe der Halbwertsbreite σ vom 5,9 keV Peak die Energieauflösung bestimmt werden. Das geeichte und gefittete Energiespektrum ist in Abbildung VII.3 dargestellt. Es wurde eine Energieauflösung von $(17,92 \pm 0,18)\%$ für den Teststand erreicht.

VII.1.6 Antwortfunktion der Kathoden

Aus den gemessenen Daten der ^{22}Na und der ^{55}Fe Quelle wurden nach Gleichung (IV.22) der Abstand x berechnet, der angibt wie weit der Mittelpunkt der Gaslawine von der Mitte des Kathodenstreifens mit der maximalen Ladung entfernt ist und gegen das Ladungsverhältnis von der maximalen Kathode gegen die Gesamtladung aufgetragen. Die schwarze Kurve in der Abbildung ist der gemittelte Wert der Ladungsverteilung für jedes Bin in x .

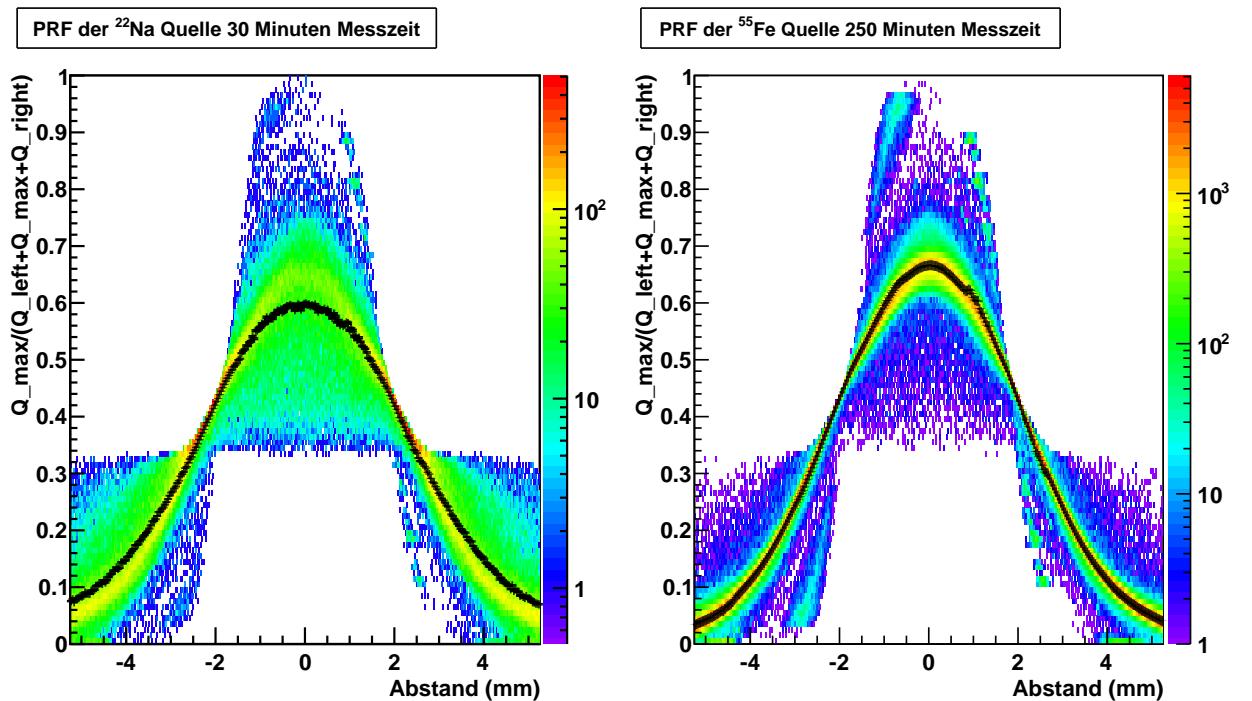


Abbildung VII.4: Antwortfunktion der Kathoden für die ^{22}Na Quelle mit einer Bleischicht (links) und für die ^{55}Fe Quelle mit einer Silber beschichteten Karbonfolie (rechts). Es wurde der Abstand x von der Mitte des Kathodenstreifens mit der maximalen Ladung zum Mittelpunkt der Gaslawine gegen die anteilige Ladung aufgetragen.

Es ist zu erkennen, dass bei der ^{22}Na Quelle die Ereignisse viel stärker um dem Mittelwert gestreut sind als bei der ^{55}Fe Quelle. Dies liegt an zwei Faktoren. Zum einen Werden die Photonen der ^{22}Na Quelle in einem großen Streuwinkel von der Quelle abgestrahlt. Bei der ^{55}Fe Quelle ist der Streuwinkel der Photonen durch den Kollimator sehr klein. Zum anderen Werden von der ^{22}Na Quelle Elektronen von der Bleischicht in unterschiedlichen Streuwinkeln abgelöst, welche quer durch die Kammer fliegen können. So kann es zu Gasverstärkung an mehreren Anodendrahten gleichzeitig kommen. Dies ist in der Abbildung zu erkennen, da bei der ^{22}Na Quelle das Ladungsverhältnis Werte von 0,3 annimmt, was bedeutet, dass auf allen drei Kathodenstreifen die gleiche Ladung induziert wurde. Bei der ^{55}Fe Quelle durchdringen die Photonen die silberbeschichtete Karbonfolie und es kommt zum Photoeffekt im Gas, wodurch es zu einer lokalen Bildung von Primärelektronen kommt. Daher ist die PRF nicht so weit gestreut wie für die ^{22}Na Quelle. Bei der ^{55}Fe Quelle ist beim Abstand von -3 bis 0 und einem Ladungsverhältnis von 0 bis 0,3 und von 0,8 bis 1,0 eine Unregelmäßigkeit zu erkennen. Diese unregelmäßigen Signale kommen von Signalstörungen im SPADIC. Es fällt auf, dass die Unregelmäßigkeit nicht symmetrisch ist, da sie wahrscheinlich nur auf dem linken Kanal erscheint. Diese Unregelmäßigkeit tritt auch in der PRF der ^{22}Na Quelle auf. Die ^{22}Na Quelle wurde über einen Zeitraum von 30 Minuten gemessen und ^{55}Fe Quelle über einen Zeitraum von 250 Minuten. Da für die ^{55}Fe Quelle mehr Ereignisse über einen längeren Zeitraum gemessen wurde, wurden mehr Störsignale aufgenommen.

VII.2 Resultate

Es wurde ein exponentieller Anstieg der Zählrate bei steigender Anodendrahtspannung mit der ^{22}Na Quelle gemessen. Aus diesen Resultaten konnten eine geeignete der Spannung für die Messung des ^{22}Na Spektrums gefolgert werden und ein Fehler für die Zählratenmessung abgeschätzt werden. Für eine genauere Fehlerabschätzung sollten in Zukunft längere automatisierte Zählratenmessungen mit konstanter Gasmischung durchgeführt werden.

Im Spektrum der ^{55}Fe Quelle sind die beiden charakteristischen Peaks bei 2,7 keV und 5,9 keV zu erkennen und eine Eichung des Energiespektrums der ^{55}Fe Quelle konnte vorgenommen werden. Die daraus ermittelte Energieauflösung von $(17,92 \pm 0,18)\%$ ist schlechter als bei bekannten Gasdetektoren. Dies kann zum einen an dem kleinen Anodendrahtabstand von 1,5 mm, oder zum anderen an dem SPA-

DIC liegen.

Das Spektrum der ^{22}Na Quelle entspricht nur teilweise den Erwartungen. Es gibt Grund zur Annahme, dass nicht das komplette Spektrum der ^{22}Na Quelle gemessen wurde.

Bei der Antwortfunktion der Kathoden für die ^{22}Na und die ^{55}Fe Quelle wurde gezeigt, dass die Messungen den theoretischen Erwartungen entsprechen. Es sind deutliche Unterschiede in den beiden Abbildungen zu erkennen, welche durch die Unterschiedliche der Quellen geklärt werden können.

Insgesamt lässt sich sagen, dass der gebaute Teststand wie eine normale Drahtkammer funktioniert und weitere Messungen mit anderen Konvertern vorgenommen werden können.

VII.3 Erste Messungen mit mehrlagigen Bronzekonvertern

In diesem Kapitel soll die Funktionsweise des selbst produzierten, gebohrten Bronzekonverters getestet werden. Dazu wurden mehrere Messungen im Konverterteststand durchgeführt. Es werden Ergebnisse von Zählratenmessungen mit einer ^{22}Na Quelle und das Spektrum so wie das Antwortverhalten einer ^{55}Fe Quelle gezeigt.

VII.3.1 Zählratenmessung

Um eine passende Gasmischung für die kommenden Messungen aus Argon und CO_2 zu bestimmen, wurden für den Konverterteststand mit gebohrtem Bronzekonverter Zählratenmessungen mit der ^{22}Na Quelle bei drei unterschiedlichen CO_2 Konzentrationen durchgeführt. Für 15% CO_2 , 20% CO_2 und 25% CO_2 . Um gute Arbeitsbedingungen für den Teststand zu ermitteln wurden dazu verschiedene Spannungen an die Anodendrähte und verschiedene Spannungen an den Testkonverter angelegt. Die Messergebnisse für jede CO_2 Konzentration und jede Konverterspannung werden in Abbildung VII.5 gezeigt. Bei einer Gasmischung von 15% CO_2 beginnt die Messung bei einer Drahtspannung von 1500 V, bei 20% und 25% CO_2 beginnt die Messung bei einer Drahtspannung von 1700 V. Erst ab diesen Werten konnte eine Zählrate gemessen werden. Es ist zu erkennen, dass die Zählrate exponentiell mit der angelegten Anodendrahtspannung steigt. Man sieht, dass mit zunehmender Drahtspannung die Zählraten für unterschiedliche Konverterspannungen sich aufspalten. Die Aufspaltung variiert mit unterschiedlicher Gasmischung. Um die Unterschiede

in den einzelnen Gasmischungen hervorzuheben, wurden die Zählratenmessungen ohne und mit maximaler Konverterspannung einzeln für jede CO₂ Konzentration in Abbildung *VII.7* dargestellt. Bevor der Konverter gebohrt wurde, wurden Zählratenmessungen bei gleichen CO₂ Konzentrationen durchgeführt. Zum Vergleich wurden diese Zählraten für den ungebohrten Bleikonverter als schwarze Punkte in den Diagrammen in Abbildung *VII.7* dargestellt. Je höher die CO₂ Konzentration im Gas ist, je höher lässt sich die Spannung an den Anodendrähten einstellen. Bei einer Konzentration von 15% CO₂ lässt sich ein deutlicher Unterschied zwischen den Zählraten bei 0 V am Konverter und 1250 V am Konverter erkennen. Bis zu einer Spannung von 1700 V erhält man etwa die gleichen Zählraten ab dieser Spannung steigt die Zählrate für eine Konverterspannung von 1250 V viel schneller als bei keiner Konverterspannung. Mit dem gebohrten Konverter wurde ab einer Anodendrahtspannung von 1900 V eine höhere Zählrate als mit dem ungebohrten Konverter gemessen. Bei einer CO₂ Konzentration von 20% wurde jeweils die gleiche Zählrate bis zu einer Anodendrahtspannung von 2000 V gemessen. Danach wurde für den Konverter mit angelegter Spannung eine höhere Zählrate gemessen, als ohne Konverterspannung. Für den gebohrten Konverter ist die Zählrate höher als für den ungebohrten Konverter. Bei einer Konzentration von 25% CO₂ wurde bis zu einer Anondendrahtspannung von 2200 V die Gleiche Zählrate ohne Konverterspannung und mit Konverterspannung gemessen. Nach diesem Spannungswert ist ein geringer Anstieg in der Zählrate zu erkennen. Diese Erhöhung befindet sich jedoch im Rahmen der Unsicherheit. Es ist zu erkennen, dass mit steigender CO₂ Konzentration der Trend der Aufspaltung abnimmt. Auch kann gesehen werden, dass mit steigender CO₂ Konzentration die gleichen Zählraten erst bei höheren Spannungen erreicht werden. Bei geringeren Löschgaskonzentrationen wird eine höhere Gasverstärkung bei niedrigeren Spannungen erreicht.

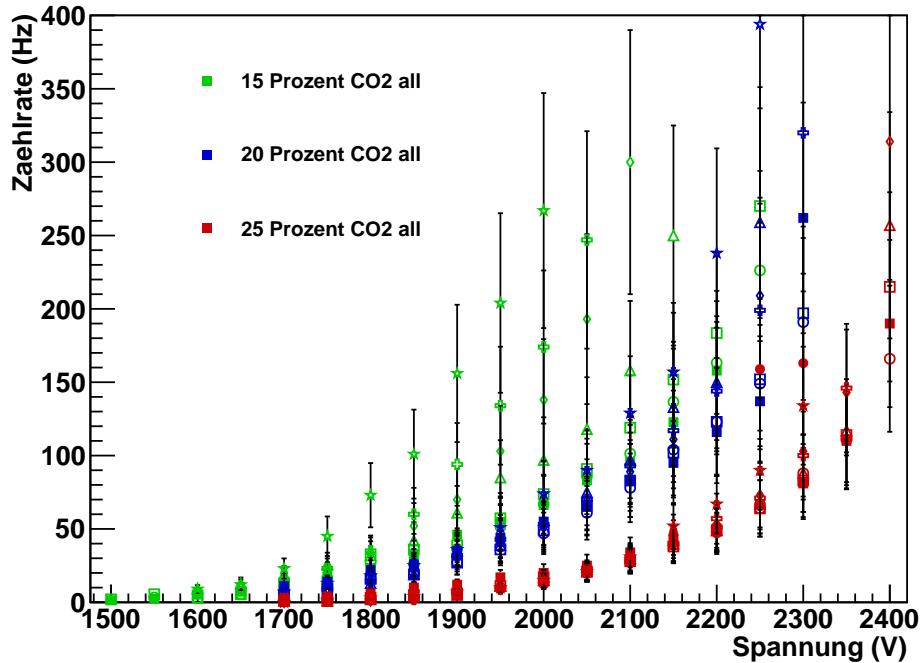


Abbildung VII.5: Alle gemessenen Zählraten im Vergleich. Für jedes Gasgemisch und jede gemessene Spannung am Bleikonverter mit Löchern ist die Anodendrahtspannung gegen die Zählrate dargestellt. Der Fehler für die Zählrate wurde auf 30% gesetzt.

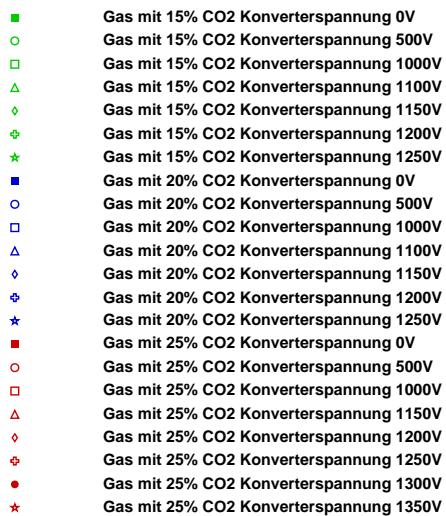


Abbildung VII.6: Legende zu den Messdaten in Abbildung VII.5

VII.3.2 *Messungen mit der Eisenquelle*

Um zu testen, ob die Photonen der ^{55}Fe Quelle auch durch den gebohrten Bronzekonverter kommen, wurde eine Messung mit der ^{55}Fe Quelle ohne anliegende Konverterspannung über Nacht durchgeführt. Das kallibrierte Energiespektrum ist in Abbildung VII.8 dargestellt. Der erste Peak im Spektrum bei 2,7 keV ist zu erkennen. Auch der zweite Peak bei 5,9 keV ist zu erkennen und weist eine symmetrische Form auf. Um die Energieauflösung zu bestimmen wurden beide Peaks an eine Gaußfunktion gefittet und mit den beiden Mittelwerten das Energiespektrum geeicht. Es wurde eine Energieauflösung von $(21,7 \pm 0,3)\%$ erreicht.

Aus den gemessenen Daten der ^{55}Fe Quelle wurde mit Gleichung (IV.22) der Abstand x berechnet. Es wird der Abstand x von der Mitte des Kathodenstreifens mit der maximalen Ladung zum Ankunftspunkt der Gasverstärkung gegen das Ladungsverhältnis aufgetragen. Dies ist in Abbildung VII.9 dargestellt. Die schwarze Kurve in der Abbildung ist der gemittelte Wert aller Einträge.

VII.4 *Resultate*

Für die ^{22}Na Quelle wurde eine erhöhte Zählrate mit Konverterspannung gemessen. Eine Erhöhung wurde bei einer Konzentration von 15% CO_2 schon bei kleineren Spannungen erregt. Mit 20% CO_2 wurde auch eine Anstieg in der Zählrate gemessen, jedoch bei etwas höheren Spannungen. Bei 25% CO_2 ist kaum eine Anstieg zu erkennen. Die Messergebnisse entsprechen nicht den Erwartungen. Simulationen haben ergeben [Ber11], dass es ohne Konverterspannung zu einer Zählrate von $(176,72 \pm 9,11)$ Hz und mit Konverterspannung zu einer Zählrate von $(714,87 \pm 18,3)$ Hz kommen soll. Diese absoluten Zahlenwerte werden in der durchgeführten Messung nicht erreicht. Betrachtet man die relativen Werte wird eine Vervierfachung der Zählrate erwartet. Dies ist in Messungen bei niedriger CO_2 Konzentration durchaus vereinbar. Jedoch lassen sich im Rahmen des Fehlers für die Zählrate keine absoluten Aussagen treffen. Weitere Messungen mit unterschiedlichen Konvertern sind hierfür unbedingt notwendig.

Das Spektrum der ^{55}Fe Quelle konnte mit dem gebohrten Bronzekonverter gemessen werden. Dies verdeutlicht, dass das elektrische Feld im Gas wie in bekannten Drahtkammern funktioniert, was nicht von vorne herein anzunehmen war, auf Grund der Löcher in der Konvertekathode. Diese beeinträchtigen die Feldgeometrie jedoch

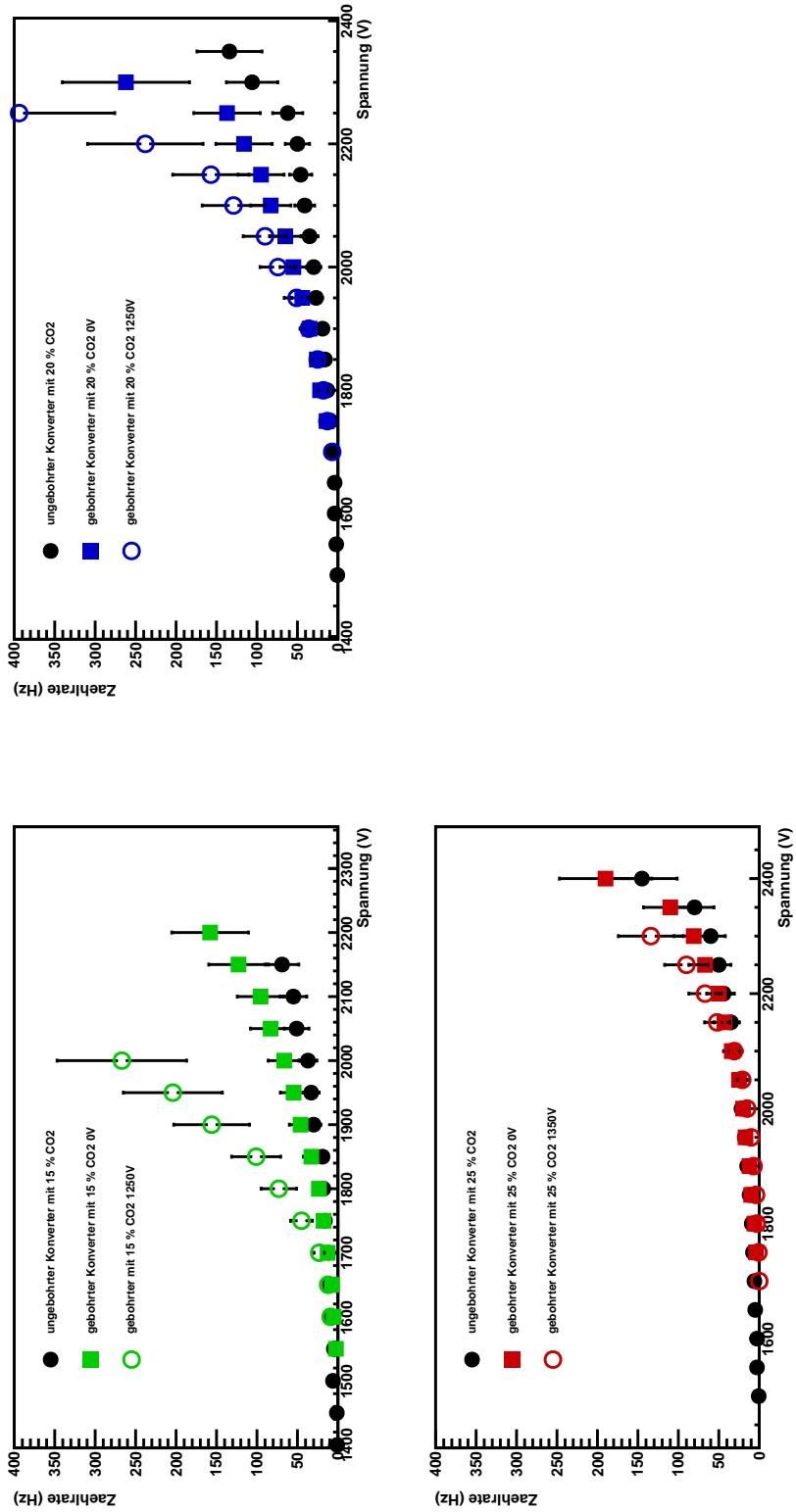


Abbildung VII.7: Reduzierte Zählratenmessungen für 15% CO₂, 20% CO₂ und 25% CO₂. Für jede Gasmischung ist die Anodendrahtspannung gegen die Zählrate dargestellt. Jeweils für 0 V und die maximale Konverterspannung für den Bronzekonverter mit Löchern. Zum Vergleich werden auch die Zählraten für den ungeböhrten Bronzekonverter gezeigt. Der Fehler für die Zählrate wurde auf 30% gesetzt.

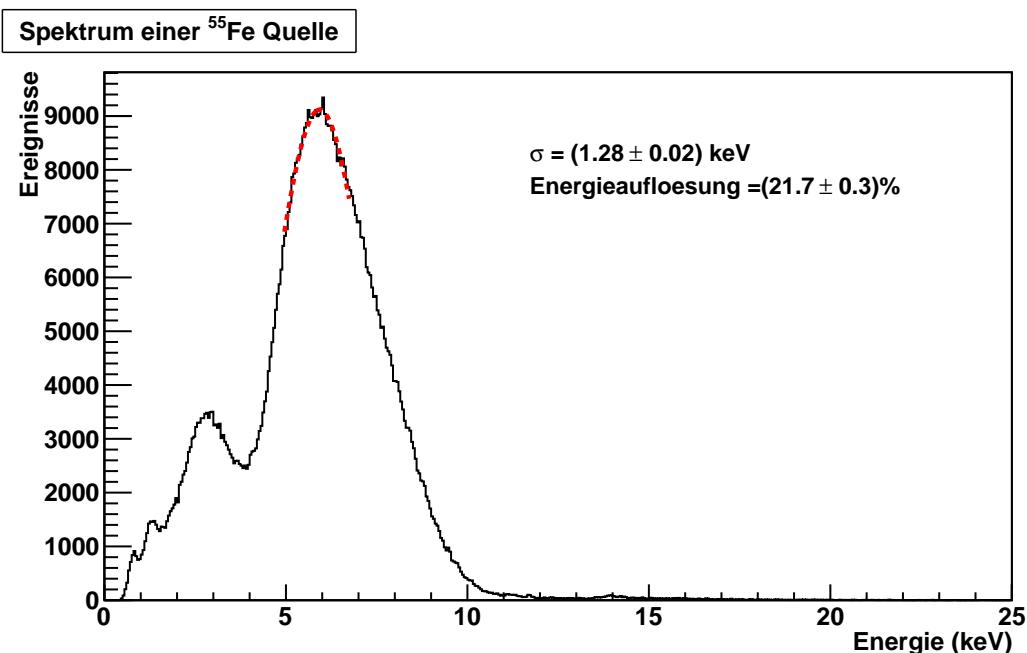


Abbildung VII.8: Energiespektrum der ^{55}Fe Quelle mit 2 mm Kollimator bei einer Anodendrahtspannung von 2050 V, einem Triggerwert von 85ADC auf Kanal 4, 15% CO₂, 1080 Minuten Messzeit

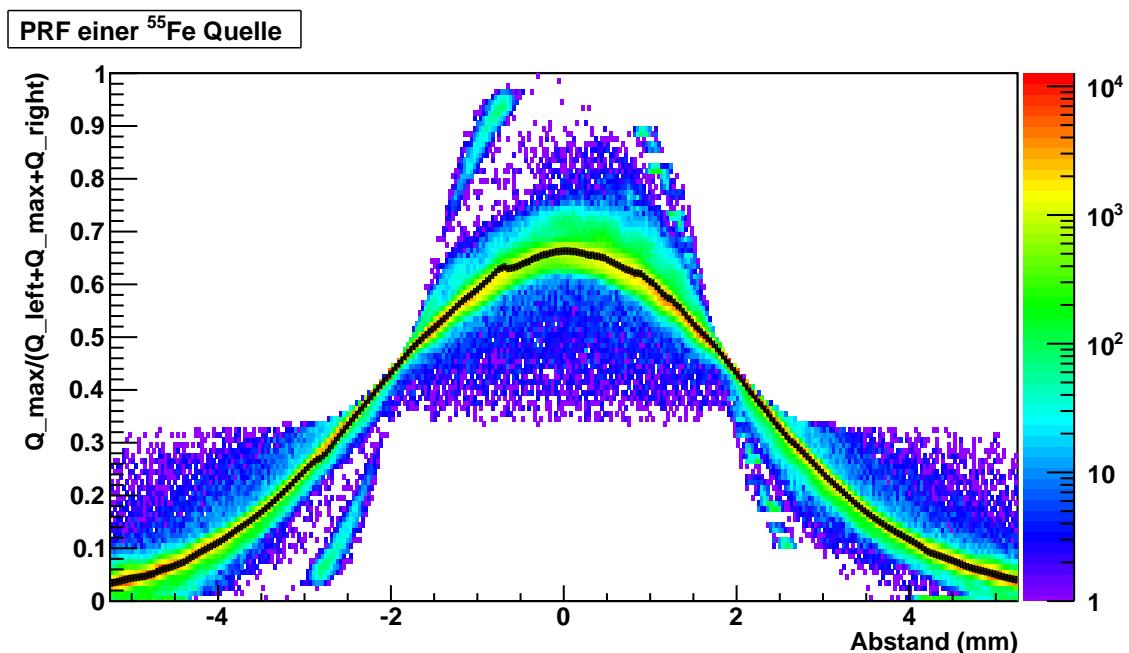


Abbildung VII.9: PRF für die ^{55}Fe Quelle mit 2 mm Kollimator. Unter Verwendung von dem geborstenen Bleikonverter bei 15% CO₂ und einer Anodendrahtspannung von 2050 V. Es wurde der Abstand von der Mitte des Kathodenstreifens mit der maximalen Ladung zum Mittelpunkt der Gaslawine gegen die anteilige Ladung aufgetragen.

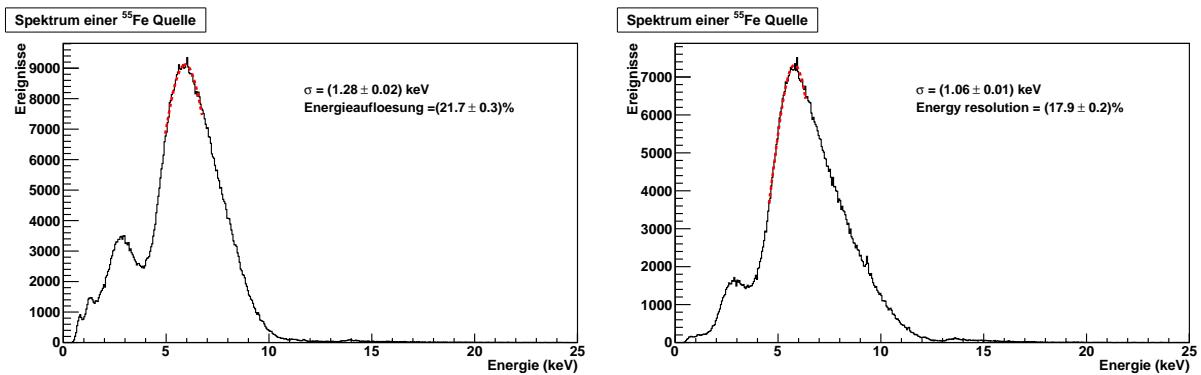


Abbildung VII.10: Eisenspektrum mit gebohrtem Konverter (links), Eisenspektrum mit Silber beschichteter Karbonfolie (rechts)

nicht. Es wurde eine Energieauflösung von $(21.7 \pm 0.3)\%$ gemessen. In Abbildung VII.10 ist das Eisenspektrum mit Silber beschichteter Karbonfolie zum Vergleich neben dem Eisenspektrum mit dem gebohrten Bronzekonverter dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das Eisenspektrum gemessen mit dem gebohrten Bleikonverter sogar eine symmetrischere Verteilung um die Mittelpunkte der Peaks aufweist als das Eisenspektrum mit einer Silber beschichteten Karbonfolie.

KAPITEL VIII

Vergleich mit einem bekannten Detektor und bekannter Elektronik

Um das korrekte Antwortverhalten des SPADICs verifizieren zu können, wurde beschlossen den Teststand mit alternativer Messelektronik zu betreiben. Zu diesem Zweck wurde von der GSI¹ ein Detektortyp, der für Hochratenmessungen für das CBM² Experiment genutzt wurde und ein PASA³ mit Ausleseplatine zur Verfügung gestellt. Da der PASA nur ein analoges Signal liefert, musste eine am Institut vorhandene Auslesekette an den PASA angepasst werden. Um die gesamte Auslesekette zu testen, wurde ein Eisenspektrum mit dem GSI Detektortyp aufgenommen.

VIII.1 Aufbau

Der Detektortyp ist eine Vieldrahtproportionalkammer mit einen Anschluss für die Gaszufuhr, einen für die Gasabfuhr und einen für die Hochspannungsversorgung (Abbildung *VIII.1*). Über die Gaszufuhr wird ein Gemisch aus Argon und CO₂ in die Kammer geleitet. Um den Gasfluss in der Kammer zu kontrollieren, ist der Gasabfluss mit einem Blasenzähler verbunden. Die Kammer hat ein 6cm × 8cm großes Eintrittsfenster aus aluminisierter 25µm dicken Kaptonfolie. Die Quelle wird für die Messung vor das Eintrittsfenster gelegt. Es wurde aluminisierte Kaptonfolie gewählt,

¹Gesellschaft für Schwerionenforschung

²Compressed Barionic Matter

³preamplifier and shaper

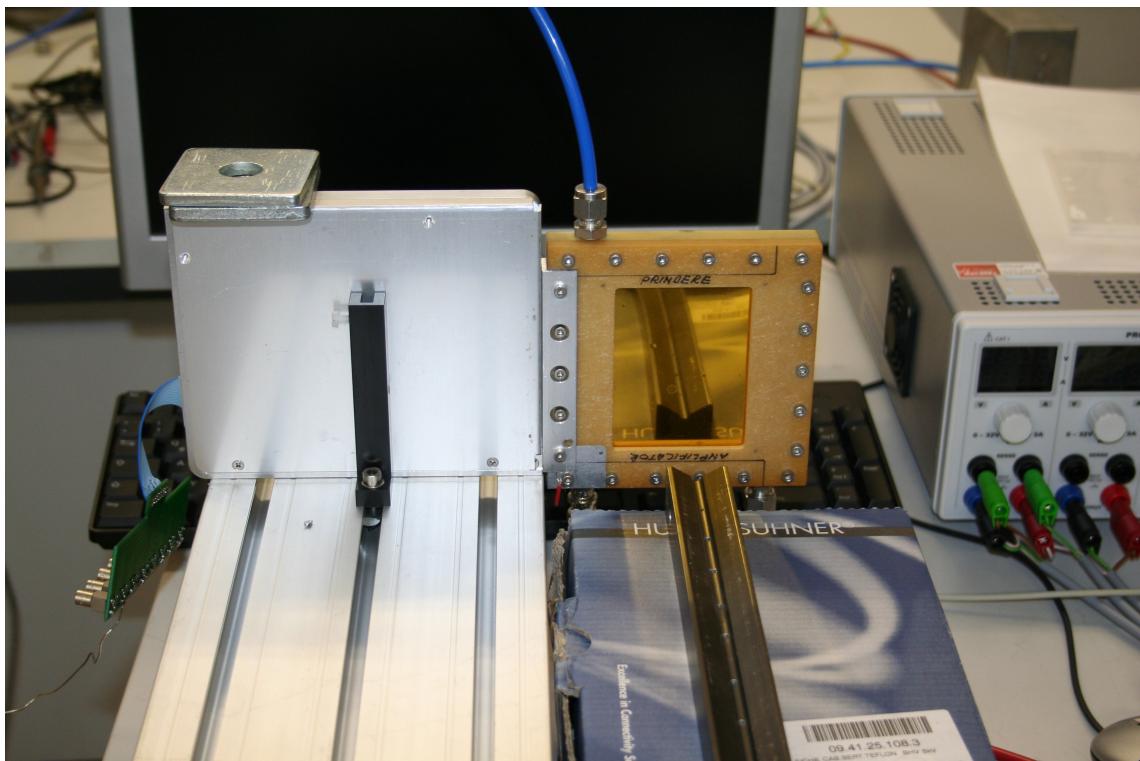


Abbildung VIII.1: GSI Detektortyp

da die von der Quelle abgestrahlten Photonen dieses Material gut durchdringen können. Hinter dem Eintrittsfenster befindet sich in einem 3 mm Abstand eine Anodendrahtebene. Die Drähte haben einen Abstand von 3 mm zueinander. In einem 3 mm Abstand von der Anodendrahtebene befindet sich die Kathodenstreifenebene mit acht Kathodenstreifen. Die Kammer ist mit der PASA Ausleseelektronik verbunden. Das Signal aus dem PASA wird über Kabel in den Hauptverstärker MA8000 geleitet und von dem Hauptverstärker in einen SIS3320 ADC. Der ADC ist in einem VME-Crate und wird über eine PCI-Schnittstelle ausgelesen. Die Schnittstelle ist über ein Glasfaserkabel mit dem Computer verbunden, in welchen eine PCI-Karte eingebaut ist. Auf dem Computer befindet sich das Online Analyse Programm, mit dem die Daten direkt ausgelesen und gespeichert werden können.

VIII.2 Analyseprogramm

Um ein Energiespektrum zu messen, muss das bereits vorhandene Programm zur Online Analyse des Praktikumsversuchs MiniPET - Ein Demnstrationsversuch zur Positronen-Emissions-Tomographie erweitert werden. Das Programm übergibt dem ADC verschiedene Parameter, welche in einer Parameterdatei gespeichert sind. So müssen in dieser Datei die Triggerwerte, die Höhe der Nulllinie, die Samplefrequenz, das Zeitfenster und weitere Parameter gesetzt werden.

Außerdem kann entschieden werden, ob der ADC das komplette Signal oder nur den Integralwert ausgeben soll. Um zu überprüfen ob man alle Werte richtig gesetzt hat, lässt man sich die kompletten Signale ausgeben. Wenn alles in Ordnung ist, lässt man sich nur den Integralwert vom ADC ausgeben, welcher dann direkt in ein Histogramm gefüllt wird. Mit dem Programm Roody kann man sich die Histogramme für jeden Kanal direkt während der Messung anzeigen lassen [HS08].

Für die Messung mit dem Detektorprototyp musste das Programm nun so umgeschrieben werden, dass bei jedem Ereignis der Integralwert auf dem Kanal mit der maximalen Signalthöhe und den beiden benachbarten Kanälen in einem Histogramm gespeichert werden.

VIII.3 Energiespektrum

Es wurden mehrere Messungen mit unterschiedlichen Positionen der Quelle vor dem Eintrittsfenster durchgeführt. Dabei wurde die Kammer mit einem konstanten Gas-

fluss von fünf Litern pro Stunde, einer Konzentration von 15% CO₂ und einer Anodendrahtspannung von 1500 V betrieben. Mit dem Online Analyse Programm konnte direkt gesehen werden, ob ein brauchbares Eisenspektrum aufgenommen wurde. In Abbildung VIII.2 ist ein Beispiel dieser Messreihe dargestellt. Durch das fitten des Spektrums an eine Gausfsfunktion ergibt sich eine Energieauflösung von $(12,67 \pm 0,08)\%$. Insgesamt wurde an allen Positionen ein ähnliches Energiespektrum gemessen. In vorherigen Messungen wurde mit Detektorprototyp an der GSI eine Energieauflösung von unter 10% gemessen [And12].

Es wurde verifiziert, dass der Detektorprototyp und der PASA mit der neuen Auslesekette funktionieren. Zwar wurde eine leicht schlechtere Energieauflösung als an der GSI erreicht, dennoch kann der PASA nun genutzt werden, um mit dem SPADIC im Teststand verglichen zu werden.

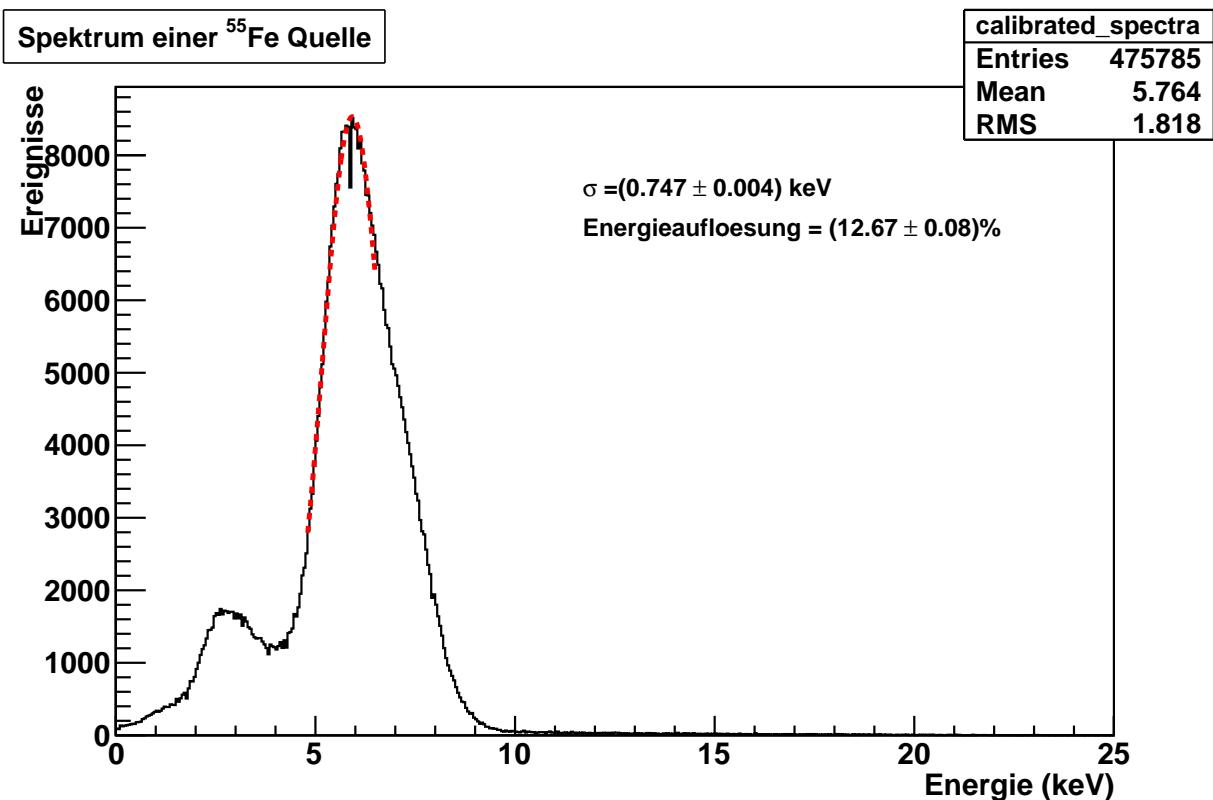


Abbildung VIII.2: Energiespektrum einer ⁵⁵Fe Quelle gemessen mit Antons Prototyp, bei einer Spannung von 1500 V und 15% CO₂.

KAPITEL IX

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden der vorgestellte Konverterteststand auf prinzipielle Funktionalität geprüft und ein Probekonverter aus Bronze mit HIDAC Geometrie hergestellt und getestet. Es wurden erste Messungen mit dem Konverterteststand und dem produzierten Konverter durchgeführt.

Die Messungen mit dem Konverterteststand haben erste Ergebnisse geliefert. Es wurden Zählratenmessungen mit einer ^{22}Na Quelle durchgeführt, womit ein grober Fehler für die Zählrate abgeschätzt werden konnte. Mit dem Konverterteststand und einem Eintrittsfenster für Photonen aus einer silberbeschichteten Karbonfolie konnte das Energiespektrum einer ^{55}Fe Quelle, mit einer Energieauflösung von $(17,92 \pm 0,18)\%$, gemessen werden. Dies zeigt, dass der gebaute Konverterteststand wie eine normale Drahtkammer funktioniert und weitere Messungen mit den Konvertern durchgeführt werden konnten.

Ein gemessenes Spektrum der ^{22}Na Quelle gibt Grund zur Annahme, dass der Teststand zur Zeit noch nicht in der Lage ist Elektronen mit einer Energie von 511 keV nachzuweisen.

Mit dem gebohrten Testkonverter konnte die aus Simulationen vorhergesagte Zählrate nicht verifiziert werden. Auch entspricht der exponentielle Anstieg der Zählrate nicht den Erwartungen. Die Zählraten weisen einen exponentiellen Anstieg mit steigender Spannung auf, was daran liegen könnte, dass nicht das gesamte ^{22}Na Spektrum aufgenommen wird. Da es nicht zur Sättigung kommt, können keine direkten Zählraten unterschiedlicher Konverter miteinander verglichen werden.

Das Spektrum der ^{55}Fe Quelle, mit einer Energieauslösung von $(21,7 \pm 0,3)\%$, kann-

te mit den gebohrten Konvertern gemessen werden. Dies zeigt, dass die Kammer im inneren Gasbereich vernünftig funktioniert. Die Messungen mit einem Detektorprototyp der GSI haben gezeigt, dass die neue Auslesekette funktioniert. Folglich kann nun der Teststand mit dem PASA ausgelesen werden.

Dies waren erste Tests, um zu sehen ob mit dem produzierten Konverterteststand die Effizienz verschiedener Konverter geprüft werden kann. Um die Fehler des Teststandes besser abschätzen zu können und somit eine genauere Aussage über die Effizienz treffen zu können, müssen in Zukunft weitere Messungen vorgenommen werden.

Im Augenblick kann noch nicht entschieden werden, ob sich der Teststand für den qualitativen Vergleich verschiedener Konverter eignet. Als nächstes muss die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse geprüft werden. Durch Austauschen der Ausleseelektronik können eventuelle Fehlerquellen ausgeschlossen werden. Die in dieser Arbeit getesteten Konverter sind geometrisch so gebaut, wie die Konverter in den quadHIDAC Detektoren. Das Ziel ist es, den Teststand und die Ausleseelektronik so zu optimieren, dass weitere Konvertergeometrien getestet werden können.

Literaturverzeichnis

- [And12] Anton Andronic. Persönliches Gespräch, 2012.
- [Ber11] J. Bersch. *Development of Small Animal PET Detectors based on Multi-Wire Proportional Chambers*. PhD thesis, Universität Münster, 2011.
- [Bol10] K. Bollwin. *Aufbau eines Teststandes zur Evaluierung von Vieldraht-Proportionalkammern einer quadHIDAC PET Kamera in Hinsicht aus Alterung und Wiederherstellung*. PhD thesis, Universität Münster, 2010.
- [BRR08] W. Blum, W. Riegler, and L. Rolandi. *Particle detection with drift chambers*. Springer Verlag, 2008.
- [BWW01] K. Bethge, G. Walter, and B. Wiedemann. *Kernphysik: Eine Einführung*. Springer, 2001.
- [CD04] S.R. Cherry and M. Dahlbom. *PET: physics, instrumentation, and scanners*. Springer Verlag, 2004.
- [Cha93] G. Charpak. Electronic imaging of ionizing radiation with limited avalanches in gases. *Reviews of Modern Physics*, 1993.
- [Fir05] R.B. Firestone. *Nuclear Data Sheets*, 106:1, 2005.
- [hb12] <http://saphir.physik.uni-bonn.de/saphir/thesis/9602/node37.html>. Internetseite, 2012.
- [HS08] V.M. Hannen and S. Streubel. MiniPET - Ein Demonstrationsversuch zur Positronen-Emissions-Tomographie. 2008.
- [Huo08] Huo Junde. *Nuclear Data Sheets*, 109:787, 2008.

- [Kri09] H. Krieger. *Grundlagen der Strahlungsphysik*. Vieweg + Teubner Verlag, 2009.
- [Leo87] W.R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer Verlag, 1987.
- [Lil06] John Lilley. *Nuclear Physics: Principles And Applications*. Wiley India Pvt. Ltd., 2006.
- [Mel03] A.C. Melissinos. *Experiments in modern physics*. Academic Press, 2003.
- [Nol11] W. Nolting. *Elektrodynamik*. Springer Verlag, 2011.
- [Sau77] F. Sauli. *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, volume 77. CERN, 1977.

Danksagung

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Johannes P. Wessels für die Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe und die Möglichkeit meine Bachelorarbeit hier zu schreiben.

Dr. Christian Klein-Bösing und besonders Don Vernekohl möchte ich für die wirklich gute Betreuung während dieser Arbeit danken. Ich hätte mir keine bessere Betreuung wünschen können. Bastian Baten, Jennifer Bersch, Markus Zimmermann und Don Vernekohl danke ich für die ständige Unterstützung und Beantwortung all meiner Fragen zu Computerproblemen und alles anderen Dingen. Es war schön mit euch ein Büro zu teilen. Auch danke ich allen anderen Personen in der Arbeitsgruppe für das nette Arbeitsklima und die witzigen Kaffeerunden.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, 05. März 2012

Annika Busch

