

Technische Universität München
Fakultät für Physik



Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik

Entwicklung eines mini TEGIC Detektors für schwere Ionen

Lukas Bierwirth

07. September 2016

Erstgutachter (Themensteller): Prof. Dr. Laura Fabbietti
Zweitgutachter: Prof. Dr. Elisa Resconi

Betreuer: Dr. Roman Gernhäuser

Zusammenfassung

Aktuell ist die Projektilfragmentation die effizienteste Methode, schwere exotische Kerne im Labor zu erzeugen. Um die Protonenzahl der Fragmentkerne in dem dabei entstehenden Cocktail zu bestimmen, eignet sich das Konzept einer Energieverlustmessung mit einer Tilted Electrode Ionization Chamber (TEGIC) in Kombination mit einer $B\rho$ -Messung. Diese Ionisationskammer besteht aus einer sandwichartigen Struktur von Kathoden und Anoden, die sich in der Strahlachse befinden und relativ zu dieser in einem spitzen Winkel stehen. Diese Bauweise ermöglicht kurze Driftstrecken und somit den Einsatz bei Experimenten mit hoher Teilchenrate.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein solcher Detektor anhand einer Geant4 Simulation optimiert, am Computer entworfen und von Hand gefertigt. Anschließend wurde er einigen Erprobungen im Labor unterzogen. Gegenstand dieser Untersuchungen waren neben der Dichtigkeit des Gehäuses, elektronische Eigenschaften wie das Rauschen und das Übersprechverhalten.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
1 Einleitung	1
2 TEGIC Grundprinzip	3
2.1 Tiltet Electrode Gas Ionization Chamber (TEGIC)	3
2.2 Energieverlust in Materie und Teilchenidentifikation	6
2.3 W-Wert	9
2.4 Schräger Einschuss	10
3 Detektoraufbau	15
3.1 Das Detektorkonzept	15
3.2 Ausleseelektroden	20
3.3 Verbindeplatine	24
3.4 Endplatine	24
3.5 Detektorgas: P10	27
4 Simulation	29
4.1 Was ist Geant4?	29
4.2 Vereinfachte Geant4 Geometrie	29
4.3 ATIMA vs. Geant4	30
4.4 Ablenkung des Strahls durch den Detektor	31
4.5 Elektronen und Optimierung der Folienfläche	32
4.6 Betrachtungen zum Energieverlust	34
5 Erprobung des Detektors im Labor	37
5.1 Ausleseelektronik	37
5.2 Dichtigkeit des Gehäuses	38
5.3 Pulserkalibrierung	39
5.4 Elektronisches Rauschen	39
5.5 Übersprechverhalten	40
5.6 Alphatest	42

6 Zusammenfassung und Ausblick	45
6.1 Zusammenfassung	45
6.2 Ausblick	46
A Anhang	49
A.1 Programme, Hilfsmittel und Materialien	49
A.2 Zuordnung von ADC-, TEGIC- & Preampkanälen zueinander	51
A.3 Detaillierte Daten der Berechnung des Beschusses mit ^{238}U (300 MeV/u)	52
A.4 Technische Zeichnungen	53
Literatur	57

Abbildungsverzeichnis

2.1	Transversale Ionisationskammer	4
2.2	Schnittansicht der TEGIC diskutiert in [5]	5
2.3	Energieverlust: Landauverteilung	8
2.4	Schräger Einschuss in Verkippungsebene	10
2.5	Relative Abweichung $\frac{\Delta E}{E}$ als Funktion des Einschusswinkels	11
2.6	Schräger Einschuss: Allgemeiner Fall	12
3.1	Explosionsskizze des gesamten Detektors	16
3.2	Schnittansicht Alphakonfiguration	18
3.3	Zusammengebauter Detektor.	19
3.4	Herstellungsprozess einer Elektrode	21
3.5	„Weiterschieben“ des Signals am Beispiel der ersten drei Elektroden	23
3.6	Verbindeplatine	24
3.7	Endplatine	25
3.8	Driftgeschwindigkeit in P10-Gas	27
4.1	Visualisierung der Geant4 Geometrie	30
4.2	Verteilung des Energieverlustes (Kanal 15) und Ortsverteilung am Detektorende	32
4.3	Deponierte Energie als Funktion des Folienradius	33
4.4	Einfluss der δ -Elektronen auf die deponierte Energie	34
4.5	Mittlerer gegen maximalen (minimalen) und maximaler gegen minimalen Energieverlust	35
5.1	Infographik Ausleseelektronik	37
5.2	Elektronisches Rauschen	41
5.3	Übersprechverhalten	42
6.1	Aufbau an der GSI	47
6.2	Mögliche Detektorerweiterung (Skizze)	48
A.1	Technische Zeichnung: Ausleseplatine	53
A.2	Technische Zeichnung: Endplatte	54
A.3	Technische Zeichnung: Schnittansicht	55

Kapitel 1

Einleitung

Einen der interessantesten Bereiche der Kernphysik stellen Experimente mit radioaktiven, kurzlebigen Isotopen dar. Aus ihnen lassen sich Erkenntnisse gewinnen, die eine Vielzahl von aktuellen Forschungsgebieten betreffen. Stellvertretend hierfür werden nachfolgend drei Beispiele kurz angeführt.

Als erstes sei der r-Prozess genannt, der den schnellen Neutroneneinfang in einer neutronenreichen Umgebung bei hohen Temperaturen beschreibt. Die dabei erzeugten, instabilen Kerne mit großem Neutronenüberschuss zerfallen über den β -Zerfall hin zu stabilen Nukliden. So liefert dieser Prozess einen wesentlichen Beitrag bei der Erzeugung aller Elemente, die schwerer sind als Eisen, und ist die dominante Ursache für Kerne schwerer als Blei. [1]

Die stark asymmetrischen Kerne, wie sie beim r-Prozess temporär entstehen, eignen sich auch, um die Restwechselwirkung zwischen den Nukleonen zu untersuchen, sofern sie bei Laborbedingungen produziert werden können.

Den letzten Punkt dieser kurzen Auflistung bildet die Suche nach der „Equation of States“ (EOS) für neutronenreiche Materie. Diese Zustandsgleichung wiederum ist von Relevanz im Hinblick auf Phänomene, die bei der Struktur von Neutronensternen oder bei der Simulation von Kernkollaps-Supernovae, vorkommen. [2]

Die Erzeugung dieser schweren exotischen Kerne, die auf der neutronenreichen Seite des Tals der Stabilität liegen, im Labor stellt eine gewisse Herausforderung dar. Die gegenwärtig effizienteste Methode dies zu tun, ist die Projektilfragmentation.[3] Den dabei erzeugten Cocktail aus Teilchen gilt es dann in seine Inhaltsstoffe aufzuschlüsseln, d.h. eine Teilchenidentifikation muss erfolgen. Das Verhältnis aus Massezahl A und Protonenzahl Z eines Fragmentes lässt sich über eine $B\rho$ -Messung ermitteln, bei der man sich die Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld zu Nutze macht. Um den Kern vollständig zu beschreiben, ist also noch die Protonenzahl Z zu messen. Hier können Ionisationskammern zum Einsatz kommen, die den charakteristischen Energieverlust $\Delta E(Z)$ des Kerns beim Flug durch das Detektorgas nachweisen.

Ionisationskammern gibt es, je nach Einsatzgebiet, in vielerlei Bauformen und mit unterschiedlichen Betriebsspannungen. Von handlicheren Ausführungen, wie dem Geiger-Müller-Zählrohr, bis hin zu großen Exemplaren, wie der Time Projection Chamber (TPC) des A Large Ion Collider Experiment (ALICE¹).

Detektortypen mit solch großen Nachweisvolumen sind aufgrund ihrer durch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen limitierten Ratenverträglichkeit nur bedingt für Experimente mit exotischen Kernen geeignet. Da diese oftmals kleine Produktionswirkungsquerschnitte aufweisen, sind hohe Intensitäten nämlich unvermeidbar, um statistisch aussagekräftige Resultate zu gewinnen.

Ein Detektorkonzept, das genau für den Betrieb in Experimenten mit hoher Rate ausgelegt ist, trägt den Namen Tilted Electrode Gas Ionization Chamber (TEGIC). [5] Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde ein solcher Detektor simuliert, entworfen und gebaut. Anschließend wurde er einigen Erprobungen im Labor unterzogen.

¹Hauptzweck dieses Experiments am Large Hadron Collider (LHC) in Genf ist die Erforschung des Quark-Gluon Plasmas sowie stark wechselwirkender Kernmaterie [4].

Kapitel 2

TEGIC Grundprinzip

Gleich zu Beginn soll in diesem Kapitel der Aufbau einer TEGIC dargelegt werden. Daraufhin wird der Energieverlust geladener Teilchen in Materie in den Fokus gerückt. Insbesondere wird dabei anhand der Bethe-Bloch-Formel herausgearbeitet, wie sich aus dieser die Möglichkeit zur Teilchenidentifikation mittels einer Ionisationskammer ergibt. Zudem wird die Verteilung des Energieverlustes in Form einer Landauverteilung besprochen und dargestellt, welchen Einfluss hierbei die δ -Elektronen ausüben. Schließlich wird nach einem kurzen Abschnitt zum W -Wert die Rolle des Teilcheneinschusses in einem Winkel ungleich null zur Strahlachse diskutiert.

2.1 Tilted Electrode Gas Ionization Chamber (TEGIC)

Wie einleitend erwähnt, sind Ionisationskammern mit großen Driftstrecken nur bedingt geeignet für Experimente mit sehr hoher Intensität.

Dies liegt zum einen an dem Limit, das sich aus der Driftzeit der Elektronen ergibt. Zum anderen kommt es bei großen Abständen zwischen den Elektroden und hohen Raten auch dazu, dass den Ionen, die Teilchen A erzeugt hat, mitunter nicht genügend Zeit bleibt, um bis zur Kathode zu driften, bevor Teilchen B in das aktive Volumen einfällt. Dessen Elektronen befinden sich nun also in einem elektrischen Feld, das durch die Raumladung der nicht abgeflossenen Ionen positionsabhängig wird. Dadurch wird die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in nicht vorhersagbarer Weise beeinflusst.

Eine Möglichkeit, diese Beschränkungen zu umgehen, ist das Design der TEGIC (vgl. Abb. 2.2). Hierbei wird der Gasraum der Ionisationskammer durch eine Serie von sehr dünnen Elektroden segmentiert. Es entsteht eine sandwichartige Struktur von Anoden und Kathoden. Dadurch lassen sich deutlich kürzere Driftstrecken und gleichbedeutend damit eine Verträglichkeit mit höheren Raten erzielen. Durch die Verkipfung der Elektroden einer TEGIC wird vermieden, dass sich die Wege der beiden erzeugten Ladungsträgertypen kreuzen und somit die Zahl der Rekombinationen verringert.

Jedoch sollte der Winkel kleiner als 90° gelassen werden, da es bei diesem Winkel zu einer maximalen Ortsabhängigkeit des Feldes durch die von den Ionen verursachte Feldmodifikation kommt. [5]

Abbildung 2.1 illustriert die durch Ionisation entlang des Weges eines durchfliegenden Teilchens entstandenen Elektronen und Ionen sowie deren Bewegung im elektrischen Feld hin zur jeweils nächstgelegenen Anode bzw. Kathode.

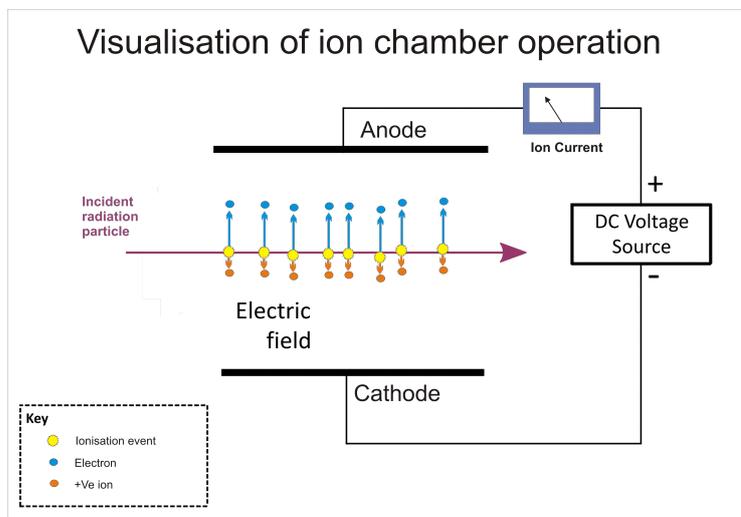


Abbildung 2.1: Transversale Ionisationskammer. Zwischen den Platten eines Kondensators befindet sich ein Zählgas. Dieses wird von einem einfallenden Teilchen ionisiert. Die dabei frei werdenden Elektronen driften im E-Feld zur Anode und können dort als Strompuls nachgewiesen werden. Die Ionen wandern zur Kathode mit einer Geschwindigkeit die rund 1000 mal langsamer ist als die der Elektronen [6]. Bildquelle: [7] (leicht modifiziert).

Bei der praktischen Realisierung eines TEGIC-Detektors sind folgende Punkte von besonderer Relevanz:

- Gasreinheit: Eine Verunreinigung des Detektorgases kann zum einen zu einem Verlust an Elektronen (durch Elektroneneinfang durch das Fremdgas) und zum anderen zu einer Veränderung der Driftgeschwindigkeit führen. Zum Beispiel im Falle von P10-Gas (Druck 4 bar & E-Feld 200 V/cm) führt das Hinzufügen von 0,1 % Wasser zu einer Reduktion der Driftgeschwindigkeit um ca. 20 % [8].

2.1 Tilted Electrode Gas Ionization Chamber (TEGIC)

- Planparallele Elektroden: Unregelmäßige Abstände zwischen benachbarten Elektroden führen zu einer Verringerung der Auflösung der Energie E , die auch nicht durch Kalibration behebbar ist. Abschätzung: Es bezeichne l den Sollabstand zwischen benachbarten Folien. Für kleine $\Delta l, \Delta E$ gilt dann: $\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta l}{l}$.
- Dünne Elektroden: Bauartbedingt deponieren nachzuweisende Teilchen einen Teil ihrer Energie in den Elektroden. Diesem unerwünschten Effekt kann nur mit der Verwendung möglichst dünner Folien als Elektroden begegnet werden.¹
- Kompaktes Design: Dies hat zwei Konsequenzen: Zum einen werden auftretende Kapazitäten und somit kapazitives Rauschen minimiert. Zum anderen werden auf kurzen Leitungen auch weniger Störungen durch externe Felder eingefangen. (vgl. hierzu auch 5.4)
- Modularer Aufbau: Ermöglicht den unkomplizierten Austausch einzelner Komponenten und eine eventuelle Erweiterung des Detektors.

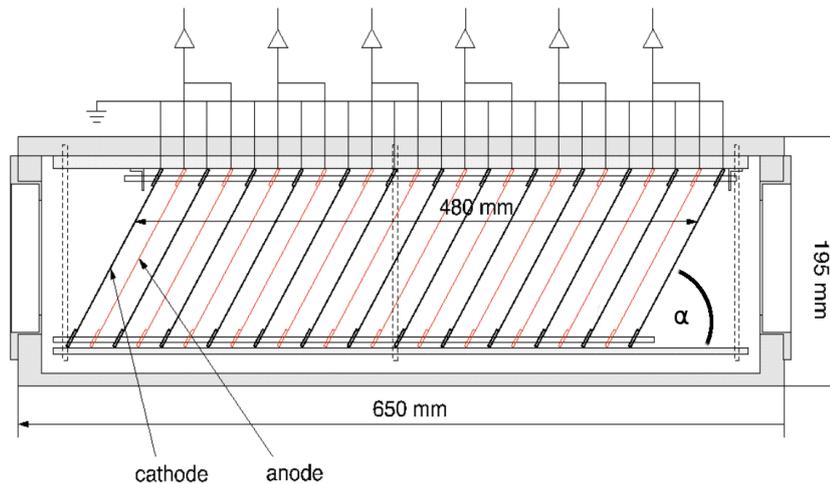


Abbildung 2.2: Schnittansicht der TEGIC diskutiert in [5]. Gedachte Strahlteilchen fallen entlang der horizontalen Mittelachse ein. Ausgelesen werden die einzelnen Anoden, die zur Signalverstärkung auch koppelbar sind.

¹Aus den bei der Konstruktion gewählten Dicken der Detektorschichten Folie und Gassegment resultiert ein Verhältnis von $\frac{Dicke_{Folie}}{Dicke_{Gasvol.zw.2Folien}} = \frac{0,47 \mu\text{g}/\text{cm}^2}{1,50 \text{mg}/\text{cm}^2} = 0,3 \%$.

2.2 Energieverlust in Materie und Teilchenidentifikation

Der letzte Abschnitt sollte dem Leser die Funktionsweise einer TEGIC nähergebracht haben. Nun erfolgt eine kurze Betrachtung der theoretischen Grundlage in Form der Bethe-Bloch-Formel.

2.2.1 Bethe-Bloch-Formel

Ein gegenüber dem Elektron schweres, geladenes Teilchen, das sich durch Materie bewegt, erfährt einen mittleren Verlust an Energie E pro Materialdicke x , der über einen weiten Energiebereich von der Bethe-Bloch-Formel (2.1) beschrieben wird. In ihrer konventionellen Form lautet diese [9] :

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.1)$$

$$\text{mit } K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \text{ und } T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (2.2)$$

Hierbei bedeutet N_A Avogadro-Konstante, r_e Klassischer Elektronenradius, m_e Elektronenmasse, c Lichtgeschwindigkeit, M Teilchenmasse, z Ladungszahl des Teilchens, Z Protonenzahl der Atomkerne im Material, A Massezahl der Atomkerne im Material, $\beta = \frac{v}{c}$ Geschwindigkeit des Teilchens, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ Lorentzfaktor, T_{max} maximal möglicher Energieübertrag an ein freies Elektron in einer einzigen Kollision, I mittlere Anregungsenergie und $\delta(\beta\gamma)$ Dichtekorrekturterm zum Energieverlust durch Ionisation (wichtig bei hohen Energien).

Eine schöne Herleitung dieser Gleichung mit Ausnahme des letzten Terms aus dem Mott-Streuquerschnitt und unter Wahl des Bezugssystems als Ruhesystems des Strahlteilchens findet sich beispielsweise bei [10]. Daneben kommt in nahezu allen gängigen Lehrbüchern zu diesem Thema (z.B. bei [11]) die anschaulichere Herleitung des ersten Terms in klassischer, nicht-relativistischer Näherung nach Bohr vor. Diese betrachtet die Coulombwechselwirkung zwischen dem einfallenden Teilchen und den gebundenen Elektronen des Materials, welche, abhängig vom erfolgten Energieübertrag, aus dem Atom gestoßen (Ionisation) oder in höhere Schalen angeregt werden können.

Wird der langsam variierende, logarithmische Term als konstant behandelt, so erhält man als zentrale Abhängigkeit $-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \propto \frac{z^2}{\beta^2}$. Dies eröffnet die Möglichkeit, Kerne mit verschiedenem z und identischem β anhand ihres mittleren Energieverlustes pro Weglänge zu unterscheiden.

Betrachtet man zwei Kerne mit den Protonenzahlen z und $z + 1$, so stellt man fest, dass sich wegen der quadratischen Abhängigkeit des mittleren Energieverlustes eine Unterscheidung zwischen den beiden Kernen mit wachsendem z immer schwieriger gestaltet. Schließlich gilt für große z : $\frac{\left\langle \frac{dE(z)}{dx} \right\rangle}{\left\langle \frac{dE(z+1)}{dx} \right\rangle} \rightarrow 1$.

Der absolute Wert des Energieverlustes steigt dagegen mit wachsendem z quadratisch an.

Weil der mittlere Energieverlust unabhängig von der Masse des Teilchens ist (von der schwachen Massenabhängigkeit von T_{max} abgesehen, die praktisch keine Rolle spielt) [9], lässt sich die Zusammensetzung eines Kernes nicht vollständig (Neutronen- und Protonenzahl) mittels des Energieverlustes aufschlüsseln. Ein zusätzliches Neutron z. B. hat keine Auswirkung.

Große Effekte, wenn auch auf andere Weise, dagegen können die δ -Elektronen haben. Diese werden unter anderem im kommenden Abschnitt behandelt.

2.2.2 Energieverlustverteilung und δ -Elektronen

Die bisher eingeführte Bethe-Bloch-Formel beschreibt den *mittleren* Energieverlust. Damit klingt schon an, dass es sich beim Energieverlust geladener Teilchen in Materie um einen statistischen Prozess handelt, bei dem viele Einzelereignisse zum gesamten Energieverlust beitragen.

Der tatsächliche Energieverlust in dünnen Schichten folgt dabei einer Landauverteilung [9]. Diese hat die Form:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda}) \right] \quad (2.3)$$

Es steht $\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_0}{\xi}$ für den Quotienten aus der Abweichung des Energieverlustes ΔE vom wahrscheinlichsten Wert ΔE_0 und einer materialabhängigen Konstante ξ .

Wie Abbildung 2.3 zeigt, setzt sich diese Verteilung bildlich gesprochen aus einer näherungsweise gaußförmigen Kurve für kleine Energieüberträge und einem Ausläufer in Richtung höherer Energien zusammen. Für dicke Schichten ist die Asymmetrie der Verteilung weniger stark ausgeprägt. Sie geht aber nicht in eine Gaußglocke über. [9]

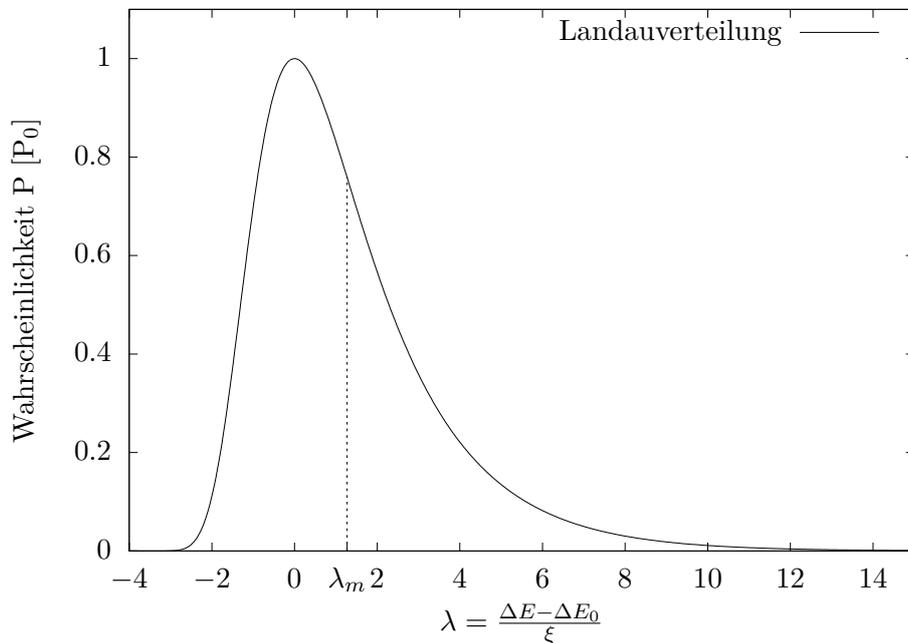


Abbildung 2.3: Landauverteilung: der wahrscheinlichste Wert $\lambda = 0$ entspricht nicht dem mittleren Wert λ_m .

Die Ursache für den Ausläufer sind die δ -Elektronen. So bezeichnet man ein Elektron, das bei einem der selten stattfindenden harten Stöße entsteht, bei welchen soviel Energie auf das Elektron übertragen wird, dass dieses selbst weitere Ionisation verursacht.

Diese Elektronen sind von besonderem Interesse, da sie eine hohe Reichweite haben und aus der Detektorgeometrie entweichen können. Im Falle einer TEGIC kann man zwei Fälle unterscheiden. Erstes können die δ -Elektronen ihr Entstehungssegment mit einer Impulsrichtung, die im Wesentlichen parallel oder antiparallel zur Strahlrichtung ist, verlassen. Dann werden diese e^- in einem Segment weiter vorne oder hinten nachgewiesen. Im Mittel sollte sich der Effekt dieser beiden Möglichkeiten aufheben. Zum anderen können sie jedoch auch in radialer Richtung zur Strahlachse emittiert werden. Geschieht dies, entziehen sie sich und damit ihre Energie dem Nachweisvolumen des Detektors.

Die Energieverteilung der δ -Elektronen mit einer kinetischen Energie $T \gg I$

lautet mit den Bezeichnungen von oben wie folgt [9]:

$$\frac{d^2N}{dTdx} = \frac{1}{2} K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{F(T)}{T^2} \quad (2.4)$$

Der neu eingeführte spinabhängige Faktor $F(T)$ ist für $T \ll T_{max}$ gut mit eins abschätzbar [9]. In diesem Fall kann 2.4 leicht über T, x integriert werden.

Zum Abschluss dieses Abschnitts soll noch eine Tatsache notiert werden, die die Reichweite von Elektronen in Materie betrifft. Für diese gilt [12]:

$$x_{max} = 412 T^{1,265-0,0954 \ln T} \quad \text{für } 0,01 < \sim T < \sim 2,5 \text{ MeV} \quad (2.5)$$

$$x_{max} = 530 T - 106 \quad \text{für } T > \sim 2,5 \text{ MeV} \quad (2.6)$$

Für δ -Elektronen ist die Reichweite also näherungsweise eine lineare Funktion der Energie.

Messgröße in einer Ionisationskammer ist jedoch nicht der bisher besprochene Energieverlust, sondern die Anzahl an erzeugten Elektronen. Um diese beiden Größen in Verbindung zu setzen, kann man den W-Wert heranziehen. Der nachfolgende Abschnitt befasst sich mit diesem.

2.3 W-Wert

Der empirische W-Wert ist die mittlere Energie, die nötig ist, um ein Elektron-Ion-Paar zu erzeugen. Für relativistische Teilchen ist dieser Wert nahezu konstant [9] und er liegt für die meisten Gase um die 30 eV. Folglich sind bei einem Energieverlust von 10 MeV rund 300000 Elektronen zu erwarten. Diese Zahl gilt aber nur, sofern auch alle Elektronen, die durch Sekundärionisation entstehen, mitgezählt werden. In der Praxis stellt dies ein Problem dar: δ -Elektronen können leicht aus dem Nachweisvolumen entweichen (vgl. auch 2.2.2) und erzeugen außerhalb dessen Elektronen, die dann nicht registriert werden können. In der Konsequenz ist die gemessene Zahl kleiner als durch den W-Wert vorhergesagt. Auch Verunreinigungen des Gases können einen großen Effekt auf die Zahl der erzeugten Elektronen haben. [13]

Zieht man die Bethe-Bloch-Formel zur Teilchenidentifikation heran, so ist neben der genauen Messung des Energieverlustes auch die Kenntnis der dabei zurückgelegten Strecke unverzichtbar. Dies führt zum nächsten Thema, dem schrägen Einschuss.

2.4 Schräger Einschuss

Solange das Teilchen parallel zur Strahlachse einfällt, ist die zurückgelegte Strecke leicht bestimmt. Aber was geschieht, wenn seine Fortbewegungsrichtung in einem Winkel zu dieser Achse steht? Bevor die Formel für den allgemeinen Fall angegeben wird, werden zwei Sonderfälle unterschieden: Der Teilcheneinfall in der Verkippungsebene und der in der Ebene senkrecht zu dieser.

2.4.1 Verkippungsebene

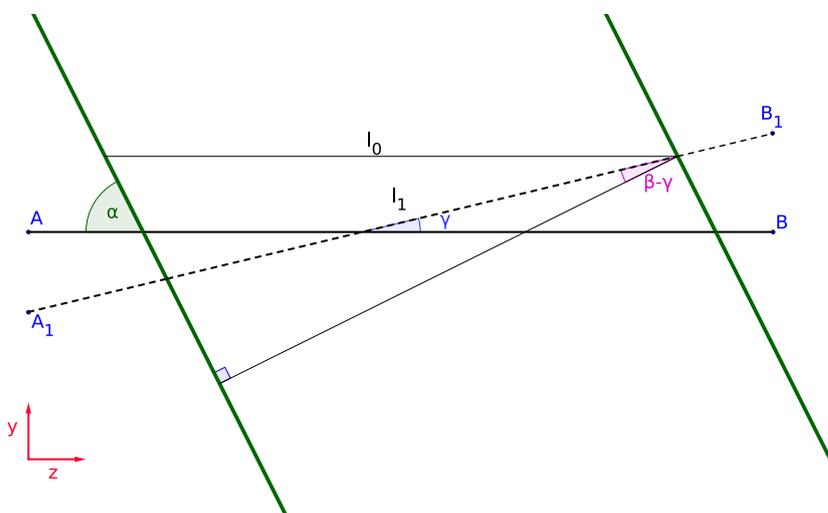


Abbildung 2.4: Schräger Einschuss in der Verkippungsebene (y - z -Ebene): Teilcheneinfall entlang der Strecke $[A_1B_1]$ im Winkel γ zur Strahlachse $[AB]$ führt zu einer Abweichung der zwischen den Elektroden zurückgelegten Strecke l_1 von der Sollstrecke l_0 . α ist der Winkel zwischen der Strahlachse und den Elektroden und β sei definiert als $\frac{\pi}{2} - \alpha$.

Zuerst wird der schräge Teilcheneinfall in der Verkippungsebene betrachtet (vgl. Abbildung 2.4). Mittels elementarer Geometrie kann man sich überzeugen, dass mit den Bezeichnungen aus Abb. 2.4 gilt:

$$\frac{l_1}{l_0} = \frac{\cos(\beta)}{\cos(\beta - \gamma)} \quad (2.7)$$

Für die relative Abweichung ergibt sich somit für kleine Winkel γ :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta l}{l} = \frac{|l_1 - l_0|}{l_0} = \left| \frac{\cos(\beta)}{\cos(\beta - \gamma)} - 1 \right| \quad (2.8)$$

In Abbildung 2.5 ist diese Funktion geplottet. Für negative Winkel ist ein schnellerer Anstieg zu verzeichnen als für positive. Der Grund hierfür ist, dass die Strecke l_0 sich zunächst für positive Winkel auf das Minimum des Abstandes der beiden Elektroden, also dem Normalabstand, zubewegt, während negative Winkel sich von Beginn an davon entfernen.

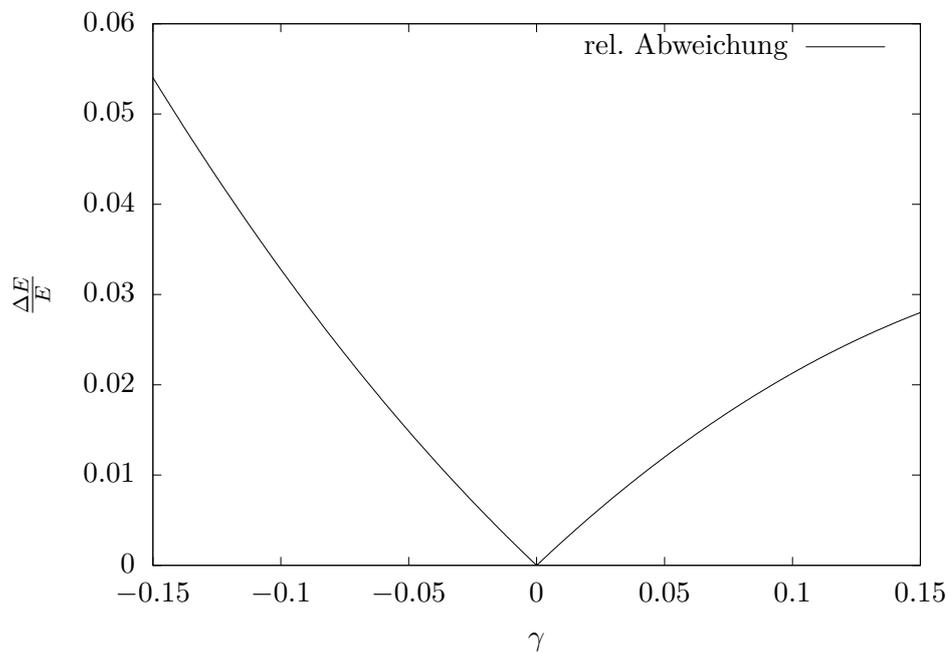


Abbildung 2.5: Relative Abweichung als Funktion des Einschusswinkels.

2.4.2 Ebene senkrecht zur Verkippungsebene

Dieser Fall ergibt sich aus dem zuvor behandelten, allgemeineren Fall, indem man $\beta = 0$ setzt. Also gilt mit θ , dem Einschusswinkel in der Ebene senkrecht zur Zeichenebene in Abbildung 2.4:

$$\frac{\Delta E_s}{E} = \frac{\Delta l_s}{l} = \left| \frac{1}{\cos(\theta)} - 1 \right| \quad (2.9)$$

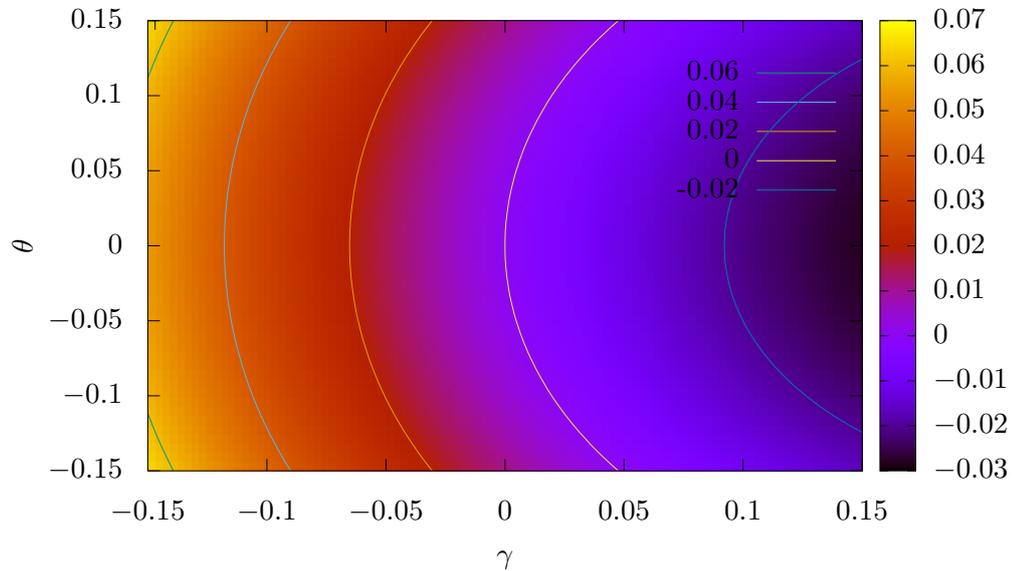


Abbildung 2.6: Allgemeiner Fall des schrägen Einschusses.

2.4.3 Allgemeiner Fall

Ehe das nächste Kapitel beginnt, sei der Vollständigkeit halber noch die Formel für den allgemeinen schrägen Einschuss angegeben:

$$\frac{\Delta E_{total}}{E} = \left| \sqrt{\tan^2(\theta) + \frac{\cos^2(\beta)}{\cos^2(\gamma - \beta)}} - 1 \right| \quad (2.10)$$

Wie man sich leicht überzeugen kann, beinhaltet diese die beiden bereits diskutierten Sonderfälle. Am leichtesten herleiten lässt sich diese Formel, indem man l_1 in eine Komponente (z) parallel zur Strahlachse und eine Komponente senkrecht dazu (y) zerlegt. Beachtet man dann noch, dass die Ablenkung in der verbleibenden Richtung (x) als $z \cdot \tan(\theta)$ gegeben ist, muss nur noch der Betrag des Vektors (x, y, z) gebildet werden.

Diese Funktion (ohne Betragsstriche!) ist in Abbildung 2.6 gezeichnet. Man bemerke die Konturlinie für die $\frac{\Delta E_{total}}{E}$ gleich null ist. Hier heben sich die Beiträge durch die beiden Winkel gerade auf, und das Teilchen durchläuft den Detektor auf einer Strecke mit Solllänge.

Hiermit werden diese Betrachtungen eher abstrakterer Natur zum Abschluss gebracht und das nachfolgende Kapitel bildet den Einstieg in den praktischen Teil der Arbeit.

Kapitel 3

Detektoraufbau

Nachdem das letzte Kapitel den Leser mit theoretischen Überlegungen im Zusammenhang mit der Funktionsweise einer TEGIC vertraut machte, wird in diesem Kapitel die praktische Umsetzung behandelt und eine detaillierte Beschreibung des mechanischen und elektronischen Aufbaus des entwickelten Detektors gegeben. Beginnend mit einem Unterkapitel zum Detektorkonzept, untergliedert in die Abschnitte „Gehäuse und Strahleinlass“, „Gassystem“, „innerer Aufbau“ und „Vorverstärker“, werden anschließend die zentralen Bauteile „Ausleseelektroden“, „Verbindeplatine“ sowie „Endplatine“ und deren Layout eingehend diskutiert.

Den Abschluss dieses Kapitels bildet eine kurze Diskussion der Eigenschaften des Zählgases.

Der interessierte Leser findet eine Auflistung der genauen Bezeichnungen der verwendeten Bauteile, Materialien und Programme sowie technische Zeichnungen der Bauteile Endplatte und Ausleseplatine sowie eine Schnittansicht des gesamten Detektors im Anhang.

3.1 Das Detektorkonzept

Die in diesem Unterkapitel verwendete Nummerierung der Teile und die Orientierung (links, rechts) beziehen sich auf Abb. 3.1. Identische Teile wurden nur einmal nummeriert.

3.1.1 Gehäuse und Strahleinlass

Grundsätzlich soll der vorliegende Detektor zur Identifikation schwerer, geladener Teilchen in einer Fokalebene des Strahlführungssystems kurz vor oder nach einem Reaktionstarget genutzt werden. Daher wurde als besonders robustes und modular einsetzbares Gehäuse ein 64 cm langes DN100 Edelstahlrohr gewählt.

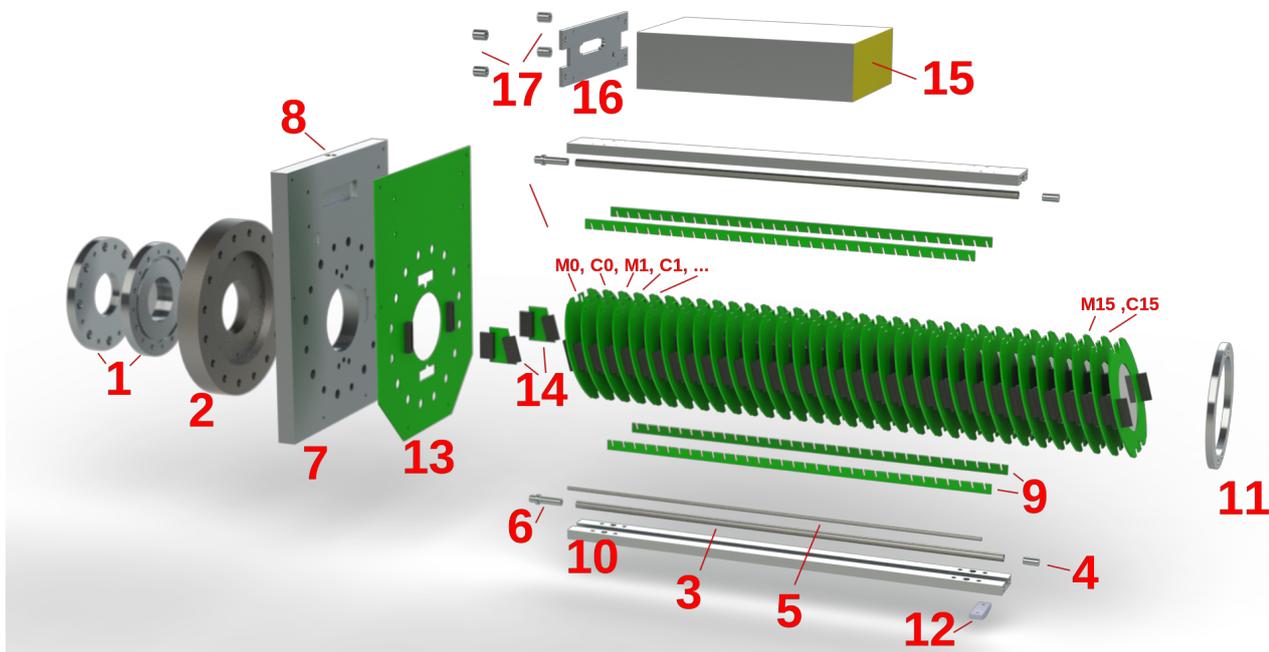


Abbildung 3.1: Explosionsskizze des gesamten Detektors. Eine Beschreibung der nummerierten Teile findet sich im Fließtext. Farbkodierung: grün: PCB, hellgrau: Aluminium, dunkelgrau: Edelstahl, blau: PVC (nur Nr.12)

Strahlein- und -auslassfenster bestehen aus einseitig aluminiumisierter Mylarfolie¹ (Dicke 25 μm), die zwischen zwei Aluminiumlochscheiben (1) geklebt wurde. Diese Fenster lassen sich auf die beiden CF100-Flansche schrauben, in welche ein Durchgangsloch (Durchmesser 47 mm) für den Strahl gebohrt wurde. Nur einer dieser Flansche² (2) findet sich in der Abbildung 3.1.

Im Strahlbetrieb wird das Gasvolumen des Detektors vom Hochvakuum der Strahlführung durch ein großflächiges Fenster abgetrennt. Hier ist die absolute Länge des ungenutzten Gasraumes vor der ersten Kathode im Vergleich zur gesamten Massenbelegung des Detektors vernachlässigbar klein. Für die Testexperimente im Labor mit einer gewöhnlichen Alphaquelle war diese Strecke (7,78 cm) zu groß, daher wurde ein Einsatz entworfen und gefertigt, der diese Strecke minimiert (vgl. Abb.

¹Markenname der DuPont Teijin Film U.S., Ltd. Partnership für eine Folie auf Basis von Polyethylenterephthalat [14]

²Produzent: VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH

3.2). Dieser Aufbau wird als „Alphakonfiguration“ bezeichnet.

3.1.2 Gassystem

Ziel war es, einen vergleichbaren Strömungswiderstand und damit einen gleichförmigen Gasaustausch in allen Segmenten des Detektors zu gewährleisten. Dazu wurde im Einlassbereich ein doppelwandiges Rohrsystem installiert. Das Gas strömt daher zunächst von links kommend bis zum Ende des Verteilers, bevor es von dort aus nach rechts zurück läuft und sich auf die einzelnen Zwischenräume verteilt. Die gesamte Rohrlänge für Zu- und Ableitung ist so für jedes Detektorelement nahezu identisch. Dieses Gasein- und -auslasssystem ist aufgebaut aus den beiden Rohren (Durchmesser 6 mm) (3), die für jeden Zwischenraum zwischen zwei benachbarten Elektroden eine kleine Ein- bzw. Auslassbohrung aufweisen und am Ende mit den Stöpseln (4) abgedichtet werden. Im Inneren des Einlassrohres wurde das dünnere Rohr (Durchmesser 3 mm) (5) montiert. Die Rohre wurden auf Aluminiumgewinde (6) geklebt, die sich auf die Endplatte (7) schrauben lassen. Auf deren Ober- und Unterseite befinden sich die Anschlüsse für die Gasschläuche (8).

3.1.3 Innerer Aufbau

Die 16, von links mit C0, C1, usw. durchnummerierten Ausselektroden, die aus einem mit beidseitig aluminiumisierter Mylarfolie bespannten PCB-Rahmen^{3 4} aufgebaut sind, wurden im Wechsel mit 17 baugleichen Elektroden auf Massenpotential (M0, M1, usw.) positioniert. Die vier PCB-Kämme⁴ (9) besitzen für jede der 33 Platinen eine einseitig konische Fräsung. Beim Zusammenbau des Detektors drückt man diese Kämme auf die bereits mit den Steckern verbundenen Platinen und erhält somit zwischen allen Elektroden einen äquidistanten Abstand von 9,25 mm (Normalabstand!) und einen konstanten Winkel von 75° zur Waagrechten. Dieser ist in Abbildung 2.4 als Winkel α eingezeichnet und findet sich im realen Detektor zwischen den Elektroden und den waagrechten Schienen (10) wieder.

Letztere werden von einem Stützring (11) und einem Klötzchen (12), das zur Vermeidung von Kratzern im Gehäuse aus PVC gefertigt wurde, in definierter horizontaler Position gehalten. Auf der gegenüberliegenden Seite sind die Schienen mit der Endplatte (7) verschraubt. Auf diese ist eine Vierlagenplatine⁴ (13) (im Folgenden „Endplatine“) geklebt⁵, über die das Signal von den Elektroden kommend

³Printed Circuit Board.

⁴Hersteller: Multi Printed Circuit Boards Ltd. Material: FR4, ein Epoxidharz-Glasgewebe-Verbundwerkstoff [15]

⁵Klebstoff: UHU plus endfest 2-K-Epoxidharzkleber

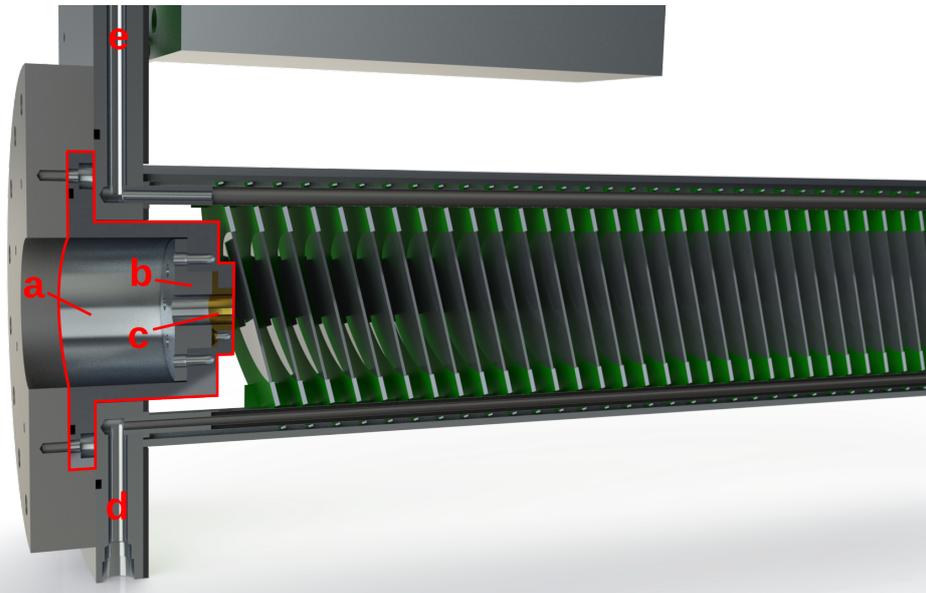


Abbildung 3.2: Alphakonfiguration, geschnitten entlang der vertikalen Ebene entlang der Strahlachse. Modularer Aufbau des Einsatzes (rot umrahmt) aus: Einschraubbarem Aluminiumzylinder (a), Strahlblende (b) und Folienstützsieb aus Messing (c). Die Nase des Aluminiumzylinders (ganz rechts) ist mit $2\mu\text{m}$ beidseitig aluminiumierter Mylarfolie gasdicht beklebt. Die Halterung der Alphaquelle wird von links bis zur Strahlblende (b) in den Aluminiumzylinder geschoben. Um die Reichweite der Alphastrahlung zu erhöhen, kann an den CF100-Flansch eine Pumpe angeschlossen und ein Vakuum im Aluminiumzylinder erzeugt werden. In dieser Ansicht ist auch der Gaseinlass (d) und Gasauslass (e) zu erkennen.

über die rechte Verbindeplatine⁴ (14) zum Vorverstärker⁶ (15) geführt wird. Die zweite Verbindeplatine (14) dient wie die erste der mechanischen Stabilität, erfüllt aber keine elektronische Funktion.

Den drei verschiedenen entworfenen Leiterplattentypen (M0, 13, 14) wird im Folgenden jeweils noch ein eigener Abschnitt gewidmet, in dem auf die Signalführung und andere Eigenschaften ausführlich eingegangen wird.

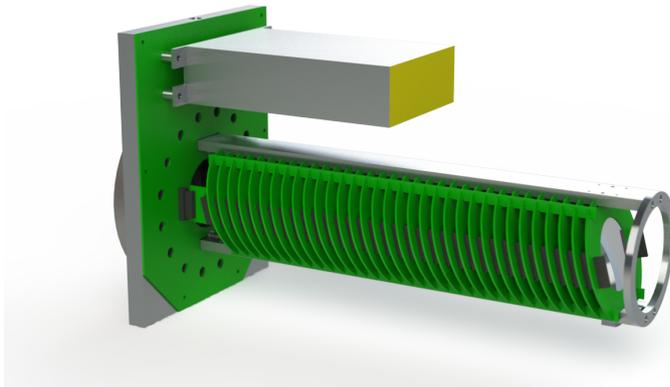
3.1.4 Vorverstärker

Der Vorverstärker⁶ (15) ist mit einer speziell entworfenen Frontplatte (16) ausgestattet, um eine optimale Ankopplung an die Endplatine und zugleich unkomplizierten

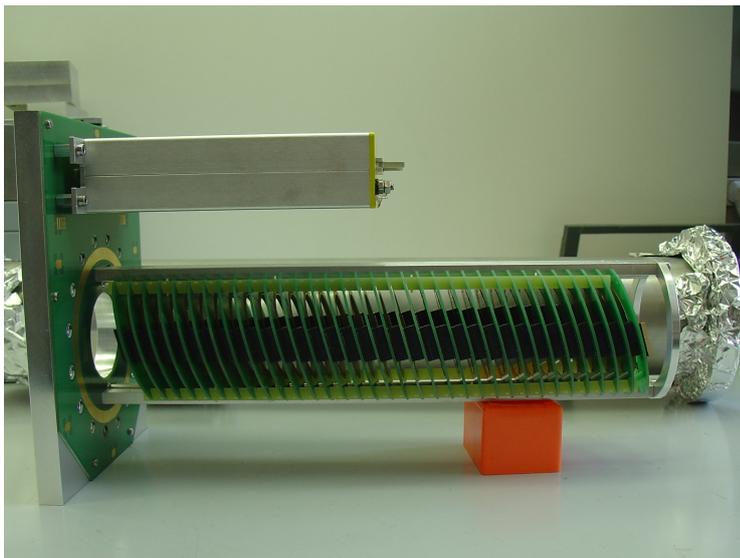
⁶Modell MPR-16 der mesytec GmbH & Co. KG

Austausch dieser Komponente zu erlauben.

Die Abstandhalter (17) verhindern, dass der DSUB Stecker⁷ (nicht im Bild) auf der Endplatine beim Anschrauben des Vorverstärkers gequetscht wird.



(a) Gerendeter CAD-Entwurf. Man beachte, dass die Leiterplatten in dieser Darstellung auf ihre Form reduziert wurden.



(b) Der Detektorarm vor dem Einbau in das Gehäuse (im Hintergrund mit Aluminiumschutzfolie an beiden Endflanschen). Das Photo wurde zum Zwecke einer einheitlichen Darstellung gespiegelt.

Abbildung 3.3: Zusammengebauter Detektor.

⁷Modell DSUB SV MA TSDP STR 25P AU2 der Harting KGaA

3.2 Ausleseelektroden

Wesentliche und konzeptionell entscheidende Komponenten der gesamten Konstruktion sind die Elektroden. Mechanische und elektrische Eigenschaften ließen sich ideal auf Basis konventioneller Leiterplatten (Material: PCB) realisieren. Diese erlauben eine hohe mechanische Präzision, komplexe Geometrie und eine einfache Kontaktierung bzw. Signaltransport bei geringen Stückkosten.

3.2.1 Bestückung der PCB-Rahmen mit Mylarfolie

Die Bestückung der PCB-Rahmen mit der extrem empfindlichen, 2 µm dünnen, beidseitig aluminiumisierten Mylarfolie war eine der großen technologischen Herausforderungen im Rahmen dieser Arbeit. Dazu wurde ein mehrstufiges Verfahren entwickelt, das es erlaubt bis zu 18 Elektroden in einem Verarbeitungsgang mit hoher Präzision zu fertigen.

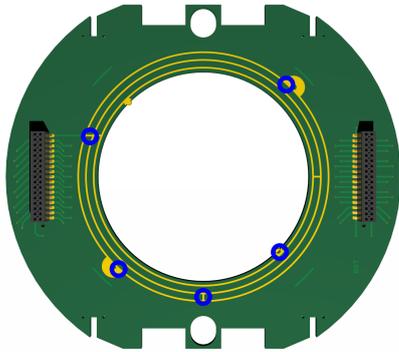
In der Vorbereitung der eigentlichen Bestückung wurden die Leiterplatten entworfen, geordert und manuell mit den Steckern bestückt. Die so gefertigten Rahmen (vgl. Abb. 3.4a) bilden den Ausgangspunkt bei der Herstellung der Ausleseelektroden.

Zunächst wurde die Folie auf einem PVC-Rahmen mit Tesastreifen fixiert. Durch mehrmaliges, sukzessives Lösen und nach außen versetztes Wiederanbringen dieser Streifen ließ sich eine gleichmäßige Spannung über die gesamte Folienfläche erreichen. Anschließend wurden einseitig mit Kleber⁵ bestrichene Aluminiumringe (Innendurchm. 65 mm, Außendurchm. 70 mm) auf optisch selektierte Bereiche dieser Folie gesetzt (Abb. 3.4b) und nach dem Trocknen mit einem LötKolben grob und einem Skalpell fein ausgeschnitten.

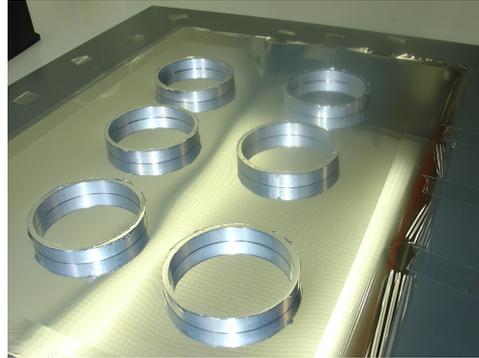
Im nächsten Arbeitsschritt wurde Kleber⁵ mit einem Druckluftdosiergerät gleichmäßig auf den Klebering (Bereich zwischen erstem und zweiten Ringkontakt (s. Abb. 3.4a) aufgebracht. Wegen der fertigungsbedingten Überhöhung der Leiterbahnen von 35 µm über dem Basismaterial konnte dieser Bereich als Klebenut genutzt werden. Die Fläche zwischen zweitem und drittem Leiterring nahm überfließenden Klebstoff auf.

Um die Leiterbahnen mit der Folie elektrisch zu verbinden, wurde an fünf Stellen (zentrisch markiert in Abb. 3.4a) zusätzlich punktuell Leitkleber⁸ aufgebracht. Zur exakten Platzierung der bespannten Ringe auf den Rahmen kam eine Schablone, die sich auf die vorhandenen Stecker auf der Platine stecken ließ, zum Einsatz. Nach

⁸Klebstoffbezeichnung: Circuit Works CW 2400 Silber-Leitkleber



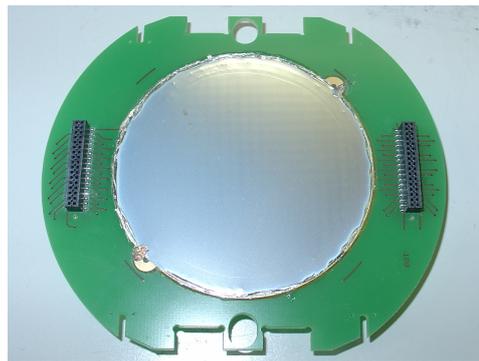
(a) Unterseite (gerendert). Linker Stecker: 1zu1-Verbindungen zum dahinterliegenden Stecker. Rechter Stecker: „Weiterschieben“ des Signals



(b) Bekleben der Ringe



(c) Bekleben der Ausleseplatinen. Rechts oben ist die Schablone im Bild.



(d) Fertige Elektrode. Der Außendurchmesser der Platine beträgt 97 mm, der Foliendurchmesser 62 mm.

Abbildung 3.4: Herstellungsprozess einer Elektrode. Die Abbildungen (a) und (d) zeigen außerdem die breiten, rechtwinkligen Ausfräsungen für die Befestigung auf den beiden Schienen, die schmalen Kerben zum Aufstecken der PCB-Kämme und die beiden Durchgangslöcher für die Gasrohre.

Aushärtung des Klebers⁵ wurde die Folie entlang der Innenseite der Aluminiumringe durchtrennt und die Ringe abgenommen. Um auch zwischen der anderen Seite der Folie und den Leiterbahnen eine leitende Verbindung herzustellen, wurden die dafür vorgesehenen Goldausbuchtungen gemeinsam mit den angrenzenden Folienflächen mit Leitkleber⁸ überstrichen. Daraufhin wurde der Rand der Folie mit Kleber⁵ vergossen, um abstehende Folienfasern zu binden. Da der Leitkleber seine maximale Leitfähigkeit nur durch Erhitzen erreicht, wurden die Platinen zu guter Letzt für zehn Minuten bei 50 °C in den Ofen gelegt.

All diese Schritte führten zu einer straff und eben aufgetragenen Folie (Abb. 3.4d) im Bereich der Fertigungstoleranzen von $\pm 25 \mu\text{m}$, die der Platinenhersteller garantiert.

3.2.2 Signaltransport zwischen den Ausleseplatinen

Für den Transport der einzelnen Signale zur Endplatine sind diese mit ihren direkten Nachbarn mit 34-Pin-Stiftleisten⁹ (zwei Reihen a 17 Pins) verbunden.

Auf der Unterseite jeder Platine befinden sich zwei weibliche Stecker, die über Vias mit den beiden männlichen auf der Oberseite verbunden sind. Auf jeder Platine ist jeweils ein Pärchen von unmittelbar gegenüberliegenden Steckern elektrisch so verbunden, dass das Signal, das auf Pin n auf die Platine kommt, die Platine auf Pin $(n + 1)$ wieder verlässt (vgl. Abb 3.5). Dieses „Weiterschieben“ des Signals gestattet es, für Kathoden und Anoden *ein* gemeinsames Design zu verwenden.

Bei einer eventuellen Erweiterung des Detektors um zusätzliche Elektroden könnte das Signal über das andere Steckerpärchen auf den Platinen bis zur Endplatine transportiert werden. Bei diesem ist die Verbindung von Ober- zu Unterseite nämlich eins zu eins.

3.2.3 Einbau der Ausleseplatinen

Wie im letzten Abschnitt bereits angeklungen ist, sind die Ausleseplatinen miteinander über Stiftleisten verbunden. Um den Abstand zwischen den Elektroden genauer zu definieren, als es über die Stecker möglich wäre, werden auf die schmalen Einkerbungen (vgl. Abbildung 3.4a oder 3.4d) die PCB-Kämme geklemmt. Somit sind die Ausleseplatinen gegen Verrutschen relativ zueinander fixiert, aber die Position des so entstandenen, stabilen Stapels im Detektor bedarf noch einer Festlegung. Dies erledigen zwei Aluminiumschienen. Deren Form ist die eines breiten U-Profiles, auf

⁹Samtec Europe GmbH: Modelle: FLE-117-01-G-DV-A (weiblich) und FTSH-117-01-L-DV-A (männlich)

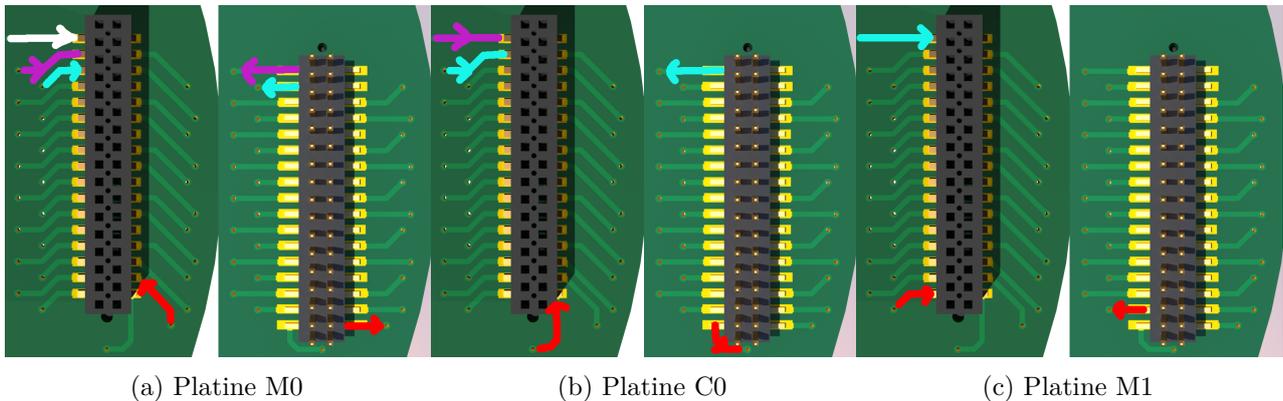


Abbildung 3.5: „Weiterschieben“ des Signals am Beispiel der ersten drei Elektroden. Abgebildet ist jeweils Ober- (rechts) und Unterseite (links). Zur Erinnerung: M0 ist die Platine, die direkt an die Verbindeplatine gesteckt ist. Also ist die Richtung des Signals in dieser Abbildung von rechts nach links. Die Leiterbahn links oben in den Bildern (a) bis (c) führt zur Folie der jeweiligen Elektrode. Der rote Pfeil folgt dem Signal der 18. Platine. Das pink (hellblau) gefärbte Signal der ersten (zweiten) Elektrode wird einmal (zweimal) weitersgeschoben. Weiß: Das Signal der nullten Elektrode (M0) wird null mal weitersgeschoben. Allgemein gilt: Die n -te Elektrode ist mit dem n -ten Löt-pad auf der Unterseite von Platine M0 verbunden, wobei die Löt-pads gegen den Uhrzeigersinn durchzunummerieren sind beginnend links oben mit Löt-pad $n = 0$. (Anmerkung: M0 und M1 sind natürlich Kathoden. Ihr Signal wird daher nicht ausgelesen.)

das die Ausleseplatinen mit den entsprechenden Ausfräsungen (ebenfalls Abbildung 3.4a oder 3.4d) gesteckt werden.

Durch die versetzte Positionierung der männlichen Leisten gegenüber den weiblichen (in vertikaler Richtung in Abbildung 3.5c) ergibt sich beim Zusammenstecken der gewünschte Neigungswinkel von 75° , dessen Einhaltung außerdem über die Einkerbungen der PCB-Kämme sichergestellt wird.

Des weiteren weisen die Ausleseplatinen je zwei Löcher auf, die zur Durchführung der Gasrohre dienen (abermals Abb. 3.4a oder 3.4d).

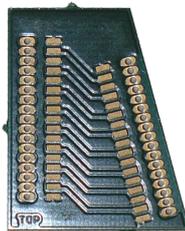


Abbildung 3.6: Verbindeplatine in Originalgröße. Um ein Wegreißen der Stecker von der Platine durch auftretende Scherkräfte zu vermeiden, wurden Stecker¹⁰ gewählt, die keine reinen surface-mount devices sind, sondern eine Kontaktreihe zur Durchsteckmontage besitzen (sog. „mixed technology“).

3.3 Verbindeplatine

Im vorigen Unterkapitel wurde dargestellt, wie die Signale der Elektroden bis zur ersten Platine (M0) geführt werden. Von dieser aus geht der Signalweg weiter über die Verbindeplatine. Diese (Abb. 3.6) ist ein spezieller Male-to-Male Connector, der die im Winkel von 15° zueinander stehenden Stecker auf Endplatine und Platine M0 verbindet. Außerdem fasst er die von den Kathoden einzeln kommenden Leitungen zusammen.

3.4 Endplatine

Nach dem ihrer Einfachheit angemessen kurzen Unterkapitel zur Verbindeplatine soll in diesem eine Schilderung der Aufgaben der Endplatine und der Schönheit dieses Konzepts vollzogen werden. Dazu werden einige Worte mehr vonnöten sein.

Die Herausforderung bestand darin, eine mechanisch robuste Komponente zu entwickeln, die die Signale auf dem kürzest möglichen Weg von der Verbindeplatine im Gasvolumen zum Vorverstärker, also aus dem dichten Gehäuse ins Freie, transportiert. Und zwar derart, dass keine störanfälligen Kabel oder zusätzliche Vakuumdurchführungen, die die Gasreinheit gefährdeten, beteiligt sind. Außerdem sollten möglichst geringe Kapazitäten auf den Leitungen anliegen. Aus all diesen Anforderungen entstand das Design der Endplatine, das in diesem Unterkapitel genauer beleuchtet werden soll. Die verwendete Nummerierung bezieht sich dabei auf 3.7.

¹⁰Modell FTSH-117-01-L-MT der Samtec Europe GmbH

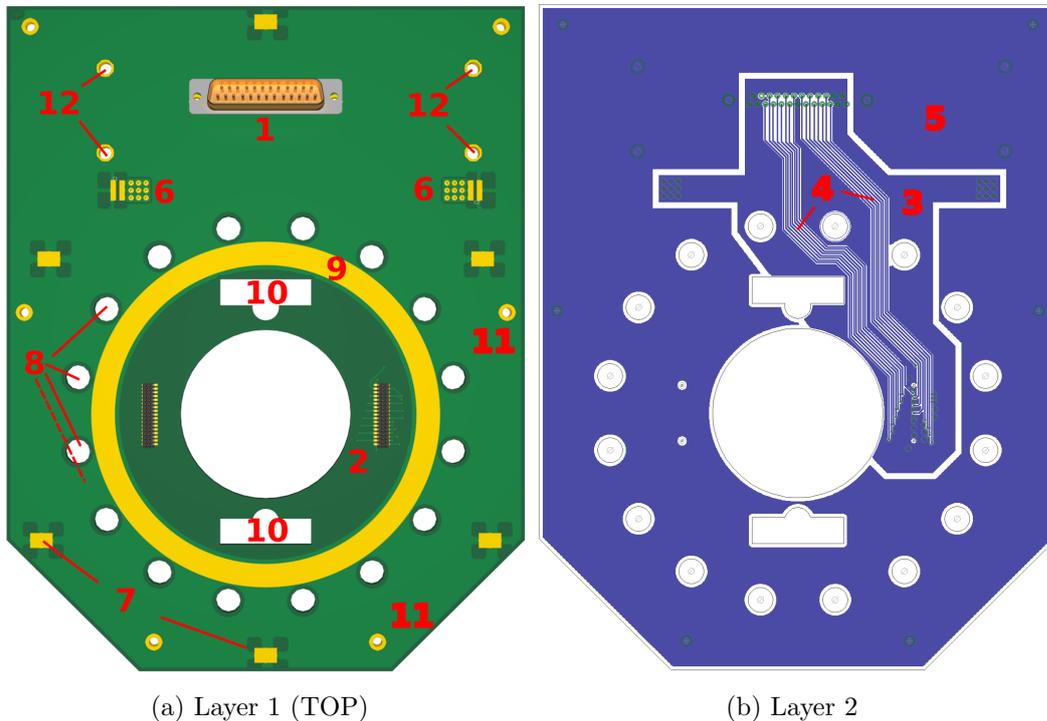


Abbildung 3.7: Endplatine. Erläuterung der nummerierten Merkmale im Fließtext.

3.4.1 Lagenaufbau und Signalführung

Die geforderten elektronischen Eigenschaften führten zur Festlegung auf das Konzept einer Vierlagenplatte, deren Lagenaufbau und Signalführung in diesem Abschnitt eher technischer Natur im Mittelpunkt stehen.

Die Verbindeplatine und Vorverstärker¹¹ sind elektrisch über die Endplatine verbunden (Abb. 3.7a), genauer gesagt über Layer zwei dieser Platine (Abb. 3.7b). Der Preamplifier wird auf den DSUB-Stecker¹² (1) gesteckt, die signalführende Verbindeplatine auf den Stecker¹³ (2) rechts des Strahleinlassloches (Durchmesser 58 mm).

Über ein Polygon (3) werden die bereits auf der Verbindeplatine zusammengefassten Groundleitungen (GND) zu den Groundkontakten des Preamplifier geführt. Die 16 Signale kommen auf den beiden Leiterbahnsträngen (4) zu den 16 Kanälen des Vorverstärkers. Die restliche Kupferfläche (5) befindet sich auf Gehäusepotential

¹¹Modell MPR-16 der mesytec GmbH & Co. KG

¹²Modell DSUB SV MA TSDP STR 25P AU2 der Harting KGaA

¹³Samtec Europe GmbH: Modelle: FLE-117-01-G-DV-A (weiblich)

(SHLD).

Um GND und SHLD bei Bedarf verbinden zu können, wurde ersteres über Vias auf den TOP-Layer geroutet und mit großflächigen Pads verbunden (6). Des Weiteren gibt es acht große Goldpads (zwei davon in unmittelbarer Nähe zu den GND-Pads (6)) (7), die einfachen Zugang zum SHLD-Polygon bieten.

Layer drei und Layer vier (BOT) (nicht im Bild) bestehen im Wesentlichen aus SHLD-Polygonen zur Abschirmung. Dabei ist auf Layer drei eine dem GND-Polygon von Layer zwei identisch geformte Fläche ausgespart.

3.4.2 Stabilität und Dichte

Den restlichen Konsequenzen, die sich aus den zu Unterkapitelbeginn erläuterten Anforderungen ergeben, wird dieser Abschnitt genüge tun. Im Wesentlichen betreffen diese Stabilität und Gasdichte.

Im Inneren des CF100-Lochkreises (8) schließt sich die Dichtfläche (9) an, auf die beim Zusammenbau des Detektors ein mittels eines Stützrings im CF-100-Rohr befestigter O-Ring aufliegt.

Um die Schienen und die Gasleitungen direkt auf die Endplatte schrauben zu können, wurden die entsprechend geformten Löcher (10) in die Platine gefräst.

Zur Positionierung der Platine auf der Endplatte (und um beide leitend zu verbinden) bzw. um den Vorverstärker zu montieren, wurden weitere Vias gesetzt (11 bzw. 12).

Auf Layer vier (BOT), gegenüber der goldenen Dichtfläche (Layer eins), wurden Leiterbahnringe geätzt, die als Klebenut bzw. Überlaufnut bei folgender Prozedur, deren Zweck es ist, die Endplatte gasdicht auf die Endplatte zu kleben, dienen:

Zuerst wurde eben erwähnte Nut mit einer vorher ermittelten Menge Kleber¹⁴ gefüllt. Nach Beseitigung möglichst aller Luftblasen im Klebstoff wurde die Platine mit Hilfe der Positioniervias (11) auf der Endplatte montiert und, um spätere Spannungen zu vermeiden, während des Trockenvorgangs mit einem CF-100 Flansch belastet.

Im Vorgriff auf den Abschnitt 5.2 sei hier bereits verraten, dass dieses Vorgehen den erwünschten Erfolg brachte, und kein nennenswertes Ausströmen des Gases zu beobachten war. Diesem und seinen zentralen Eigenschaften trägt der folgende Abschnitt Rechnung.

¹⁴Klebstoff: UHU plus endfest 2-K-Epoxidharzkleber

3.5 Detektorgas: P10

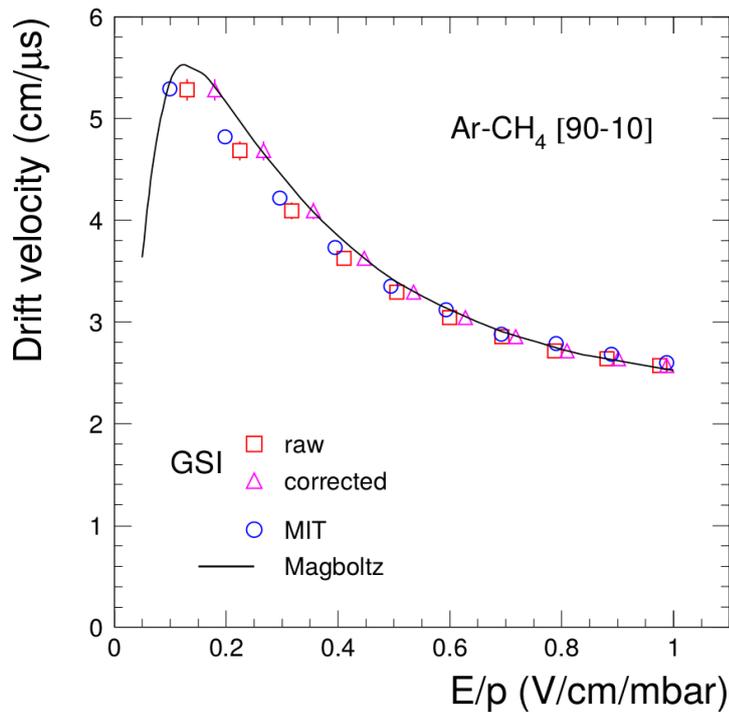


Abbildung 3.8: Driftgeschwindigkeit in P10-Gas aufgetragen gegen die drucknormierte E-Feldstärke. Zwei Messreihen und eine Berechnung. Graph aus [16]. Wert und Position des Maximums ($5,49 \text{ cm}/\mu\text{s}$ @ $0,14 \text{ V mbar}/\text{cm}$) in guter Übereinstimmung mit [17].

Eine zentrale Komponente wurde bisher noch nicht näher besprochen: das Detektorgas. Dies soll nun an dieser Stelle nachgeholt werden.

P10 ist ein Gasgemisch aus Argon (90 Vol-%) und Methan (10 Vol-%), welches sehr gute Eigenschaften für den Einsatz in Ionisationskammern aufweist. Man benötigt nur relativ geringe Feldstärken, um den optimalen Parameterbereich zu erreichen (vgl. Abb. 3.8). Somit ist dieses Gas bestens geeignet für den Betrieb in kompakter, hochsegmentierter Geometrie, wie sie bei der TEGIC vorliegt.

Die kontrollierbaren Parameter Druck und Spannung sind im Experiment so zu wählen, dass sich der Wert der Driftgeschwindigkeit in der Nähe des Maximums befindet (vgl. Abb. 3.8). Hier haben kleine Schwankungen der beiden Parameter nur vernachlässigbaren Einfluss auf die Geschwindigkeit der Ladungsträger und die höchste Ratenverträglichkeit ist zu erwarten.

Aus der Detektorgeometrie und der maximalen Driftgeschwindigkeit erhält man eine Sammlungszeit für die Elektronen von $\frac{0,925 \text{ cm}}{5,49 \text{ cm}/\mu\text{s}} = 168 \text{ ns}$.

Der W-Wert, d.h. die Energie, die nötig ist um ein Elektron-Ion-Paar zu erzeugen, beträgt 26,30 eV (laut [18]; gemessen mit Alphateilchen).

Bei 15 °C und 1 bar hat das Gas eine Dichte von 1,57 kg/m³ [19].

Kapitel 4

Simulation

Das Konzept und die Detailkonstruktion, die im vorausgegangenen Kapitel gründlich dargelegt wurden, wurden anhand einer umfangreichen Geant4-Simulation im Rahmen dieser Arbeit optimiert. Welche Ergebnisse mit dem Detektor (ohne bauliche Imperfektionen) zu erwarten sind, wurde durch verschiedene Simulationen und Berechnungen in Erfahrung gebracht. Zunächst wurde die komplexe Geant-Simulation einem Vergleich mit einem einfachen Atima¹-Skript unterzogen. Nach Bestehen dieser Plausibilitätsprüfung wurde die Ablenkung des Strahls durch die Detektorelemente untersucht, bevor der Folienradius der Elektroden in Hinblick auf die δ -Elektronen optimiert wurde. Den Abschluss des Kapitels bilden Betrachtungen zum Energieverlust.

4.1 Was ist Geant4?

Bei Geant4 (Geometry and Tracking) handelt es sich um die aktuelle Version des in verschiedenen Forschungsbereichen, wie z.B. der Beschleuniger- oder der Astrophysik, aber auch der Medizin, einsetzbaren Toolkits für die Simulation der Bewegung von Teilchen durch Materie nach der Monte-Carlo-Methode². Entwickelt wird diese objektorientierte Plattform am CERN³. (Sinngemäß nach [21])

4.2 Vereinfachte Geant4 Geometrie

Ziel war es, die physikalischen Grenzen und ein optimales Detektorlayout zu finden. Daher wurde eine vereinfachte Geometrie zur Simulation gewählt. Außerdem wurde von den idealen Eigenschaften des Detektorgases ausgegangen. Es wurden also in

¹Einfach zu bedienendes Tool zur Berechnung verschiedener Größen rund um bewegte Teilchen in Materie, entwickelt am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. [20]

²Analytisch aufwendige Probleme werden mit der Monte-Carlo-Methode durch wiederholte, gleichartige Zufallsexperimente numerisch gelöst. [21]

³Europäische Organisation für Kernforschung in Genf

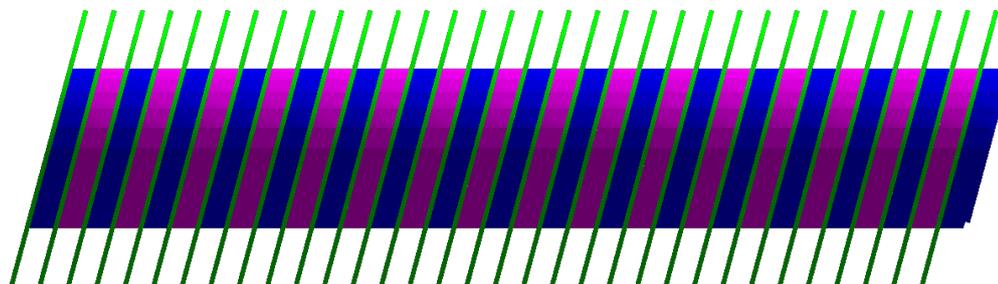


Abbildung 4.1: Visualisierung der in Geant4 definierten Detektorgeometrie. In blau und magenta dargestellt sind die sog. „Sensitive Detectors“, d.h. die Bereiche, in denen die Software dem Nutzer Zugriff auf diverse Parameter der durchfliegenden Teilchen gewährt. Die abwechselnde Folge der beiden Farben folgt dem Wechsel der Richtung des E-Feldes zwischen den Elektroden. Die Mylarfolien werden in dieser Ansicht von den PCB-Scheiben (grün) verdeckt. Das Einlassfenster sowie das umgebende Gas sind nicht abgebildet.

dieser Simulation die Effekte durch den Drift der Ladungsträger und das zugehörige Anstiegsverhalten vernachlässigt.

Für das Gas wurden als Parameter eine Temperatur von 20 °C und ein Druck von 1 atm gewählt. Die als punktförmig angenommene Teilchenquelle erzeugte $^{238}\text{U}^{90+}$ -Ionen mit einer Energie von 300 MeV/u.

Der wesentliche Teil der zur Simulation definierten Geometrie findet sich in Abbildung 4.1.

4.3 ATIMA vs. Geant4

Bevor weitere Berechnungen mit der Geant4-Simulation angestellt wurden, wurde deren Plausibilität anhand eines ATIMA-Skriptes überprüft, welches die Detektorgeometrie beinhaltet. Die mit beiden Softwarelösungen errechneten Energieverluste gibt Tabelle 4.1 wieder. Man stellt fest, dass ATIMA für alle Kanäle einen etwas höheren Verlust liefert und eine minimal langsamere Abnahme der Teilchenenergie vorhersagt. Die relative Abweichung der Werte liegt mit weniger als 0,6 % dabei in einem Rahmen, den auch andere Arbeiten so feststellten, z.B. [22].

Eine umfassendere Tabelle der mit ATIMA kalkulierten Parameter findet sich im Anhang.

Kanal- nummer	Energieverlust			Rel. Abw. [%]
	Geant4		ATIMA [MeV]	
	Geom. Mittel [MeV]	Geom. Standardabw.		
0	65,60	1,02	65,97	0,57
1	65,64	1,02	66,00	0,56
2	65,66	1,02	66,04	0,56
3	65,69	1,02	66,07	0,57
4	65,75	1,02	66,10	0,53
5	65,77	1,02	66,13	0,55
6	65,80	1,02	66,16	0,55
7	65,85	1,02	66,20	0,53
8	65,88	1,02	66,23	0,53
9	65,91	1,02	66,26	0,54
10	65,94	1,02	66,29	0,54
11	65,98	1,02	66,33	0,53
12	66,01	1,02	66,36	0,53
13	66,04	1,02	66,39	0,52
14	66,08	1,02	66,42	0,52
15	66,12	1,02	66,46	0,51

Tabelle 4.1: Gegenüberstellung der mit Geant4 bzw. ATIMA berechneten Energieverluste pro Kanal. Das geometrische Mittel wurde gewählt, um statistische Ausreißer weniger stark zu gewichten.

In Abbildung 4.2a ist die Verteilung des Energieverlustes in Kanal 15 bei 100000 Läufen dargestellt. Trotz der Dicke der Schicht ist die Form einer schwach ausgeprägten Landauverteilung (vgl. Abb. 2.3) zu erkennen.

4.4 Ablenkung des Strahls durch den Detektor

Nachdem die Geant-Simulation wie eben beschrieben auf Konsistenz mit der ATIMA-Berechnung überprüft wurde, soll als nächstes die Ablenkung des Teilchenstrahls im Detektor untersucht werden. Dies ist wichtig, da sich die in der Simulation ermittelten Energieverluste nur ohne weitere Korrekturen interpretieren lassen, sofern die Teilchen näherungsweise die Sollstrecke im Detektor zurücklegen.

Abbildung 4.2b zeigt, dass sich der vor dem Detektor punktförmige Strahl bis auf seltene Ausnahmen auf eine Scheibe mit Radius kleiner 0,1 mm aufweitet.

Die zugehörigen Abweichungen von der Sollstrecke, die von gleicher Größenordnung

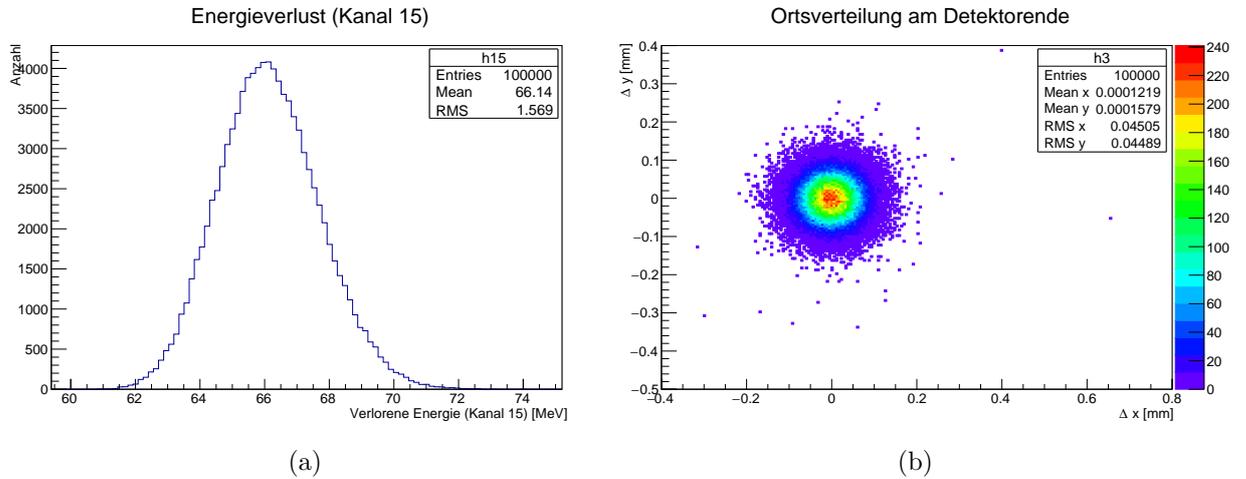


Abbildung 4.2: (a) Verteilung des Energieverlustes im Kanal 15. (b) Ortsverteilung in der Ebene orthogonal zur Strahlachse am Detektorende.

sind, haben keinen nennenswerten Einfluss auf die im Nachweisvolumen verlorene Energie.

4.5 Elektronen und Optimierung der Folienfläche

Der Radius der Folie der Ausleseelektroden wurde anhand Daten aus der Simulation optimiert, indem für verschiedene Radii das Verhältnis aus im Detektor deponierter und verlorener Energie bestimmt wurde. Abbildung 4.3 zeigt die ermittelte Abhängigkeit. Die Diskrepanz zwischen den beiden Werten lässt sich auf aus dem aktiven Detektorvolumen entweichende Teilchen, hauptsächlich δ -Elektronen, zurückführen. Damit kann man sich die logarithmische Form der Abhängigkeit wie folgt klarmachen: Nach Gleichung 2.5 bzw. 2.4 ist die Reichweite der δ -Elektronen direkt proportional zu ihrer Energie, also $x_{max} \propto T$ und für die Zahl N_r der Elektronen zwischen einer minimalen Energie T_{min} und der Energie T_r , die ausreicht, um eine Scheibe des Radius r in *radialer* Richtung zu verlassen, gilt: $N_r \propto \int_{T_{min}}^{T_r} \frac{1}{T} dT = \ln\left(\frac{T_r}{T_{min}}\right)$. Die Zahl der Elektronen, die es nicht aus dem Nachweisvolumen seitlich hinaus schaffen und somit ihre Energie innerhalb dessen abgeben müssen, wächst also logarithmisch mit dem Folienradius.

Die Wahl des Folienradius hat nun so zu erfolgen, dass man sich nicht im schnell ansteigenden Teil des Logarithmus befindet, sondern auf dem flachen Teil der Kurve. Nach oben hin wird eine weitere Vergrößerung der Folienfläche zusehends ineffizient. Angesichts dieser beiden Punkte wurde für den Bau der TEGIC ein Folienradius von

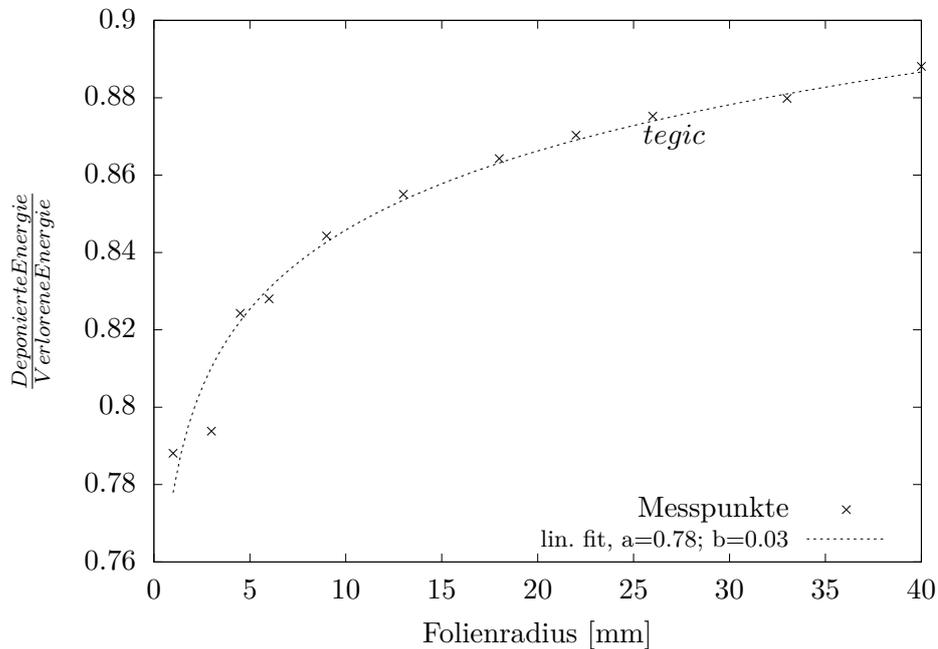
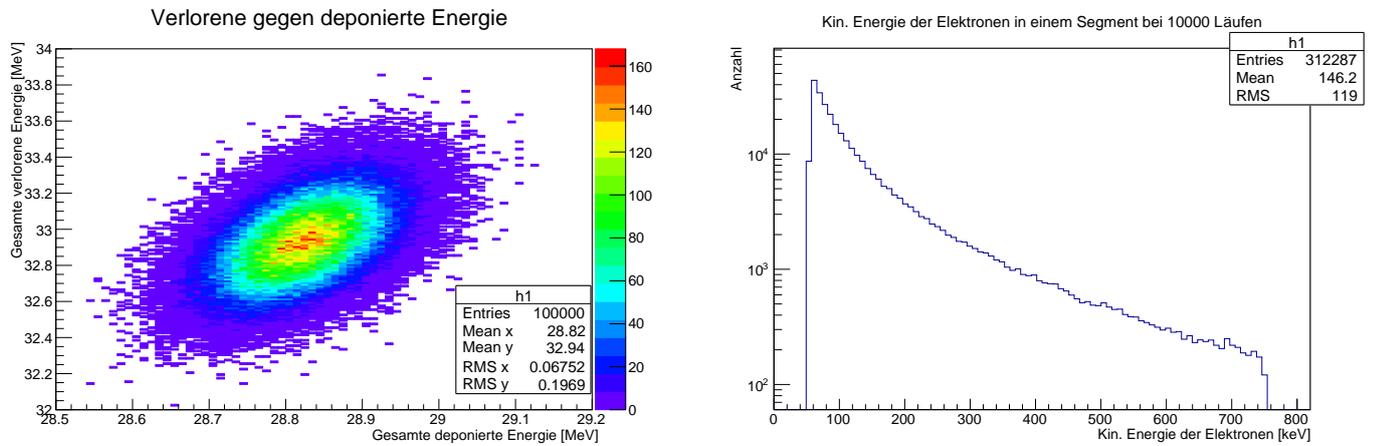


Abbildung 4.3: Abhängigkeit der in allen Detektorsegmenten deponierten Energie (normiert auf die dort verlorene Energie) vom Folienradius. Ein Fit der Form $f(x) = a + b \cdot \ln(x)$ ergab die im Diagramm angegebenen Parameter.

26 mm gewählt.

Wie Abbildung 4.4a zeigt beträgt die absolute Differenz zwischen verlorener und deponierter Energie bei diesem Radius 4,1 MeV. Nach Gleichung 2.4 brauchen die Elektronen mindestens 56 keV, um in radialer Richtung aus dem Detektorvolumen zu entweichen. In Abbildung 4.4b ist die Energieverteilung für die e^- mit einer Energie, die größer ist als diese Schwelle, wiedergegeben. Integrieren und Einsetzen der Zahlenwerte ($\beta = 0,65$ aus der Simulation) in Formel 2.4 liefert für die Zahl der δ -Elektronen $N = 29$ in dem Energiebereich aus Abb. 4.4b, demgegenüber erhält man in der Simulation $N = 31$. Dies ist eine verkraftbare Abweichung.

Die mittlere Energie der Elektronen beträgt 146,2 keV. Unter der Annahme, dass 90% der Elektronen aus dem gesamten Nachweisvolumen in radialer Richtung entkommen, ergibt sich ein Fehlbetrag der Energie von $0,9 \cdot 31 \cdot 146,2 \text{ keV} = 4,1 \text{ MeV}$. Bei dieser einfachen Betrachtung wurde allerdings vernachlässigt, dass auch die entweichenden Elektronen einen Teil ihrer Energie im Nachweisvolumen abgeben.



(a) Gesamte verlorene gegen deponierte Energie (jew. normiert auf ein Segment) bei dem Folienradius $r_{tegi c} = 26$ mm. Im Mittel werden gut 4 MeV des Energieverlustes nicht im Nachweisvolumen deponiert.

(b) Verteilung der kinetischen Energie der in einem der mittleren der 32 Detektorsegmente erzeugten δ -Elektronen bei 10000 Läufen. Die maximale Energie steht im Einklang mit Formel 2.2.

Abbildung 4.4: Einfluss der δ -Elektronen auf die deponierte Energie.

Hier kommen die Ausführungen, die die δ -Elektronen betreffen, zum Ende. Nun sollen einige Betrachtungen zum Energieverlust in den Vordergrund rücken.

4.6 Betrachtungen zum Energieverlust

Dieser Abschnitt geht den Fragestellungen nach, wie sich die minimale E_{min} bzw. die maximale E_{max} in einem der Kanäle verlorene Energie im Vergleich zur über die 16 Kanäle gemittelten verlorenen Energie E_{quer} verhält, und ob eine Abhängigkeit zwischen E_{min} und E_{max} zu beobachten ist. Die Antworten hierauf finden sich in Abbildung 4.5.

Nimmt man diese, genauer gesagt Abbildung 4.5b und 4.5a, in Augenschein, so stellt man fest, dass E_{max} im Mittel gut 4% über E_{quer} liegt und E_{min} ca. genauso weit darunter liegt. Außerdem fällt auf, dass alle Werte des Plots E_{quer} gegen E_{min} deutlich überhalb der Diagonalen liegen. Es gibt also stets einen Kanal mit einem eindeutig kleinsten Energieverlust. Für den maximalen Energieverlust gilt eine entsprechende Feststellung.

Um also im realen Experiment die verlorene Energie zu bestimmen, ist es von Vorteil, die Kanäle mit dem höchsten und niedrigsten Energiewert von der Mittelwertbildung auszunehmen, zumal diese linear unabhängig von einander auftreten, wie der

Korrelationsfaktor von 5% zu Abbildung 4.5c zeigt.

Dieser Gedanke steht am Ende des Kapitels „Simulation“. Das kommende hat wieder den realen Detektor zum Thema.

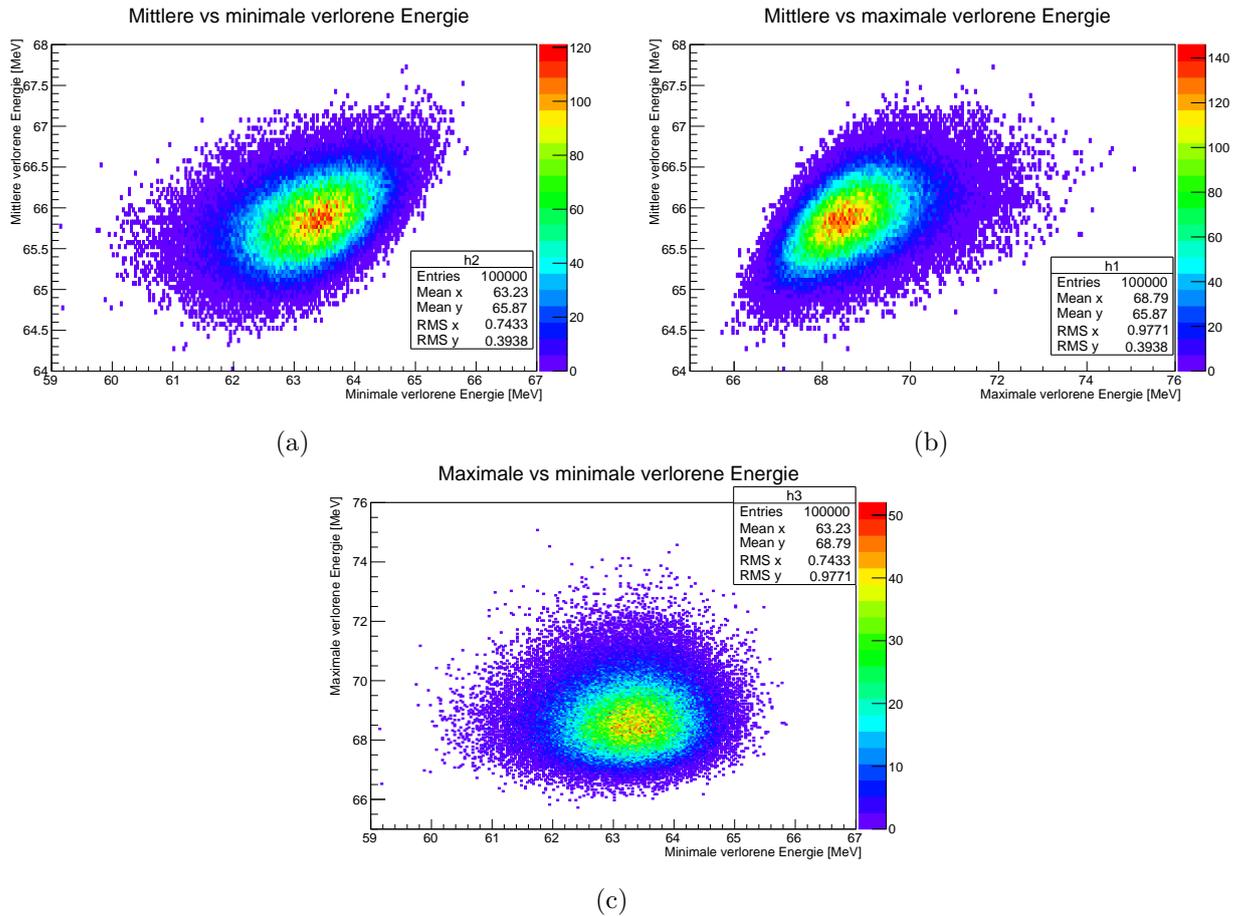


Abbildung 4.5: In Abbildung (a) bzw. (b) ist die über die 16 Kanäle gemittelte verlorene gegen die minimale bzw. maximale verlorene Energie in einem der Kanäle geplottet. (c) zeigt den Plot der maximalen Energie gegen die minimale Energie.

Kapitel 5

Erprobung des Detektors im Labor

Nachdem im vorangegangenen Kapitel verschiedene Aspekte in einer Simulation betrachtet wurden, stellt sich nun natürlich die Frage nach dem realen Verhalten des Detektors. Dieser wird in diesem Kapitel nachgegangen.

Den Anfang bildet eine knappe Übersicht über die verwendete Ausleseelektronik. Anschließend findet sich eine Beschreibung der durchgeführten Erprobungen im Labor. Untersucht wurden die Dichtigkeit des Gehäuses, das elektrische Übersprechverhalten und Rauschen. Außerdem wurde eine Pulserkalibrierung durchgeführt. Ein kurzer Alphatest bestätigte die generelle Funktionstüchtigkeit des Detektors.

5.1 Ausleseelektronik

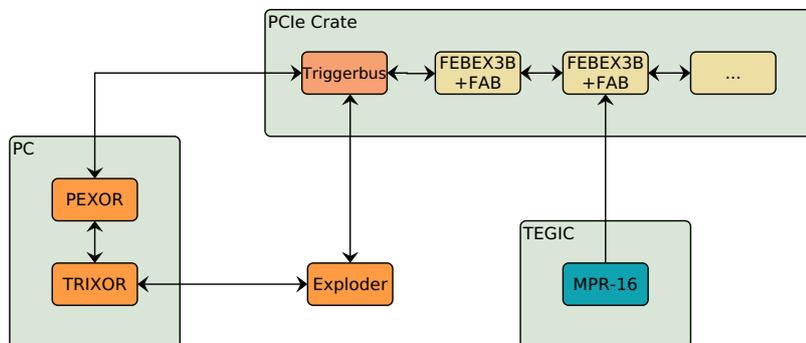


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Ausleseelektronik.

Bei der Auslese kam ein modernes, volldigitales Auslesesystem zum Einsatz, das in diesem Abschnitt kurz vorgestellt wird und in Abbildung 5.1 schematisch wiedergegeben ist.

Über den am Detektor verschraubten, ladungssensitiven Vorverstärker¹ wird das Signal über ein 34-poliges Kabel mit verdrehten Leitungspaaren zu einem FEBEX² Add-on Board (FAB) geleitet. Hier durchläuft das Signal einen Nyquistfilter, der gemäß dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem [23] Frequenzen oberhalb der halben Abtastrate, d.h. oberhalb von 25 MHz ausfiltert. Zudem wird ein DC-Offset addiert, um den ADC-Eingangsbereich optimal auszunutzen. Anschließend findet auf dem FEBEX3B- Modul (entwickelt an der GSI³) eine Digitalisierung des Signals mittels zweier differentieller 8-Kanal, 14-bit Sampling ADCs mit einer Abtastrate von 50 MHz statt. Mit der eigens in dieser Arbeitsgruppe der TU München entwickelten Firmware des FPGAs (Field Programmable Gate Array) können sowohl die unbearbeiteten Signaldatenspuren gespeichert als auch eine Echtzeit-Pulsformanalyse durchgeführt werden.

Die Ereignisdaten werden durch eine Glasfaserleitung gemäß dem Gigabit Optical Serial Interface Protocol (GOSIP) an einen Auslese-PC (genauer: an dessen PEXOR-Karte (PCI EXpress Optical Receiver)) weitergereicht und dort abgespeichert.

Für die Verarbeitung der Triggersignale der einzelnen FEBEX3B-Module steht das zentrale Modul namens EXPLODER in Verbindung mit einer TRI XOR-Karte im Auslese-PC.

Am Auslese-PC werden die Ereignisdaten und Triggersignale über das an der GSI entwickelte Datenaufnahmesystem Multi Branch System (MBS) verarbeitet.

Eine umfassende Beschreibung der Ausleseelektronik findet sich bei [24].

Bei dem ersten Labortest kam die Ausleseelektronik jedoch noch nicht zum Einsatz. Dieser betraf die Dichtigkeit des Gehäuses und wird im anschließenden Abschnitt erörtert.

5.2 Dichtigkeit des Gehäuses

Zunächst war von Interesse, ob das gefertigte Gehäuse tatsächlich dem zentralen Anspruch der Dichtigkeit genügt.

Dazu wurde eine Vakuumpumpe mit Hilfe eines T-Stückes sowohl an den Quellbehälter als auch an beide Gasanschlüsse konnektiert. Bereits nach 30 minütigem Abpumpen stellte sich ein ausreichend niedriger Druck von $5 \cdot 10^{-4}$ bar ein und der Test wurde hier beendet. Das relativ rasche Wiederansteigen des Druckes deutete

¹Modell MPR-16 der mesytec GmbH & Co. KG mit zwei Verstärkungsstufen, die Messungen bis 2,5 MeV bzw. 25 MeV ermöglichen.

²Front End Board with optical link EXtension

³Gesellschaft für Schwerionenforschung

eventuell auf das Vorhandensein kleinerer Lecks hin. Diesem wurde jedoch nicht weiter nachgegangen. Aus Zeitgründen wurde der Detektor nur in der Alphakonfiguration auf seine Gasdichte hin untersucht.

Beim Abpumpvorgang zeigte sich auch durch Lockerwerden der betroffenen Schrauben, dass das CF-100-Rohr noch nicht fest genug an die Endplatte geschraubt war. Durch den erzeugten Unterdruck „saugte“ sich das Rohr an die Endplatte, der O-Ring zwischen beiden wurde gleichmäßig auf eine natürliche Dicke zusammengepresst und das Nachziehen der Schrauben konservierte diesen Zustand.

5.3 Pulserkalibrierung

Nachdem der Detektor für dicht befunden worden war, galt es die Formel für die Umrechnung der ADC-Kanäle in Spannungswerte zu finden. Das Vorgehen hierzu war das folgende: 12 verschiedene Spannungen (Form: exponentieller Abfall mit Anstiegszeit $0,1 \mu\text{s}$, Abfallzeit $50 \mu\text{s}$, Verzögerung $1 \mu\text{s}$, minimale Breite) im Bereich von 0 mV bis 204 mV wurden an den Pulseringang des Vorverstärkers (Empfindlichkeit $2,5 \text{ MeV}$) angelegt. Für jeden Kanal und jede Spannung wurde eine Gaußsche Glockenkurve in den Energieplot eingepasst und anschließend die erhaltenen Spannungswerte gegen die Lagen der Mittelpunkte der Glockenkurven gezeichnet. Aus linearen Fits ergaben sich die Parameter in Tabelle 5.1.

5.4 Elektronisches Rauschen

Für die am PC ablesbaren ADC-Werte ist nun also die Spannungszuordnung bekannt, sodass als nächstes eine Quantifizierung des elektronischen Rauschens der TEGIC stattfinden sollte. Als Maß für dieses wurde die Breite (FWHM⁴) der in den Energieplot gefitteten Gaußverteilungen herangezogen. Die verwendete Spannung betrug 204 mV und hatte die selbe Form wie bei der Pulserkalibrierung. Abbildung 5.2 zeigt das Resultat. Wie man sieht, steigt der Rauschepiegel mit zurückgelegter Signalstrecke näherungsweise linear an. Abweichungen von diesem Verhalten können unter anderem daher rühren, dass der Signalweg nur bis zur Verbindeplatte direkt proportional zur Kanalnummer ist. Für Endplatte und Vorverstärker gilt dies nicht zwangsläufig. Außerdem dürfte auch die Position der signalführenden Leiter in den einzelnen Bauteilen eine Rolle spielen, wie z.B. am Rand gelegene Stifte im DSUB-Stecker, die eventuell störanfälliger sind als innere.

⁴Full Width at Half Maximum

Kanal C	Achsabschnitt [mV]	Fehler (Achsabschn.) [mV]	Steigung [mV/1000]	Fehler (Steigung) [mV/1000]
0	-0,22	0,39	12,00	0,04
1	-0,29	0,39	12,09	0,04
2	-0,16	0,46	12,71	0,06
3	-0,22	0,39	12,00	0,04
4	-0,09	0,36	12,24	0,04
5	-0,04	0,49	12,47	0,06
6	-0,18	0,58	13,24	0,07
7	-0,31	0,52	13,20	0,07
8	-0,02	0,41	12,88	0,05
9	-0,28	0,30	12,57	0,04
10	-0,08	0,56	12,79	0,07
11	0,11	0,44	13,51	0,06
12	0,03	0,46	12,28	0,05
13	0,12	0,47	13,62	0,06
14	-0,20	0,51	12,28	0,06
15	0,03	0,32	13,31	0,04

Tabelle 5.1: Ergebnis der Pulserkalibrierung. Beispielsweise für Kanal C1 gilt also 1000 Skalenteile entsprechen $-0,29 \text{ mV} + 12,09 \text{ mV} = 11,80 \text{ mV}$.

5.5 Übersprechverhalten

Genau wie das Rauschen ist das Übersprechverhalten zwischen den einzelnen Kanälen ein interessanter Gesichtspunkt der elektronischen Eigenschaften des Detektors. Um eben jenes auszutesten, war es zunächst nötig, einen Female-to-Male-DSUB-Connector mit Pulsereingang auf einem Kanal (C9) zu konstruieren, der zwischen Endplatine und Vorverstärker gesteckt werden konnte.

Beim Anlegen einer variablen Spannung von 0 mV bis 150 mV (Form: CsI^5 , maximaler Anteil an schneller Komponente), wurde für jeden Kanal dessen Energie gegen die Energie des Kanals C9 geplottet. Da es so für jeden Kanal pro Spannungsdurchlauf ein Wertepaar gab, wurden die vielen zu einem Energiewert von C9 gehörenden y-Werte gemittelt. Anschließend wurde ein linearer Fit durchgeführt. Dessen Steigung

⁵ CsI weist im Wesentlichen zwei Szintillationskomponenten auf: eine schnelle und eine langsame. Das Verhältnis der beiden Komponenten kann zur Teilchenidentifikation genutzt werden. [25] Für das in dieser Arbeit untersuchte Übersprechverhalten ist die genaue Form nicht von Bedeutung.

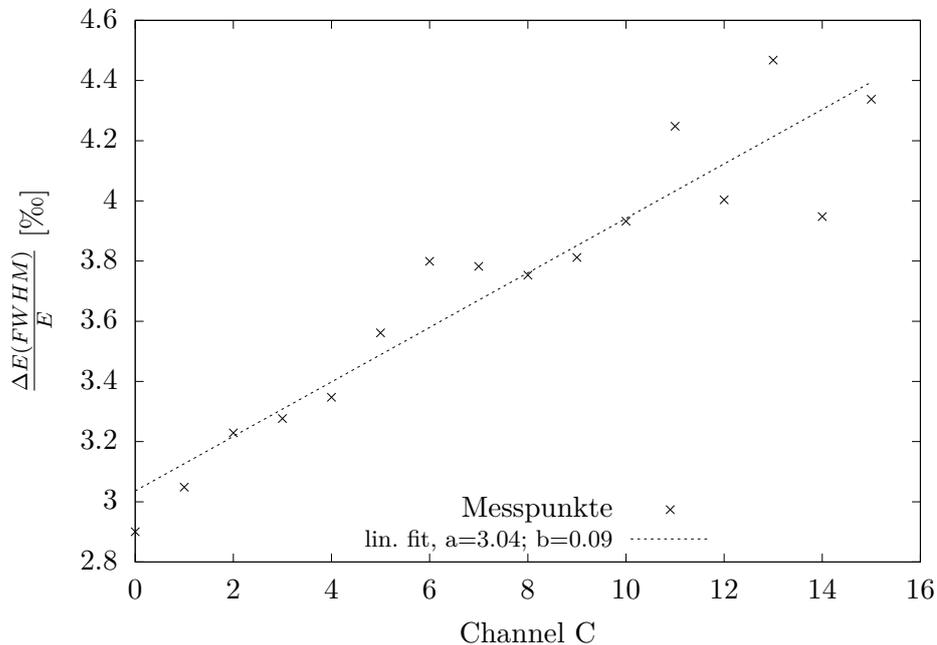


Abbildung 5.2: Relative Auflösung $\frac{\Delta E(FWHM)}{E}$ als Maß für das elektronische Rauschen. Ein linearer Fit der Form $f(x) = a + b \cdot x$ ergab die im Diagramm angegebenen Parameter.

kann als Maß für das Übersprechen interpretiert werden und ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

Um den Einfluss des zusätzlichen Female-to-Male-Steckers kennen zu lernen, wurde die gerade beschriebene Messung ohne angeschlossenen Detektor durchgeführt. Unter der Annahme, dass es sich überwiegend um kapazitives Übersprechen handelt, wurde der Wert „nur Stecker“ vom Wert „Detektor mit Stecker“ abgezogen. Das so korrigierte Ergebnis ist ebenfalls in letztgenannter Abbildung wiedergegeben.

Das maximale Übersprechen beträgt also weniger als 2 ‰. Die höchsten Werte finden sich für die Kanäle, deren zugehörige Stifte im DSUB-Stecker direkte Nachbarn des Stifts mit Pulsereingang sind. Außerdem fällt auf, dass nach der Korrektur nur wesentlich von null verschiedenes Übersprechen mit negativem Vorzeichen auftritt. Dies deutet auf eine Überkorrektur hin. Dass bei der Messung ohne Detektor die Pins des Steckers schlechter abgeschirmt waren, weil der Stecker ja nur auf einer Seite eingesteckt war, könnte die Ursache für die erhöhten Messwerte „nur Stecker“ sein. In

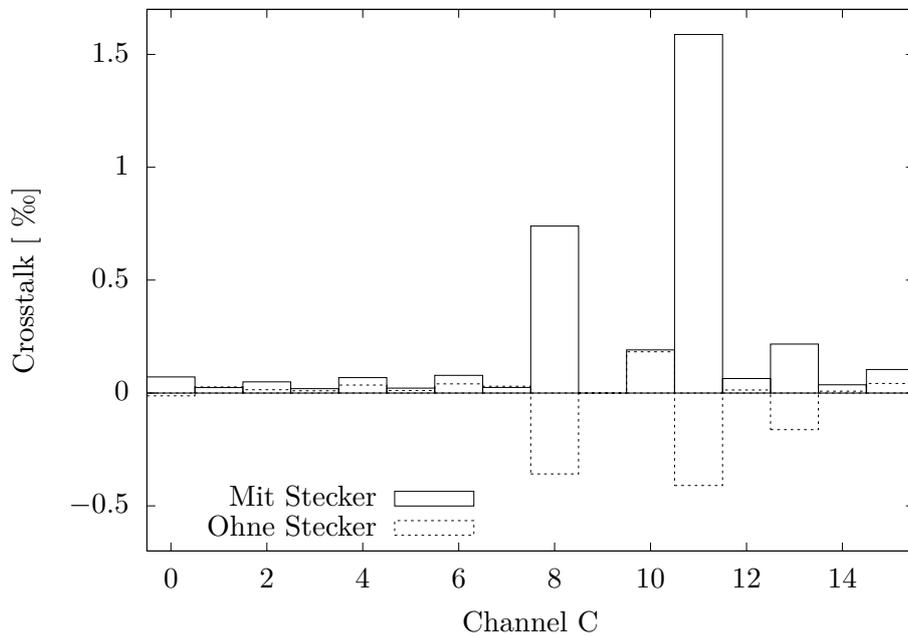


Abbildung 5.3: Übersprechverhalten mit zusätzlichem Stecker und um den Wert des Steckers korrigierte Werte.

der Folge kommt beim Abziehen dieser zu hohen Werte ein negatives Ergebnis heraus.

Um diese Ergebnisse zu überprüfen, wurde ein zweiter Female-to-Male-DSUB-Connector mit Pulsereingang gelötet. Die mit diesem Stecker durchgeführte Messung bestätigte die Resultate.

5.6 Alphatest

Im Anschluss an diese Experimente mit einer elektrischen Spannungsquelle wurde die generelle Funktionstüchtigkeit des Detektors mit einer Triplealphaquelle getestet. Wie aus der Simulation erwartet, maß bloß Kanal C0 ein Signal. Auf das Erzeugen eines Vakuums in dem Aluminiumzylinder der Alphakonfiguration wurde dabei verzichtet.

Dies war die letzte der im Labor und im Rahmen dieser Bachelorarbeit durchgeführ-

ten Erprobungen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Gegen Ende dieser Arbeit soll zunächst noch einmal kurz rekapituliert werden, welche Schritte im einzelnen unternommen wurden. Anschließend wird im Unterkapitel „Ausblick“ auf Tätigkeiten und Möglichkeiten Bezug genommen, welche über den Umfang der vorliegenden Arbeit hinausführen.

6.1 Zusammenfassung

Zentrales Thema war die Konstruktion und der Bau einer Tilted Electrode Ionization Chamber (TEGIC). Dieses Detektorkonzept hat sein Einsatzgebiet in Experimenten, bei denen die Protonenzahl schwerer Kerne bei hohen Raten zu identifizieren ist. Dies ist momentan vor allem bei Versuchen nach der Methode der Projektilfragmentation der Fall.

Die wesentlichen Designmerkmale einer TEGIC sind die folgenden:

Erstens sind die Kathoden und Anoden abwechselnd in der Strahlachse angebracht. Dadurch wird das Nachweisvolumen segmentiert, und mit den kurzen Driftstrecken einhergeht eine Verträglichkeit mit hohen Intensitäten.

Zweitens werden die Elektroden zur Vermeidung von Rekombinationen und singulären Feldmodifikationen durch die Ionen in einem spitzen Winkel zur Strahlrichtung verkippt.

Im theoretischen Teil der Arbeit wurde anhand der Bethe-Bloch-Formel erklärt, wie sich der Energieverlust bewegter Teilchen in Materie zur Teilchenidentifikation mittels Ionisationskammern nutzen lässt. Die Form der Verteilung des Energieverlustes und die Rolle der δ -Elektronen wurden dargelegt. Ein eigener Abschnitt wurde dem schrägen Teilcheneinschuss und seinen Konsequenzen gewidmet. Neben der Erörterung dieser Punkte, die das allgemeine Konzept einer TEGIC betreffen, wurden auch die wichtigsten Punkte bei deren praktischen Umsetzung herausgearbeitet.

Diese stellte den nächsten Teil der Arbeit dar. Dazu wurden zunächst am Computer die verschiedenen Leiterplatten mit den jeweiligen Schaltplänen entworfen sowie der

komplexe Detektoraufbau mit seiner Vielzahl an unterschiedlichen Teilen in einem CAD-Programm von Grund auf konstruiert.

Zudem wurde eine Geant4-Simulation zur Optimierung der Detektorgeometrie und diversen Berechnungen geschrieben und anhand eines ATIMA-Skriptes auf Plausibilität überprüft.

Nach Lieferung der Platinen wurden diese in einem anspruchsvollen, eigens entwickelten Verfahren mit den Steckern und der Mylarfolie bestückt. Parallel zu dieser mehrstufigen Prozedur wurde der restliche Detektor aus seinen einzelnen Bestandteilen zusammengefügt.

Nach seiner Fertigstellung wurde der Detektor im Labor auf seine Dichtigkeit und weitere, elektronische Eigenschaften hin untersucht. Im Vordergrund standen dabei das elektronische Rauschen und das Übersprechverhalten. In all diesen getesteten Punkten zeigte der Detektor gute Resultate. Eine Pulserkalibration wurde außerdem durchgeführt. Schließlich ließ sich die generelle Funktionstüchtigkeit als Nachweisgerät für Kerne mit einer Alphaquelle im Labor bestätigen.

6.2 Ausblick

6.2.1 $^{238}\text{U}^{63+}$ -Strahl an der Gesellschaft für Schwerionenforschung

Nach der Erprobung des Detektors im Labor konnte als nächstes bereits an der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt experimentiert werden. Hier wurde an insgesamt vier Tagen ein Teilchenstrahl von $^{238}_{92}\text{U}^{63+}$ -Ionen mit einer Energie von 300 MeV/u zur Verfügung gestellt. In diesem Zeitraum konnten umfassende Testexperimente mit der TEGIC durchgeführt werden. Dabei wurden die Parameter Spannung (234 V bis 295 V), Druck (0,45 bar bis 1,6 bar) und Strahlintensität (2,7 kHz bis 27 kHz) variiert und verschiedene Kombinationen davon gewählt. Eine umfassende Analyse der gewonnenen Daten konnte aus Zeitgründen im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden. Die eingehende Auswertung dieser Versuche stellt also den logischen nächsten Schritt dieses Projektes dar. Insbesondere die Verträglichkeit mit hohen Raten und die dabei erreichbare Energieauflösung werden dabei von Interesse sein. Anschließend lässt sich ein Vergleich mit der durchgeführten Simulation anstellen.

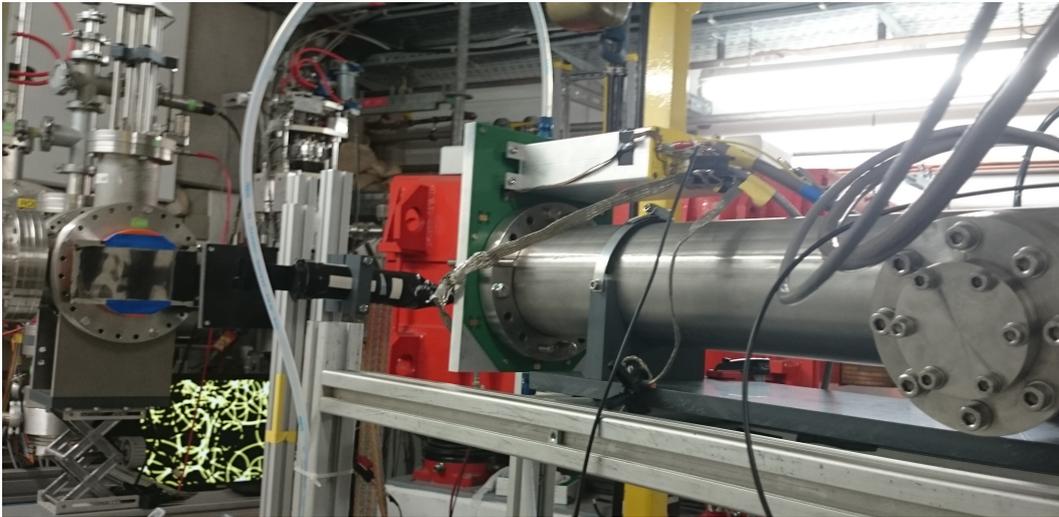


Abbildung 6.1: Versuchsaufbau an der Gesellschaft für Schwerionenforschung. In der Bildmitte ist die Endplatine mit aufgeschraubtem Vorverstärker zu sehen. Der Strahl kommt von links. Das Gehäuse der TEGIC wurde auf einer eigens dazu entworfenen Halterung befestigt.

6.2.2 Mögliche Erweiterung

In diesem Abschnitt soll eine Idee zur Erweiterung des Detektors kurz vorgestellt werden.

In fernerer Zukunft könnte eine Erweiterung des Detektors stehen. Abbildung 6.2 zeigt eine Möglichkeit, dies zu tun: Man könnte einen zweiten Detektorarm mit Verkippungsrichtung der Platinen von -75° zur Strahlachse hinter dem ersten montieren. Dessen Signale könnten auf den bisher ungenutzten Steckern mit eins zu eins Verbindung auf den Ausleseplatinen durch den existierenden Detektorarm zur Endplatine transportiert werden. Für dieses Vorhaben ließe sich ein Großteil der bereits vorhandenen Teile bzw. deren Baupläne mit eventuellen, kleineren Modifikationen wiederverwenden.

In dieser Konfiguration würde ein schräger Einschuss, wie in 2.4 diskutiert, aufgrund der verschiedenen Abweichungen der Strecken l_1, l_2 von der Sollstrecke l_0 zu zwei verschiedenen Messergebnissen für den Energieverlust führen. Es ließe sich damit auch zwischen Teilchen, die mit negativem und positivem Winkel zur Strahlachse in den Detektor einfallen, unterscheiden. Außerdem würde die ebenfalls in Abschnitt 2.4 besprochene Problematik des unterschiedlichen Anstiegs der relativen Abweichung $\frac{\Delta E}{E}$ je nach Vorzeichen des Winkels behoben, da sich immer einer der beiden

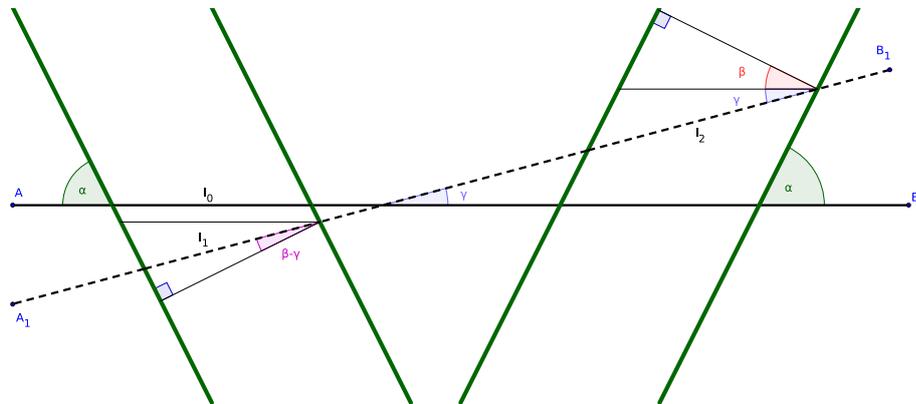


Abbildung 6.2: Teilcheneinfaltung entlang der Strecke $[A_1B_1]$ im Winkel γ zur Strahlachse $[AB]$ führt zu *verschiedenen* Abweichungen der zwischen den Platten zurückgelegten Strecken l_1, l_2 von der Sollstrecke l_0 .

Detektorarme im günstigeren, schneller ansteigenden Ast der Funktion in Abb. 2.5 befände.

Anhang A

Anhang

A.1 Programme, Hilfsmittel und Materialien

Programme

Zuerst sollen hier die wichtigsten Programme, die bei der Erstellung dieser Arbeit Verwendung fanden, knapp aufgeführt werden.

- **CadSoft EAGLE PCB Design Software**, Programm zur Electronic Design Automation (EDA). URL: <http://www.cadsoft.de/eagle-pcb-design-software/>
- **Eagle'up**, User-Language-Programm, das den Export von PCB-Entwürfen von EAGLE nach SketchUp ermöglicht. URL: <https://eagleup.wordpress.com/>
- **SketchUp**, erstellt 3-D Modelle. URL: <https://www.sketchup.com/de>
- **Kerkythea**, Renderengine. URL: <http://www.kerkythea.net/cms/>
- **SolidWorks**, ein 3D-CAD-Programm. URL: <http://www.solidworks.de/>
- **ATIMA**, einfach zu bedienendes Tool zur Berechnung verschiedener Größen rund um bewegte Teilchen in Materie. URL: <https://web-docs.gsi.de/~weick/atima/>
- **Geant4**, umfangreiches Toolkit um den Durchgang von Teilchen durch Materie zu simulieren. URL: <https://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- **ROOT**, objektorientierte Datenanalysesoftware. URL: <https://root.cern.ch/>
- **gnuplot**, kommandozeilengesteuertes Plotprogramm. URL: <http://www.gnuplot.info/>

Materialien

Weiter geht es mit einer Liste der meist benutzten Materialien. Die jeweilige Verwendung ist in Klammern notiert.

- UHU plus endfest 2-K-Epoxidharzkleber. (alle Klebeverbindungen im Rahmen dieser Arbeit) URL: http://www.uhu-profi.de/uploads/tx_ihtdatasheets/tds_plus_endfest300.pdf
- Circuit Works CW 2400 Silber-Leitkleber (Kontaktieren der Mylarfolien auf den Elektroden) URL: <https://www.chemtronics.com/descriptions/document/Cw2400tds.pdf>
- Mylarfolie. (Für die Umwandlung der PCB-Rahmen in Elektroden) URL: <http://www.dupontteijinfilms.com/FilmEnterprise/Datasheet.asp?ID=302&Version=US>

Externe Hersteller

Auch die externen Hersteller sollen kurz Erwähnung finden.

- Multi Printed Circuit Boards Ltd.
URL: <https://www.multi-circuit-boards.eu/index.html>
Herstellung der Leiterplatten
- VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH
URL: <https://www.vacom.de/>:
CF100-Flansch und diverse Dichtungen
- mesytec GmbH & Co. KG
URL: <http://www.mesytec.com/>:
Vorverstärker MPR-16
- Samtec Europe GmbH
URL: <https://www.samtec.com>:
Folgende Board-to-Board-Connectors:
 - Samtec-FLE-117-01-G-DV-A
 - Samtec-FTSH-117-01-L-DV-A
 - Samtec-FTSH-117-01-L-MT
- Harting KGaA
URL: <http://www.harting.de>:
DSUB Stecker, Modell: DSUB SV MA TSDP STR 25P AU2

A.2 Zuordnung von ADC-, TEGIC- & Preampkanälen zueinander

ADC	TEGIC	PREAMP
0	1	7
1	2	6
2	3	5
3	4	4
4	5	3
5	6	2
6	7	1
7	15	8
8	0	9
9	8	16
10	9	15
11	10	14
12	11	13
13	12	12
14	13	11
15	14	10

Tabelle A.1: Zuordnung der ADC- zu den TEGIC- und Vorverstärkerkanälen.

A.3 Detaillierte Daten der Berechnung des Beschusses mit ^{238}U (300 MeV/u)

Material	ATIMA			Geant4: Energieverlust	
	Energieverlust [MeV]	Dicke [mg/cm ²]	Energiestreuung [MeV]	Geom. Mittel [MeV]	Geom. Standardabw.
Einlassfolie	92,41	3,45	0,10		
P10	267,73	12,16	0,22		
0, Folie	7,68	0,29	0,03	7,70	1,29
P10(0,1)	32,98	1,50	1,66	32,79	1,03
1, Folie	7,68	...	0,03	7,70	1,30
P10(1,2)	32,99		1,66	32,79	1,03
2, Folie	7,68		0,03	7,71	1,30
P10(2,3)	33,00		1,66	32,81	1,03
3, Folie	7,68		0,03	7,71	1,30
P10(3,4)	33,01		1,66	32,81	1,03
4, Folie	7,69		0,03	7,70	1,30
P10(4,5)	33,01		1,66	32,82	1,03
5, Folie	7,69		0,03	7,71	1,30
P10(5,6)	33,02		1,66	32,83	1,03
6, Folie	7,69		0,03	7,71	1,30
P10(6,7)	33,03		1,66	32,83	1,03
7, Folie	7,69		0,03	7,72	1,30
P10(7,8)	33,04		1,66	32,84	1,03
8, Folie	7,69		0,03	7,72	1,30
P10(8,9)	33,05		1,66	32,86	1,03
9, Folie	7,70		0,03	7,72	1,30
P10(9,10)	33,05		1,66	32,87	1,03
10, Folie	7,70		0,03	7,70	1,30
P10(10,11)	33,06		1,66	32,87	1,03
11, Folie	7,70		0,03	7,72	1,30
P10(11,12)	33,07		1,66	32,88	1,03
12, Folie	7,70		0,03	7,72	1,30
P10(12,13)	33,08		1,66	32,89	1,03
13, Folie	7,70		0,03	7,73	1,30
P10(13,14)	33,09		1,66	32,89	1,03
14, Folie	7,71		0,03	7,73	1,30
P10(14,15)	33,09		1,66	32,91	1,03
15, Folie	7,71		0,03	7,73	1,29
P10(15,16)	33,10		1,66	32,92	1,03
16, Folie	7,71		0,03	7,72	1,30
P10(16,17)	33,11		1,66	32,93	1,03
17, Folie	7,71		0,03	7,73	1,30
P10(17,18)	33,12		1,66	32,93	1,03
18, Folie	7,71		0,03	7,74	1,30
P10(18,19)	33,13		1,66	32,94	1,03
19, Folie	7,72		0,03	7,74	1,30
P10(19,20)	33,13		1,66	32,95	1,03
20, Folie	7,72		0,03	7,74	1,30
P10(20,21)	33,14		1,66	32,96	1,03
21, Folie	7,72		0,03	7,75	1,30
P10(21,22)	33,15		1,66	32,96	1,03
22, Folie	7,72		0,03	7,75	1,30
P10(22,23)	33,16		1,66	32,97	1,03
23, Folie	7,72		0,03	7,74	1,30
P10(23,24)	33,17		1,65	32,98	1,03
24, Folie	7,73		0,03	7,75	1,30
P10(24,25)	33,18		1,65	32,99	1,03
25, Folie	7,73		0,03	7,74	1,30
P10(25,26)	33,18		1,65	33,00	1,03
26, Folie	7,73		0,03	7,75	1,30
P10(26,27)	33,19		1,65	33,01	1,03
27, Folie	7,73		0,03	7,75	1,30
P10(27,28)	33,20		1,65	33,02	1,03
28, Folie	7,73		0,03	7,75	1,30
P10(28,29)	33,21		1,65	33,02	1,03
29, Folie	7,74		0,03	7,76	1,30
P10(29,30)	33,22		1,65	33,04	1,03
30, Folie	7,74		0,03	7,76	1,30
P10(30,31)	33,22		1,65	33,05	1,03
31, Folie	7,74		0,03	7,76	1,30
P10(31,32)	33,23		1,65	33,05	1,03
32, Folie	7,74		0,03		

Tabelle A.2: ATIMA- bzw. Geant4-Berechnung der Variablen Energieverlust, Materialdicke und Energiestreuung bei Beschuss mit ^{238}U (300 MeV/u).

A.4 Technische Zeichnungen

A.4.1 Ausleseplatine

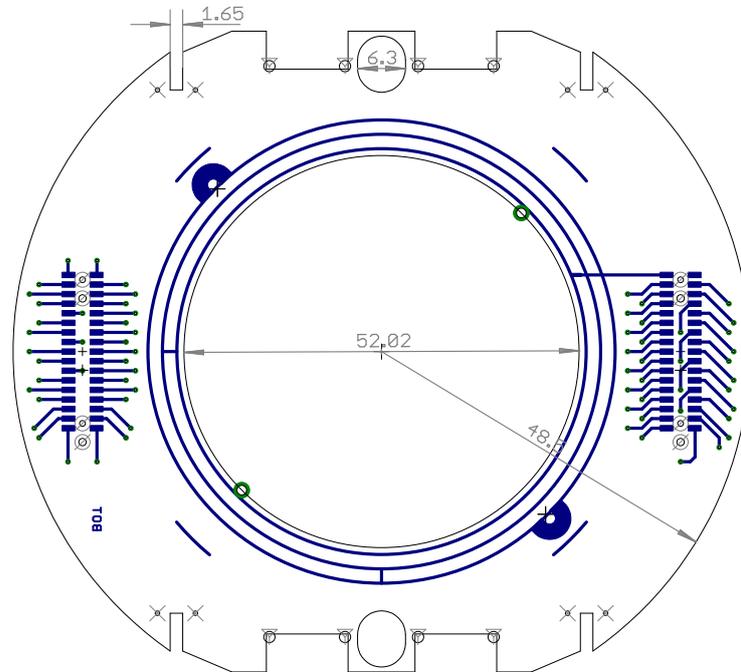


Abbildung A.1: Ausleseplatine mit einigen Maßen (in mm) zur Orientierung. Maßstab 1:1. Eine detaillierte Deskription dieses Bauteils findet sich in Abschnitt 3.2.

A.4.2 Endplatte

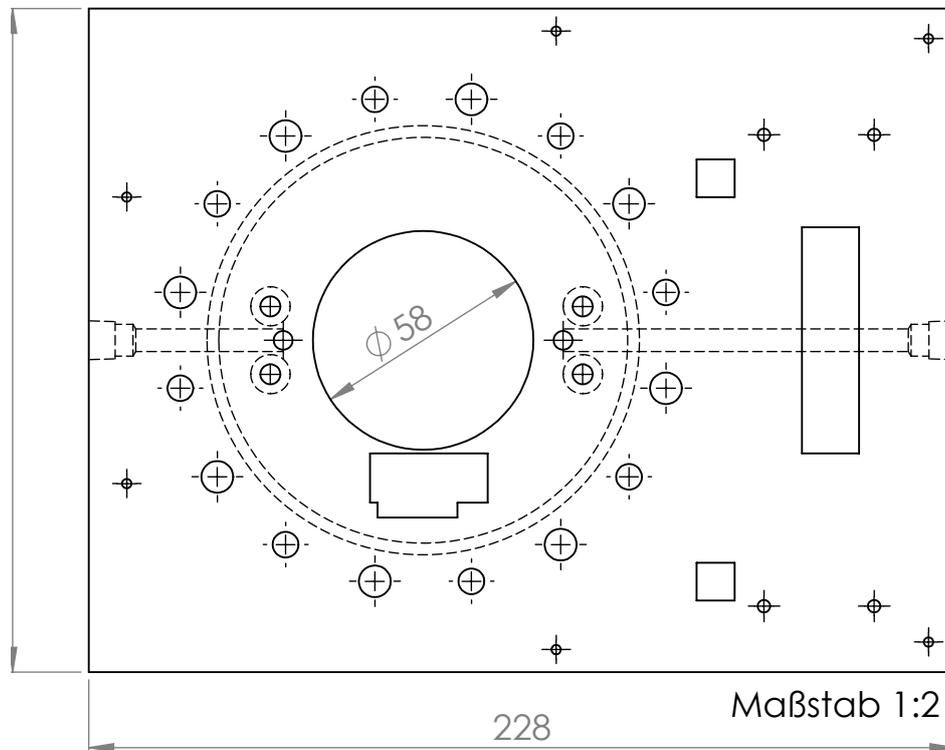
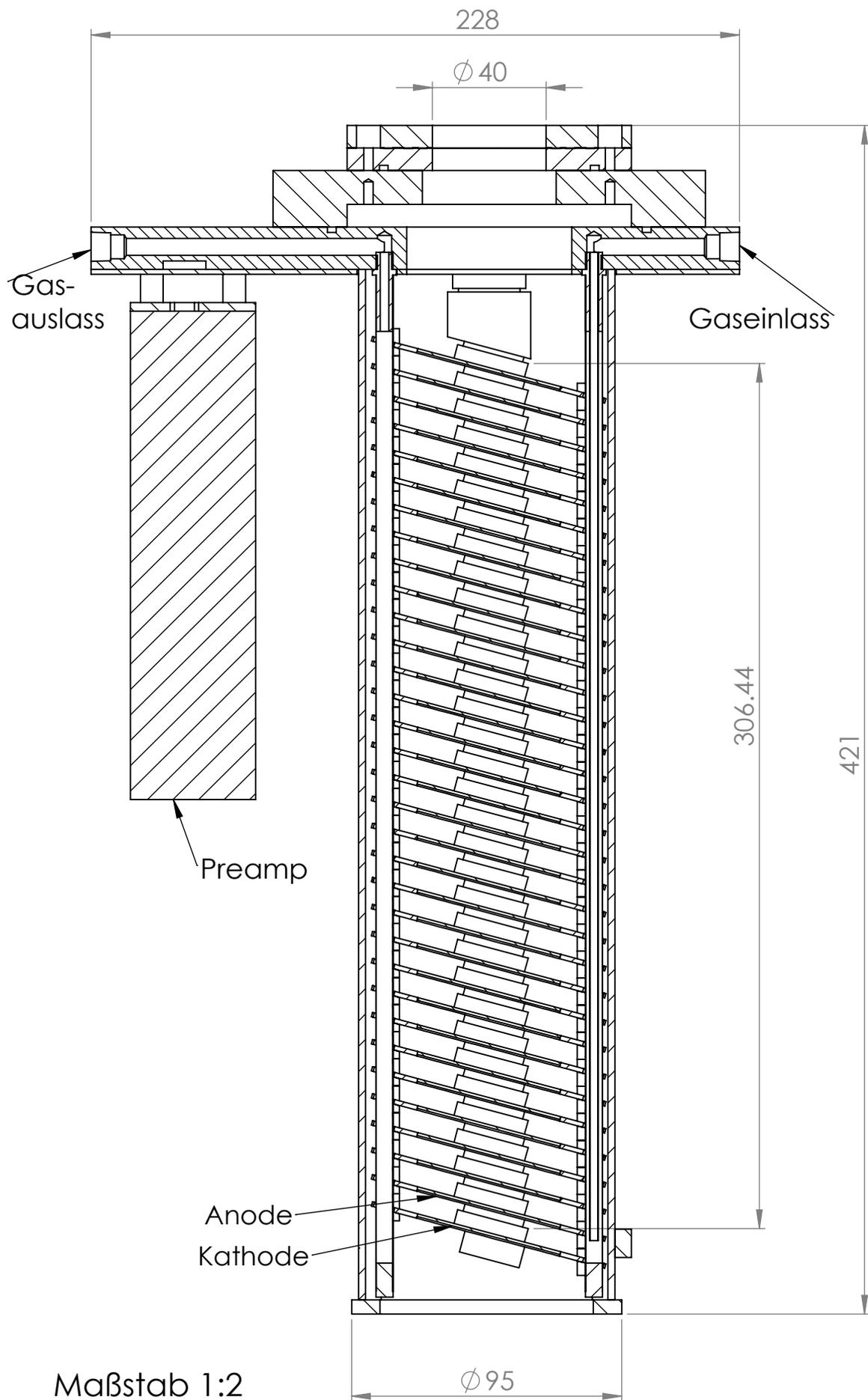


Abbildung A.2: Technische Skizze der Endplatte mit einigen Maßen (in mm) als Referenz. Maßstab 1:2. Die beiden Quadrate, das längliche Rechteck (rechts) sowie das Achteck (unter dem Strahleinlassloch) sind Fräsungen, die den elektrischen Kontakt zwischen der Endplatte und der Endplatte unterbinden. Gestrichelt gezeichnet sind Gasein- und -auslass, sowie die O-Ring-Nut auf der Rückseite.

A.4.3 Gesamter Detektor

Nachfolgende Zeichnung ist eine Schnittansicht des gesamten Detektors im Maßstab 1:2. Einige Bemaßungen und Beschriftungen zentraler Elemente helfen dem Leser, sich zurecht zu finden.



Maßstab 1:2

Abbildung A.3: Schnittansicht mit ausgewählten Maßen

Literatur

- [1] George Wallerstein u. a. ‘Synthesis of the elements in stars: forty years of progress’. In: *Reviews of Modern Physics* 69.4 (1997), S. 995.
- [2] B. G. Todd-Rutel und J. Piekarewicz. ‘Neutron-Rich Nuclei and Neutron Stars: A New Accurately Calibrated Interaction for the Study of Neutron-Rich Matter’. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 122501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.122501. arXiv: nucl-th/0504034 [nucl-th].
- [3] David J Morrissey und Brad M Sherrill. ‘In-Flight Separation of Projectile Fragments’. In: *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I*. Springer, S. 113–135.
- [4] Joachim Baechler. ‘The alice tpc’. In: *Astroparticle, Particle and Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications: Proceedings of the 9th Conference: Villa Olmo, Como, Italy, 17-21 October 2005*. World Scientific. 2006, S. 10.
- [5] K Kimura u. a. ‘High-rate particle identification of high-energy heavy ions using a tilted electrode gas ionization chamber’. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 538.1 (2005), S. 608–614.
- [6] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2000. ISBN: 9780471073383.
- [7] Wikipedia. *Ionization chamber — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. [Online; accessed 23-July-2016]. 2016. URL: https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Ionization_chamber&oldid=727705160.
- [8] Archana Sharma. ‘Properties of some gas mixtures used in tracking detectors’. In: (1998).
- [9] K. A. Olive u. a. ‘Review of Particle Physics’. In: *Chin. Phys.* C38 (2014), S. 090001. DOI: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [10] William Frass. ‘Passage Of Particles Through Matter’. In: (2009). URL: <http://www2.physics.ox.ac.uk/sites/default/files/Passage.pdf>.
- [11] J.D. Jackson. *Classical electrodynamics*. Wiley, 1975. ISBN: 9780471431329. URL: https://books.google.de/books?id=%5C_7rvAAAAMAAJ.

- [12] L. Katz und A. S. Penfold. ‘Range-Energy Relations for Electrons and the Determination of Beta-Ray End-Point Energies by Absorption’. In: *Rev. Mod. Phys.* 24 (1 Jan. 1952), S. 28–44. DOI: 10.1103/RevModPhys.24.28. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.24.28>.
- [13] Claus Grupen und Boris Shwartz. *Particle Detectors* -. Cambridge: Cambridge University Press, 2008. ISBN: 978-1-139-46953-1.
- [14] *Mylar*. [Online; accessed 31-August-2016]. Synflex Elektro GmbH. 2016. URL: <http://produkte.airliquide.de/gasekatalog/pdb/argon90-methan10-p10.pdf>.
- [15] *FR4 Basismaterial*. [Online; accessed 31-August-2016]. Multi Printed Circuit Boards Ltd. URL: <https://www.multi-circuit-boards.eu/glossar/FR4%5C%20Basismaterial.html>.
- [16] A Andronic u. a. ‘Drift velocity and gain in argon-and xenon-based mixtures’. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 523.3 (2004), S. 302–308.
- [17] B. Jean-Marie, V. Lepeltier und D. L’Hote. ‘Systematic measurement of electron drift velocity and study of some properties of four gas mixtures: Ar-CH₄, Ar-C₂H₄, Ar-C₂H₆, Ar-C₃H₈’. In: *Nuclear Instruments and Methods* 159.1 (1979), S. 213–219. ISSN: 0029-554X. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(79\)90349-5](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(79)90349-5). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X79903495>.
- [18] T. E. Bortner u. a. *Alpha particle ionization of Argon mixtures: further study of the role of excited states*. Oak Ridge National Laboratory, 1963.
- [19] *ARGON/METHAN 90/10 P10 GASGEMISCH*. [Online; accessed 31-August-2016]. Air Liquide Deutschland GmbH. 2015. URL: <http://f.electronic-supply.dk/2j1urt3w0is1yvoa.pdf>.
- [20] H. Weick. *ATIMA*. [Online; accessed 27-July-2016]. 2014. URL: <https://web-docs.gsi.de/~weick/atima/>.
- [21] Tobias Kunz. ‘Entwicklung einer Simulationsumgebung für das COMPASS-II-Experiment mit Geant4’. Diplomarbeit. 2012.
- [22] Saúl Beceiro Novo. ‘Implementation of a GEANT4 simulation for the R3B setup (FAIR)(R3BSIM): application to 27P Coulomb dissociation’. Diss. 2008.
- [23] Steven Smith. *Digital Signal Processing: A Practical Guide for Engineers and Scientists* -. 1. Aufl. California: California Technical Pub, 1997. ISBN: 978-0966017632.
- [24] Max Winkel. ‘Komplexe Pulsformalgorithmen und Teilchenidentifikation zur Echtzeit-Implementierung in CALIFA’. Diss. 2016.

- [25] W. Skulski und M. Momayezi. ‘Particle identification in CsI(Tl) using digital pulse shape analysis’. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 458.3 (2001), S. 759–771. ISSN: 0168-9002. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00938-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00938-4). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900200009384>.

Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben. Besonderer Dank gilt dabei folgenden Personen:

Professor Dr. Laura Fabbietti für die Möglichkeit, diese Arbeit in ihrer Arbeitsgruppe zu verfassen.

Meinem Betreuer, Dr. Roman Gernhäuser, der immer ein offenes Ohr für meine Fragen hatte und mich stets mit Rat und Tat bei allen wissenschaftlichen Tätigkeiten unterstützte.

Dem gesamten Team des ehemaligen Lehrstuhls E12 für die vielen Gespräche, Tipps und Hilfestellungen. In der freundlichen und produktiven Arbeitsatmosphäre war es nie schwer, bei auftretenden Problemen einen kompetenten Ansprechpartner zu finden, der sich die Zeit nahm, bekannte Lösungswege aufzuzeigen oder neue zu diskutieren.

Allen Korrekturlesern für die sorgfältige Arbeit.

Johannes für die gelegentliche Ablenkung vom Schreiben.