Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Das EDDA-Experiment

Für das Verständnis nuklearer Wechselwirkungen und Kräfte ist eine genaue Vermessung der elastischen Proton-Proton-Streuung unerläßlich. Die zur Zeit existierenden Daten weisen aber vor allem in dem Energiebereich über 1.2GeV große Lücken auf und lassen keine zufriedenstellende Untersuchung über ein geeignetes Nukleon-Nukleon Wechselwirkungsmodell zu. Rückschlüsse aus experimentell gewonnenen Daten auf ein fundamentales Wechselwirkungsmodell werden mit Hilfe von Streuphasenanalysen [DOH97] gezogen. Diese Methode erfordert allerdings eine möglichst genaue und über einen weiten Energiebereich vollständige Datenmenge. Hier sind Präzisionsexperimente erforderlich, die für eine Verbesserung des Weltdatensatzes sorgen.

Ein solches Experiment stellt das EDDA-Experiment dar. Mit Hilfe des EDDA-Experiments kann der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Proton-Streuung sehr genau und mit guter Statistik sowohl in seiner Energieabhängigkeit als auch in seiner Winkelabhängigkeit erfaßt werden. Ein weiteres Ziel ist die Klärung der Existenz von dibaryonischen Resonanzen, die sich als Strukturen in den Anregungsfunktionen zeigen sollten [WOL96].

Ermöglicht wird eine solche Präzisionsmessung durch den Einbau von EDDA am internen Strahlplatz TP2 des Protonen-Beschleunigers COSY (**CO**oler **SY**nchrotron) des Forschungszentrums Jülich. Dieser Beschleuniger stellt einen Protonenstrahl mit sehr kleiner Ausdehnung und großer Impulsschärfe ($\Delta p/p = 1 \times 10^{-3} - 2 \times 10^{-4}$) bis zu einem Strahlimpuls von 3300 MeV/c zur Verfügung. Durch die Verwirklichung des EDDA-Experimentes als internes Strahlexperiment wird eine Messung während der Rampe, das heißt während der Hochbeschleunigungsphase des Synchrotrons, durchführbar. Man unterbindet durch ein wiederholtes Durchfahren der Rampe in kurzen Zeitabständen systematische Fehler, die aus Langzeitveränderungen resultieren. Diese sogenannte *multi-pass-technique* sorgt für eine sehr effiziente Datenaufnahme und hohe Luminosität. So kann mit EDDA der Wirkungsquerschnitt in einem Energiebereich von 500 - 2500 MeV in kleinen Energieschritten und mit gleichzeitig hoher Winkelauflösung vermessen werden[ALB97].Voraussetzung für diese Meßmethode ist ein Target, das den Strahl bei jedem Durchgang annähernd unbeeinflußt läßt.

In der ersten Phase des EDDA-Experiments wird der spinunabhängige Wirkungsquer-

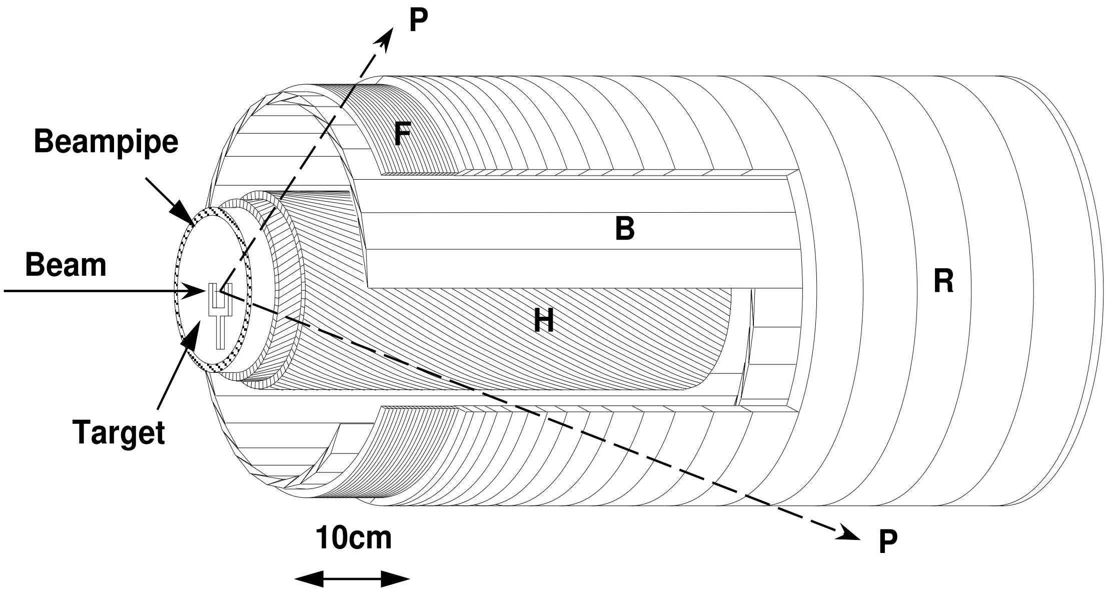


Abbildung 1.1: *Der EDDA-Detektor. Der Protonenstrahl trifft auf das in der Targetgabel eingespannte Fädchentarget. Die gestreuten Teilchen durchqueren von innen nach außen: Strahlrohr, Innenschale (H), Stäbe der Außenschale (B) und Ringe (R) bzw. Fasern (F) der Außenschale.*

schnitt mittels Streuung des Protonenstrahls an einem nur 4 μm × 5 μm dünnen Fädchentarget [MOS91] aus Polypropylen ($(\mathrm{CH_2})_n$) gemessen. Das eigentliche Target stellt hierbei der gebundene Wasserstoff dar. Durch den ständigen Beschuß mit Strahlprotonen werden viele Elektronen aus dem Target ausgelöst, so daß sich das Polypropylenfädchen statisch auflädt. Um es vor dem Zerreißen zu schützen, wird das Fädchen mit einer dünnen Aluminiumschicht bedampft und über eine metallische Halterung, der Targetgabel, geerdet. So können herausgelöste Elektronen nachgeführt werden. Gleichzeitig wird dieser Elektronenstrom als Luminositätssignal verwendet und über ein äußerst empfindliches Picoampermeter registriert [MOS94, SCHE94].

Eine Hebevorrichtung sorgt für das Einfahren des Fädchentargets in den Strahl. Zusammen mit einer drehbaren Halterung für die Targetgabeln können so problemlos bis zu fünf Targets ausgetauscht werden. Dabei werden nicht nur $\mathrm{CH_2}$-Targets sondern auch reine Kohlenstoff-Targets eingesetzt. Mit Hilfe dieser C-Targets werden Messungen zur Bestimmung des unvermeidbaren Untergrunds an inelastischen und quasielastischen Streuereignissen der Strahlprotonen am Kohlenstoff des $\mathrm{CH_2}$-Targets durchgeführt. Nach geeigneter Skalierung lassen sich so die vorgetäuschten elastischen pp-Streuereignisse in der Datenauswertung korrigieren.

Der EDDA-Detektor ist zylindrisch um das Strahlrohr angeordnet. Die sogenannte *Außenschale* [WOL96] besteht aus einer zweilagigen Anordnung von Szintillatorelementen. Zunächst passiert ein gestreutes Teilchen eine Lage aus 32 beidseitig auslesbaren Szintillatorstäben, die der Bestimmung des Azimutwinkels φ dienen. Anschließend durchquert das Teilchen eine Lage von 2×29 Halbringen, bestehend aus Plastikszintillatoren und szintillierenden Fasern, mit deren Hilfe der Polarwinkel θ gemessen werden kann. Diese Anordnung erlaubt eine Abdeckung der vollen 2π des φ-Bereichs und des θ-Winkelbereichs von 10^0 - 72^0. Die Winkelauflösung wird durch das Prinzip der *Amplitudenteilung* [BIS93] erhöht. Ein teilweiser Überlapp der Stäbe und Ringe untereinander sorgt für eine winkelabhängige Energiedeposition des Teilchens in mindestens zwei Stäben und zwei Ringen. Durch die jeweilige Analyse der Lichtausbeute benachbarter Elemente wird eine bis zu fünffache Verbesserung der Ortsauflösung erreicht, als es durch die bloße Granularität des Detektors möglich wäre. Man erreicht eine Winkelauflösung in θ_{lab} (φ) von $\approx 1.4^0(1.8^0)$.

Zur Identifizierung der gesuchten elastischen pp-Streuereignisse werden zwei Eigenschaften dieser Streuung zur Triggerbildung [SCHW91] herangezogen:

1. **Koplanarer Trigger**: Strahl und die beiden gestreuten Protonen liegen in einer Ebene. D.h. zwei gegenüberliegende Stäbe müssen feuern.

$$|\varphi_1 - \varphi_2| = 180^0 \tag{1.1}$$

2. **Kinematischer Trigger**: Die Streuwinkel der beiden Protonen sind kinematisch in Abhängigkeit von der Strahlenergie miteinander verknüpft. Aufgrund dieser Beziehung wird eine Koinzidenz zwischen zwei bestimmten Ringen gefordert.

$$\tan\theta_{lab1} \cdot \tan\theta_{lab2} = \frac{2m_p}{T_{beam} + 2m_p} \tag{1.2}$$

Mit Hilfe dieses zweifachen Triggers werden vor allem inelastische Reaktionen sowohl am Wasserstoff als auch am Kohlenstoff sehr effizient unterdrückt.

Seit März 1997 ist die Messung in eine zweite Phase eingetreten. Es wurde erfolgreich ein Atomstrahltarget [ALT97] eingebaut, welches die Produktion eines polarisierten Wasserstoffstrahls ermöglicht. Zusammen mit dem seit Mai 1996 polarisierbaren Protonenstrahl des COSY-Beschleunigers kann nun die Streuung polarisierter Protonen an polarisierten Protonen gemessen werden. Ziel ist die Vermessung von Analysierstärken und Spinkorrelationsparametern über einen großen Energie- und Winkelbereich hinweg.

Aufgrund der wesentlich größeren Wechselwirkungszone des Atomstrahltargets mit dem Protonenstrahl reicht die Außenschale zur Vertexrekonstruktion nicht mehr aus. Daher ist im Juli 1996 eine *Innenschale* [ZIE97] eingebaut worden, die zusammen mit der Außenschale ein sehr genaues Instrument zur Vertexrekonstruktion [THO96] darstellt. Sie besteht aus 640 szintillierenden Fasern, die in einer Doppelhelix angeordnet sind. Die Fasern sind mit abwechselndem Wicklungssinn in vier Schichten auf dem Strahlrohr angebracht, so daß bei zwei aufeinander folgenden getroffenen Schichten ein eindeutiger Durchstoßpunkt rekonstruiert werden kann.

Zur Normierung der Daten stehen bei Verwendung des Fädchentargets zwei redundante Verfahren zur Verfügung:

- Beim Sekundärelektronenmonitor (**SEM**) handelt es sich um ein äußerst empfindliches Picoampermeter, welches den Erdstrom zur Kompensation herausgelöster Sekundärelektronen aus dem leitend verbundenen Target mißt. Der Messung liegt die Proportionalität zwischen der Anzahl herausgelöster Elektronen und der von den Strahlprotonen im Target deponierten Energie zugrunde [STE57]. Dies ist die Methode, mit der die bisher veröffentlichten Daten normiert wurden [ALB97].

- Mit Hilfe von **PIN-Dioden** [SCHE94], die noch unter der Innenschale an vier ausgewählten Positionen unter $\theta_{lab} = 40^0$ angebracht sind, werden die Zählraten der sogenannten $\delta-$Elektronen bestimmt. Das Aluminiumstrahlrohr ist an diesen vier Stellen von 2mm auf 0.25mm heruntergefräst worden. Die $\delta-$Elektronen entstehen bei elastischen Stößen der Strahlprotonen mit den Elektronen im Target. Da die Produktionsrate der $\delta-$Elektronen durch die Rosenbluth-Formel beschrieben wird und die Wirkungsquerschnitte sehr genau bekannt sind, stellt diese Reaktion eine geeignete Vergleichsreaktion dar.

Beide Methoden ergeben eine Übereinstimmung der Normierung innerhalb von 2.5% über den gesamten Energiebereich. Sie bieten beide aber nur die Möglichkeit zu einer relativen Normierung, das heißt zu dem Verhältnis der Normierungen bei verschiedenen Energien. Für die absolute Normierung der Daten greift man auf Winkelverteilungen mit 1 % Fehler von Simon et al. [SIM93] zurück, die bei einem Strahlimpuls von 1455 MeV/c in einem externen Experiment gemessen wurden. Bei dieser Energie wird die Normierung angepaßt. Von dort aus wird dann mit Hilfe der EDDA-eigenen relativen Normierung auf andere Energien zurückgeschlossen.

Bei Verwendung des Atomstrahltargets bleiben prinzipiell nur noch die PIN-Dioden zur Normierungs- bzw. Luminositätsüberwachung. Allerdings stellen die Polarisationsobservablen, die mit dem Atomstrahltarget gemessen werden sollen, ein Verhältnis von Wirkungsquerschnitten dar, so daß eine Normierung hauptsächlich Kontrollzwecken dient. Eventuell wird aber mit diesem Atomstrahltarget noch die Reaktion

$$p + p \rightarrow d + \pi^+$$

untersucht.

1.2 Motivation und Ziel der Arbeit

Wie bereits erwähnt, werden sich die Luminositätsmonitore beim Atomstrahltarget auf die PIN-Dioden reduzieren, da das SEM naturgemäß nicht mehr zur Verfügung steht.

Die Verbesserungen, die bezüglich der Bestimmung der Luminosität L_p im Rahmen dieser Diplomarbeit untersucht und umgesetzt werden, beziehen sich daher allesamt auf das Verfahren, welches die elastische e^-p - Streuung als Vergleichsreaktion zur Grundlage hat. Zentraler Punkt dieses Verfahrens ist die möglichst exakte Bestimmung der Luminosität L_{e^-} für die Reaktion

$$p + e^- \rightarrow p + e^-.$$

Die Luminosität L_{e^-} erhält man in zwei Schritten [DIE97]:

1. Experimentell wird die genaue Anzahl N_{e^-} der $\delta-$Elektronen bestimmt.

2. Simulationen liefern eine Luminosität pro Elektron L_{e^-} Hier geht vor allem die Effizienz der PIN-Dioden ein, definiert als das Verhältnis der Anzahl detektierter Teilchen zur Anzahl der in Richtung PIN-Diode fliegenden Teilchen.

Aus diesen beiden Schritten erhält man dann die Luminosität L_{e^-} :

$$L_{e^-} = \mathrm{L}_{e^-} \cdot N_{e^-} \tag{1.3}$$

Über das stöchiometrische Verhältnis $\frac{n_p}{n_e}$ von Protonen zu Elektronen im Target (siehe Gleichung 2.9), das zwar nicht bekannt ist aber während eines ca. 10s dauernden COSY-Zyklus (Abschnitt 4.2) als konstant vorausgesetzt wird, schließt man auf L_p.

Speziell bei der experimentellen Bestimmung der Anzahl von $\delta-$Elektronen sind einige Verbesserungen wünschenswert. Im Vordergrund steht hier eine möglichst saubere Hadronenseparation von den gesuchten Elektronen. Dieser hadronische Untergrund besteht überwiegend aus über einen weiten Energiebereich verteilten Pionen und Protonen. Die hinter einer PIN-Diode liegenden Außschalenelemente sind mit der PIN-Diode in Koinzidenz geschaltet. Da die Energie der Elektronen nicht ausreicht, um die Außenschale zu erreichen (Tabelle 2.1), handelt es sich bei diesen koinzidenten Ereignissen um Hadronen. Um vom Zählereintrag der PIN-Diode auf die richtige e^-– Rate zu schließen, werden für jedes zehnte Ereignis auch Energiedepositionen festgehalten, anhand derer man eine Entscheidung zwischen Hadron, Elektron und elektronischem Rauschen fällt (siehe Abschnitt 2.4):

$$N_{e^-} = \frac{10 \times (N_{PIN} - N_{koinz})}{10 \times N_{PIN} + N_{AS}} \cdot N_{Z\ddot{a}hler} \tag{1.4}$$

N_{PIN} : Anzahl von Ereignissen, die in den PIN-Dioden einen Energiebetrag deponieren, der über der Schwelle liegt
→ beinhaltet sowohl Elektronen als auch hadronische Ereignisse

N_{koinz} : Anzahl von Ereignissen, die koinzident in PIN-Diode und dahinter liegenden Außenschalenelementen Energie deponieren
→ Hadronen

N_{AS} : Anzahl von Ereignissen, die von der Außenschale getriggert werden und in der PIN-Diode Energie deponieren
→ elastisch gestreute Protonen

Neben Problemen bei der Hadronenseparation (Abschnitt 2.4) hat man aufgrund des zehnfach untersetzten PIN-Dioden-Triggers zusätzlich statistische Fehler zu bewältigen. Ungenauigkeiten bei der Schwellenbestimmung zur Abtrennung von elektronischem Rauschen gehen sowohl in die Auswertung experimenteller Daten als auch in die Simulationen ein. Auf Verbesserungen in der Elektronik und der Schwellenfestlegung wird in Kapitel 2 eingegangen.

Schwerpunkt dieser Diplomarbeit ist die Umsetzung der Idee, anstelle einer PIN-Diode immer zwei PIN-Dioden in der Abfolge *1.PIN-Diode - Absorber - 2.PIN-Diode* hintereinanderzuschalten. Auf diese Weise erhält man ein Teilchenteleskop, welches zu einer Verbesserung in der Teilchenidentifikation führen sollte. Allein durch die Statistik ist hier eine Verkleinerung des prozentualen Fehlers als Folge der fehlenden Untersetzung von etwa 30% zu erwarten. Mit der konkreten Ausarbeitung und genaueren Untersuchungen dieser Idee befassen sich Kapitel 3 und 4.

Außerdem werden die Einflüsse des sich aus dem Einsatz des Atomstrahltargets veränderten Bedingungen untersucht. Zum einen wird der Auswirkung des zur Ausrichtung des Protonenspins notwendigen Magnetfeldes auf den $\delta-$Elektronennachweis und zum anderen der Möglichkeit einer *absoluten* Luminositätsbestimmung nachgegangen. Da der Atomstrahl ein reines Wasserstofftarget darstellt, ist das stöchiometrische Verhältnis $\frac{n_p}{n_e}$ im Gegensatz zum aluminisierten CH_2-Fädchentarget bekannt.

Kapitel 2

Luminositätsmessung bei EDDA

2.1 Rosenbluth - Formel

Die für die Luminositätsmessung mit PIN-Dioden relevanten $\delta-$Elektronen unterliegen den Gesetzen der elastischen e$^-p-$Streuung. Aus der Quantenelektrodynamik und relativistischen Kinematik sind als Funktion der Strahlenergie der Protonen Wirkungsquerschnitt und Energie der gestreuten $\delta-$Elektronen in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ_{lab} bekannt (Abbildung 2.1). Beschrieben wird dieses Verhalten durch die Rosenbluth-Formel. Bei dem im EDDA-Experiment zugänglichen Energiebereich kommt es nur zu einem sehr geringen Impulsübertrag (typischerweise in der Größenordnung von $1MeV/c$), so daß die Strukturfunktion des Protons vernachlässigbar wird und das Proton als strukturloses Dirac-Teilchen interpretiert werden kann. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich [LEO93]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{lab} = (\hbar c \cdot \alpha)^2 \cdot \left[\frac{t^2 + 2st + 2(s - m_e^2 - m_p^2)^2}{8m_e^4 \cdot p_{beam}^2 \cdot \beta_{cm}^2 \cdot \cos^3\theta_{lab}}\right] \tag{2.1}$$

Für β_{cm} und die lorentzinvarianten Mandelstam-Variablen gilt dabei:

$$\beta_{cm} = \frac{p_{beam}}{(E_{beam} + m_e)} \tag{2.2}$$

$$s = m_p^2 + m_e^2 + 2E_{beam}m_e \tag{2.3}$$

$$t = -2T_e m_e = \frac{4m_e^2 \cdot \beta_{cm}^2 \cdot \cos^2\theta_{lab}}{\beta_{cm}^2 \cdot \cos^2\theta_{lab} - 1} \tag{2.4}$$

θ_{lab} : Streuwinkel des Elektrons zur z-Achse
m_p : Masse des Protons in MeV/c^2
m_e : Masse des Elektrons in MeV/c^2
p_{beam}, E_{beam} : Impuls, Energie des einlaufenden Protons
T_e : Kinetische Energie des gestreuten Elektrons
α : Feinstrukturkonstante $= \frac{1}{137}$
s, t : Mandelstam-Variablen
$\hbar c$: 197.327 MeVfm

Die kinetische Energie T$_e$ der gestreuten $\delta-$Elektronen erhält man Gleichung 2.4:

$$T_e = \frac{2m_e \cdot \beta_{cm}^2 \cdot \cos^2\theta_{lab}}{1 - \beta_{cm}^2 \cdot \cos^2\theta_{lab}} \tag{2.5}$$

Dies beschreibt gleichzeitig die Energie eines Elektrons beim Eintritt in das Aluminiumstrahlrohr im Winkelbereich der PIN-Dioden. Für drei typische Energien erhält man:

T$_p$	500 MeV	1500 MeV	2500 MeV
T$_e(\theta_{lab} = 37.10^0)$	0.56 MeV	1.21 MeV	1.46 MeV
T$_e(\theta_{lab} = 40.00^0)$	0.52 MeV	1.02 MeV	1.21 MeV
T$_e(\theta_{lab} = 43.43^0)$	0.45 MeV	0.83 MeV	1.05 MeV

Tabelle 2.1: *Kinetische Energie der $\delta-$Elektronen für drei relevante Winkel, die sich aus der Geometrie der Aluminiumausfräsungen ergeben*

Für einen Detektor, der im Inneren des EDDA-Strahlrohres plaziert ist, stellt die Rosenbluth-Formel die zentrale Physik bezüglich der Häufigkeitsverteilung der Elektronen dar. Die Problematik besteht hier im wesentlichen in der eindeutigen Identifikation der Elektronen gegenüber anderen Teilchen und elektromagnetischen Einstreuungen.

Für Detektoren außerhalb des Strahlrohres spielt die Massenbelegung durch das 250μm dicke Alufenster eine große Rolle. Hier hat man es mit statistischenVorgängen der Vielfachstreuung und des Energiestraggling zu tun, die das Hauptproblem bei der Bestimmung der e^--Zählraten darstellen.

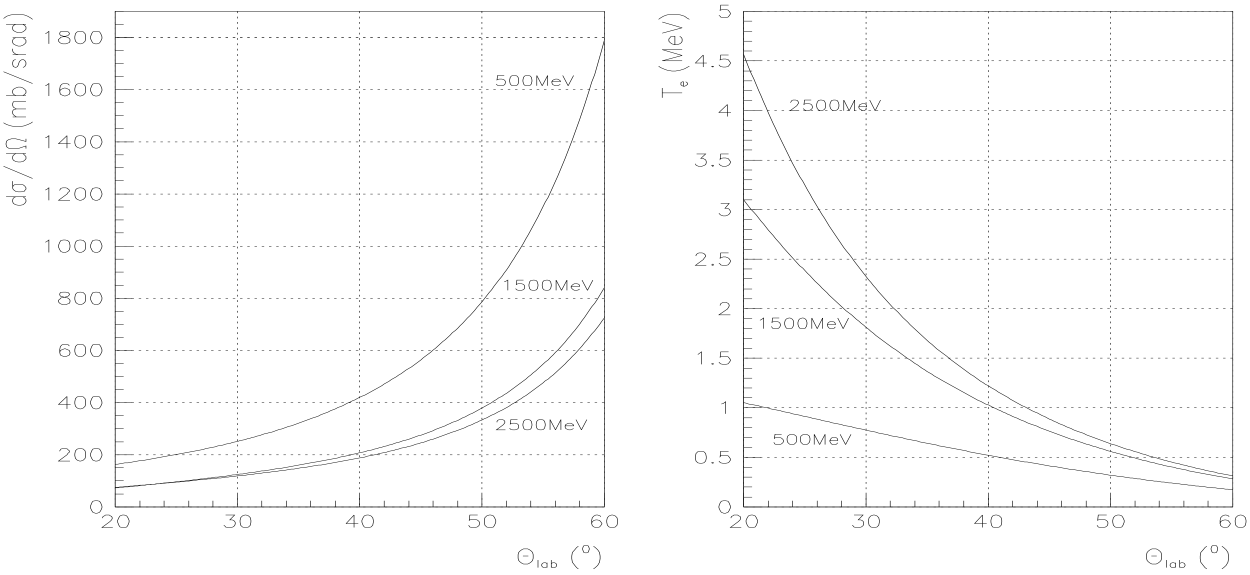


Abbildung 2.1: *Differentieller Wirkungsquerschnitt und kinetische Energie für $\delta-$Elektronen bei drei verschiedenen Strahlenergien im relevanten Winkelbereich von* $\theta_{lab} = 20^0$ *bis* $\theta_{lab} = 60^0$

2.2 Luminosität und Meßmethoden

Um bei EDDA Wirkungsquerschnitte für die elastische pp-Streuung bestimmen zu können, ermittelt man die zugehörigen Zählraten im Experiment und schließt daraus auf die gesuchten physikalischen Werte. Die Vermittlerrolle zwischen Wirkungsquerschnitt σ_p und Zählrate $\frac{dN_p}{dt}$ übernimmt dabei die Luminosität L_p:

$$\frac{dN_p}{dt} = L_p \cdot \sigma_p \tag{2.6}$$

Die Luminosität läßt sich für einen homogenen Teilchenstrahl und eine gleichmäßige Massenbelegung des Targets berechnen über die Gleichung:

$$L = \frac{dN_{beam}}{dt} \cdot \frac{N_{\mathrm{target}}}{F} \tag{2.7}$$

mit

N_{beam} : Anzahl der Strahlteilchen
N_{target}: Anzahl der Targetteilchen
F : Fläche des Targets

Interne Experimente wie das EDDA-Experiment lassen die Bestimmung der Luminosität auf diesem direkten Wege aber nicht zu, da die Strahlintensität nur ungenau meßbar ist und sich der Überlapp zwischen Target und Strahl zeitlich schnell ändern kann. Sowohl beim Fädchentarget als auch beim Atomstrahltarget hat man es mit einem komplizierten Überlapp aus Protonenstrahl mit dynamischem Intensitätsprofil[1] und Target zu tun. Speziell die Messung bei EDDA in einer Rampe, die mit ca. 1 GeV/c/s hochgefahren wird, macht die Luminosität zudem zu einer Funktion der Strahlenergie.

Diese Schwierigkeiten lassen sich umgehen durch die Messung einer geeigneten Vergleichsreaktion mit bekannter Energieabhängigkeit, mit deren Hilfe man auf die Luminosität für elastische pp-Streuung schließen kann.

Bei Messungen mit dem CH_2-Feststofftarget werden die folgenden beiden, unabhängigen Luminositätsmonitore verwendet:

1. **Sekundärelektronenmonitor (SEM):**

   Das Prinzip des SEM beruht auf der Messung herausgelöster Sekundärelektronen. Beim Durchgang des p-Strahls durch das CH_2-Target deponieren die Protonen einen Energieanteil im Target aufgrund von e^-p-Stößen. Die dabei entstehenden primären δ-Elektronen sorgen auf ihrem verbleibenden Weg im Target für die Entstehung vieler weiterer niederenergetischer Sekundärelektronen. Diese Sekundärelektronen werden zum Teil von der Oberfläche des Targets „abgedampft". Die Anzahl der herausgeschlagenen Elektronen bewirkt nun einen Leckstrom, der über die aluminiumbedampften CH_2-Targets und über leitende Halterungen mit dem Erdpotential verbunden ist. Dieser Strom liegt im nA-Bereich und wird über ein speziell für

---

[1] Veränderung der Strahlposition und -breite während der Rampe

diese Zwecke entwickeltes Picoampermeter [SCHE94] gemessen. Voraussetzung für diese integrale Strommessung zur Luminositätsbestimmung ist die Proportionalität zwischen der Anzahl herausgelöster Elektronen und dem Energieverlust der Strahlprotonen im Target. Diese Art der Luminositätsbestimmung ist bei Feststofftargetmessungen für die relative Normierung der EDDA-Daten verwendet worden und hat sich gut bewährt. Vor allem die schnelle, kontinuierliche Bereitstellung eines Luminositätssignals ohne nennenswerten statistischen Fehler ist von großem Vorteil. Allerdings kann mit dem SEM nur relativ gemessen werden, da die Abhängigkeit von Oberflächeneffekten zu stark ist [STE57,MOS94]. Außerdem steht der SEM für Messungen mit dem Atomstrahltarget prinzipiell nicht zur Verfügung.

2. **PIN-Dioden:**

   Die zweite Art der Luminositätsmessung beruht auf der Messung einer Reaktion bekannten Wirkungsquerschnitts, der Rate der δ-Elektronen.

   Unter Ausnutzung der Beziehung:

   $$\frac{dN_e}{dt} = L_e \sigma_e \qquad (2.8)$$

   wird die elastische e^-p-Streuung dazu verwendet, über den sehr genau bekannten Rosenbluth-Wirkungsquersschnitt σ_e die zugehörige Luminosität L_e zu berechnen. Hierbei wird der Energieverlust der δ-Elektronen auf ihrem restlichen Weg im Target vernachlässigt. Die Aufgabe des Experimentators besteht darin, die Anzahl N_e der δ-Elektronen möglichst genau zu bestimmen. Die Übertragung auf die Luminosität der pp-Streuung (Gleichung 2.6) geschieht über das stöchiometrische Verhältnis $\frac{n_p}{n_e}$ von Protonen und Elektronen im Target:

   $$L_p = \frac{n_p}{n_e} L_e \qquad (2.9)$$

   Grundsätzlich wäre es hiermit möglich, die Luminosität auch absolut zu bestimmen. Voraussetzung dafür wäre allerdings ein zeitlich konstantes oder zumindest ein zu jedem Zeitpunkt auch bekanntes stöchiometrisches Verhältnis. Leider erfüllt $\frac{n_p}{n_e}$ beide Bedingungen nicht. Das sogenannte „cross-linking“ [SCHE94] sorgt für eine Änderung des Wasserstoffgehaltes im CH_2-Target. Dieser zeitlich schleichende Prozeß entsteht durch das Herausdiffundieren des Wasserstoffs aus dem CH_2-Target aufgrund des ständigen Beschußes mit Strahlprotonen. Dies macht es notwendig, daß die Polypropylen-Targets regelmäßig ausgetauscht werden, da sonst der Wasserstoffgehalt gegenüber dem Kohlenstoffanteil zu gering wird. Beim Atomstrahltarget sollte eine absolute Luminositätsmessung prinzipiell möglich sein ($\frac{n_p}{n_e} = \frac{1}{1}$), da kein Kohlenstoffuntergrund vorliegt. Abhängig ist dies aber von einer sehr exakten Bestimmung der Anzahl der δ-Elektronen.

Im folgenden werde ich vor allem auf Probleme und Verbesserungen der PIN-Dioden-Messungen eingehen, da sie bei Verwendung des Atomstrahltargets die einzige Methode zur Luminositätsüberwachung darstellt.

2.3 Geometrie der PIN-Dioden-Anordnung

Bisher sind zum Nachweis der δ-Elektronen vier PIN-Dioden verwendet worden, die an vier ausgewählten Positionen in Vertiefungen des Strahlrohres eingelassen sind. Wie in Abbildung 2.2 angedeutet, befinden sich diese 18×20 mm^2 großen Fenster jeweils um 90^0 in φ versetzt bei einem θ-Winkel von 40^0. Die Wandstärke liegt im Bereich der Fenster bei nur 250μm und ermöglicht damit ein Detektieren niederenergetischer δ-Elektronen. Ein großes Problem hinsichtlich eines PIN-Dioden-Einbaus ergibt sich durch die Innenschale, die den zur Verfügung stehenden Platz auf 4,75mm in radialer Richtung begrenzt. Unter der Berücksichtigung, daß das Strahlrohr einen Innenradius von 75 mm hat, verringert sich dieses Maß für ein planares Objekt noch auf 4,21 mm. Die PIN-Dioden haben eine quadratische Form (10×10 mm^2) und sind 0.5 mm dick. Sie sind in einem Pertinaxträger eingebettet und werden von einem Metallgehäuse vor elektromagnetischen Einstreuungen geschützt [HEI95].

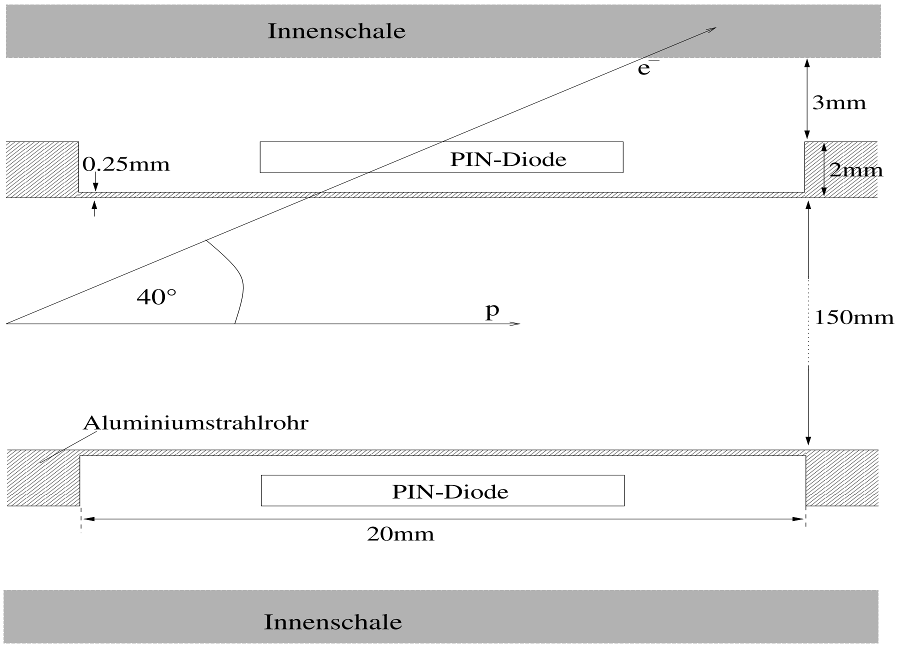


Abbildung 2.2: *Geometrische Situation am Ort der PIN-Dioden (Längsschnitt entlang des Strahlrohres, nicht maßstabsgetreu)*

Innere PIN-Diode

Ein sehr störender Umstand bei der Messung der δ-Elektronenrate mit Hilfe der vier außerhalb des Strahlrohres angebrachten PIN-Dioden ist die 250μm dicke Wandstärke des Alufensters. Der Einfluß dieser Aluminiumschicht durch Streuung und Energieverlust sorgt gerade im niederenergetischen Bereich der δ-Elektronen für enorme Effizienzverluste.

Seit der Strahlzeit im April/Mai 96 ist deshalb eine PIN-Diode in das Innere des Strahlrohres verlegt worden. Hier erwartet man auch für die niederenergetischen δ-Elektronen eine sehr gute Ausbeute, da der Verlauf der Teilchen vom Vertexpunkt ausgehend geradlinig ist und außer einer etwa 12μm dünnen Mylarfolie kein Hindernis im Wege steht. Zudem befindet sich das Teilchen während seines Weges ständig im Vakuum des COSY-Rings (bei einem Druck von nur ca. 10^{-9}mbar).

Verwirklicht wurde der Einbau so, wie es in Abbildung 2.3 skizziert ist. Eine geeignete Halterung sorgt für eine 50^0-Neigung der 10x10x1.8 mm^3 großen PIN-Diode. Zusammen mit der Positionierung unter $\theta_{lab} = 40^0$ wird auf diese Weise ein symmetrisches senkrechtes Auftreffen auf die PIN-Diodenfläche erreicht. Die obere PIN-Diode außerhalb des Strahlrohres fällt damit weg.

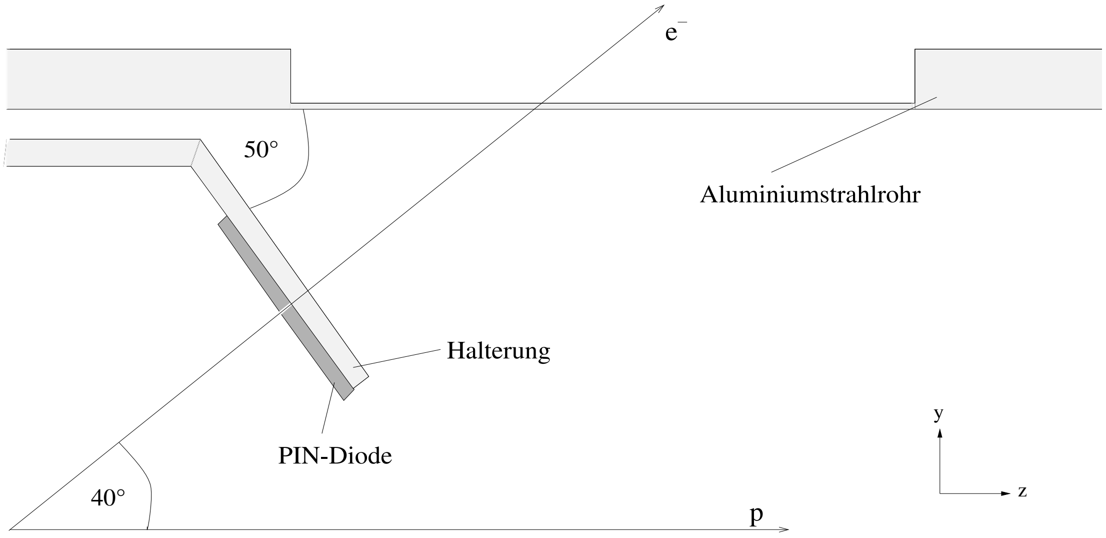


Abbildung 2.3: *Geometrische Anordnung der inneren PIN-Diode (nicht maßstabsgetreu)*

Aufgrund der geometrischen Änderungen und der wesentlich geringeren Massenbelegung zwischen Target und Luminositätsmonitor muß man von einer höheren Elektronenrate als auch von einer stark erhöhten Hadronenrate ausgehen. Die Hoffnung ist, durch eine höhere Statistik und eine bessere Effizienz den statistischen Fehler zu verringern und von Simulationen weniger stark abhängig zu sein. Weitere Untersuchungen müssen zeigen, inwieweit die Verunreinigung durch den hadronischen Untergrund und anderen elektromagnetischen Streuquellen (wie zum Beispiel Strahlführungsmagneten) diese Verbesserung zulassen.

Zur Zeit werden Untersuchungen dieser Art von Rüdiger Groß-Hardt [GRO98] am Bonner Institut durchgeführt.

2.4 Elektronische Auslese

Hauptaufgabe der PIN-Dioden und der dahinter geschalteten Elektronik ist es, eine möglichst genaue und vollständige Erfassung der δ-Elektronen zu gewährleisten. Zum einen setzt dies eine gute Abtrennung von elektronischem Rauschen und äußeren elektromagnetischen Einstreuungen voraus, zum anderen eine Identifizierung der Streuteilchen. Während man Einstreuungen mit zusätzlichen Konstruktionen (siehe Faradaykäfig in Abschnitt 2.5) und geschickter Erdung begegnen kann, so ist das elektronische Rauschen durch die Wahl qualitativ hochwertiger Detektoren und Vorverstärker sowie einer geschickten Schwellenbestimmung zu vermindern. Vor allem der ladungsempfindliche Vorverstärker (Hybridmodul von Vitrohm) sollte ein sehr gutes Signal- zu Rauschverhältnis aufweisen. Auch möglichst kurze Kabelwege sind erfahrungsgemäß äußerst wichtig. Komplex wird die Elektronik vor allem durch zusätzliche Komponenten, die zur Abtrennung des hadronischen Untergrunds nötig sind, und durch die Gleichbehandlung aller vier PIN-Dioden.

Hinter dem Hauptverstärker teilt sich die Signalverarbeitung für jede PIN-Diode in einen Signalzweig und einen Triggerzweig. Im Signalzweig wird der Spannungsstoß in unipolarer Form auf einen ADC gegeben, bei geöffnetem Gate von der Datenaufnahme ausgelesen und dient der Bildung eines Energiespektrums. Dieses kann zum Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen und zur nachträglichen Schwelleneinstellung und Eichung genutzt werden.

Der gesamte Signalweg ist um etwa $2\mu s$ gegen den Triggerzweig verzögert, da der Trigger für das rechtzeitige Öffnen des Gates verantwortlich ist und längere Verarbeitungszeit in Anspruch nimmt. Der Trigger erfolgt über einen TSCA[2]. Das Signal wird dort in bipolarer Form diskriminiert (vorteilhaft zur Unterdrückung von walk- und jitter-Effekten). Jedes Ereignis, dessen Impulshöhe über einer zuvor eingestellten Schwelle liegt, wird auf einen Zähler gegeben. Rauschsignale werden so vom TSCA abgefangen und erreichen weder den Zähler noch öffnen sie das Gate zum Auslesen des ADC. Ist ein Impuls getriggert worden, so muß dieses noch nicht automatisch das Auslesen der zugehörigen Signalhöhe bedeuten. Aufgrund der begrenzten Datenaufnahmekapazität und der zu erwartenden Ereignisrate im kHz-Bereich, würde die vollständige Verarbeitung jedes einzelnen PIN-Dioden-Signals die Aufnahme anderer Signale des EDDA-Detektors behindern. Um dies zu vermeiden, wird die Datenauslese mittels eines Ratedividers 10fach untersetzt. Außerdem muß das Signal noch eine logische Einheit durchlaufen, die bei bereits beschäftigter Datenaufnahme oder herausgefahrenem Target die Ereignisweiterverarbeitung sperrt. Letztendlich wird also der ADC nur für etwa 1% der Signale nach Totzeit der Datenaufnahme ausgelesen.

Eine weitere wichtige Aufgabe der Ausleseelektronik ist die Unterscheidung der δ-Elektronen vom hadronischen Untergrund. Zu diesem Zweck ist noch ein zusätzlicher TDC eingebaut, um eine eventuelle Koinzidenz zwischen PIN-Diodensignalen und dahinterliegenden Ring- bzw. Stabelementen festzustellen. Man geht dabei von der unterschiedlichen Reichweite von δ-Elektronen und hadronischem Untergrund aus. Die Energie der δ-Elektronen reicht nicht aus, um ein Koinzidenzsignal in den Außenschalenelementen zu bewirken. Wird ein PIN-Diodensignal eines Hadrons getriggert, löst es ein Startsignal im TDC aus. Kurz darauf gelangt ein Stoppsignal aus den zugehörigen Stäben bzw. Ringen zum TDC (PIN-Koinzidenztrigger). Für ein bestimmtes Zeitintervall, festgelegt durch eine Schwelle im TDC, lassen sich so hadronische Ereignisse identifizieren.

Ein Problem stellt der große Abstand von der Außenschale zur PIN-Diode dar. Hadronen können auf diesem Wegabschnitt inelastische Reaktionen erleiden und so den PIN-Koinzidenztrigger nicht auslösen. Ein hadronisches Ereignis würde auf diese Art fälsch-

---

[2] Timing Single Channel Analyzer

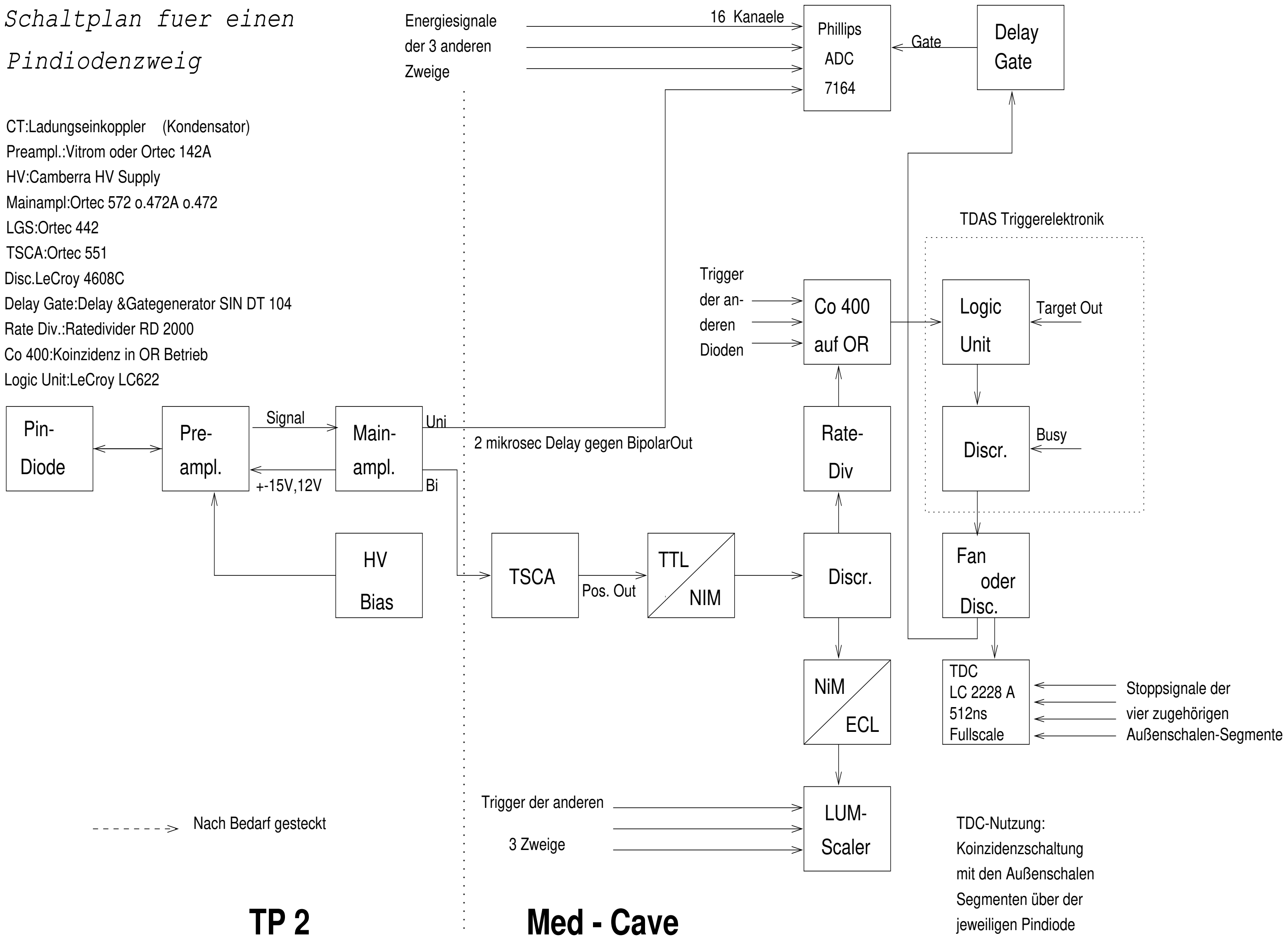


Abbildung 2.4: *Elektronischer Schaltplan der PIN-Dioden, beispielhaft für eine PIN-Diode. TP2 bezeichnet den Strahlplatz des EDDA-Detektors im COSY-Ring. Davon räumlich getrennt ist der Datenanalyseraum (Med-Cave).*

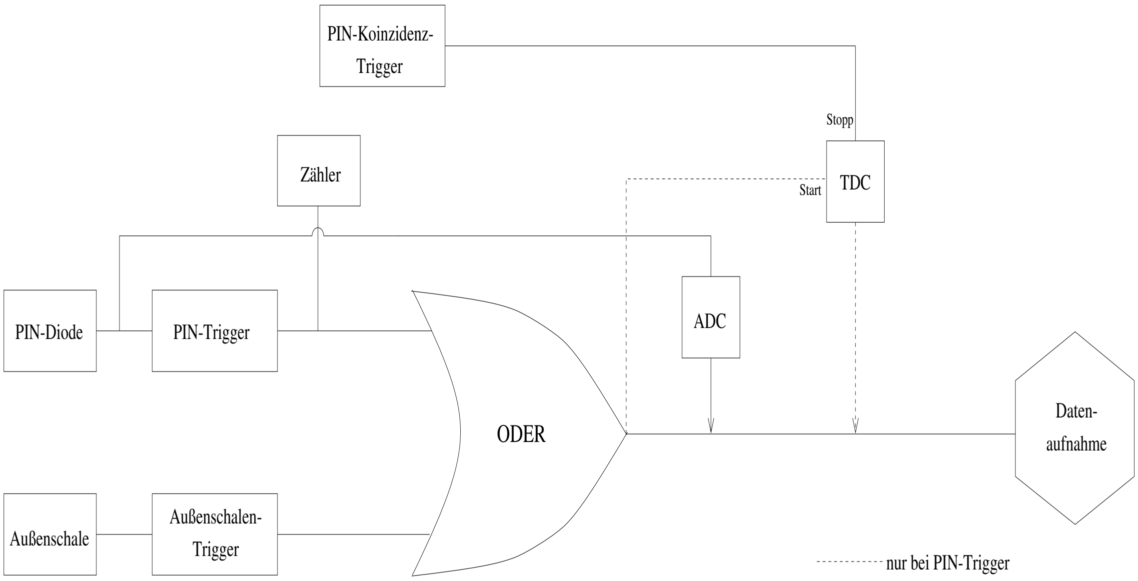


Abbildung 2.5: *Logisches Schaltbild für die Triggerverknüpfung. Pfeile bedeuten einen Auslesevorgang. Gestrichelte Linien haben nur bei Auslösung der Datenaufnahme durch den PIN-Trigger Gültigkeit.*

licherweise als Elektron gezählt werden.

Fliegt ein elastisch gestreutes Proton durch die PIN-Diode, wird der Außenschalentrigger ausgelöst, sowie der PIN-Dioden-Trigger. Da der Außenschalentrigger schneller ist, wird nur die Auslese der Außenschale gestartet. Im Zähler der PIN-Diodenauslese wäre also ein Ereignis registriert, aber aufgrund der Totzeit der Datenaufnahme nicht als hadronisch identifiziert. Um diesen Fehler zu vermeiden, wird daher bei jedem ausgelösten Außenschalentrigger der ADC der PIN-Dioden mitausgelesen.

Ein weiterer nur schwer zu beziffernder Unsicherheitsfaktor kommt noch dazu. Die Information, welche der vier PIN-Dioden die Auslese des ADCs veranlaßt hat, geht verloren. Es werden nämlich unabhängig davon, welche PIN-Diode gefeuert hat, die ADC-Einträge aller PIN-Dioden aufgenommen. Dies erfordert offline ein nachträgliches, unsicheres „Schneiden“ im Energiespektrum.

2.5 Verbesserungen der PIN-Dioden-Messung

In der Novemberstrahlzeit des Jahres 1996 wurden die drei außen angebrachten PIN-Dioden gegen neue von der Firma Siemens ausgetauscht. Da die neuen PIN-Dioden wegen einer kleinen Formänderung des Pertinaxträgers nicht mehr in das alte Aluminiumgehäuse paßten, mußte auch eine andere Halterung konstruiert werden. In den vorangegangenen Strahlzeiten hatte sich gezeigt, wie empfindlich Diode und Elektronik auf Licht und Frequenzen benachbarter Magnete oder Netzgeräte reagiert. Zur Bewältigung dieser Problematik wird für jede PIN-Diode ein passendes Metallgehäuse entwickelt und so Schutz in Form eines Faraday'schen Käfigs geboten. Da die Vorderseite der PIN-Diode natürlich keine große Massenbelegung aufweisen darf, wird dort nur eine $12\mu m$ dünne Mylarfolie vorgespannt. Diese ist einseitig mit Aluminium bedampft und schließt so innen leitend den Faradaykäfig. Hinsichtlich der vielen elektrischen Geräte und Leitungen ist auf die Einhaltung des vereinbarten Erdungssystems zu achten. Ansonsten ist die Gefahr von Erdschleifen[3] gegeben, die vor allem ein sauber definiertes Erdpotential verhindern. Erfahrunsgemäß achtet man daher beim Einbau darauf, daß das Aluminiumgehäuse das Strahlrohr nicht leitend berührt und erst später zusammen mit den anderen Faradaykäfigen geerdet wird.

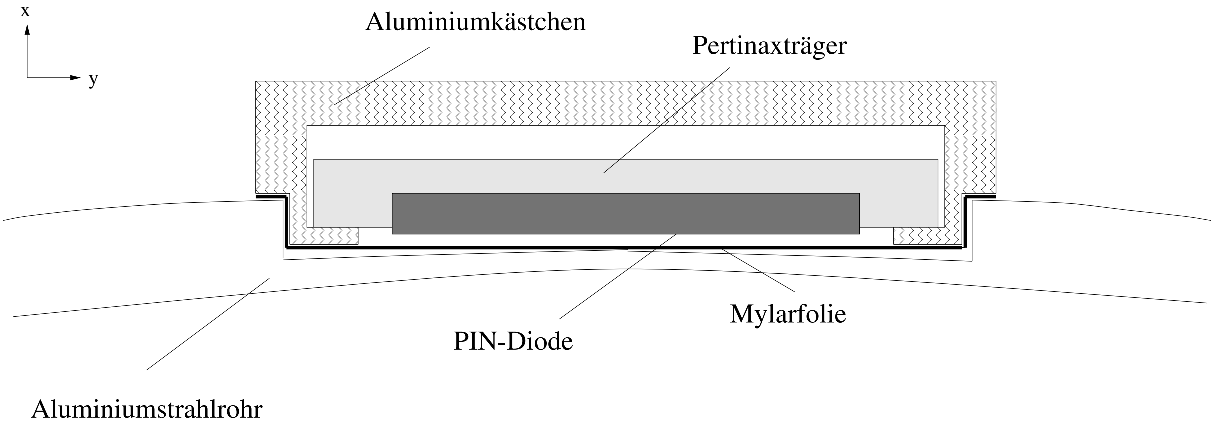


Abbildung 2.6: *PIN-Diode eingebettet im Faradaykäfig aus einem Aluminiumgehäuse und 12 μm dünner einseitig leitender Mylarfolie (Querschnitt - nicht maßstabsgetreu)*

Eichung

Da man durch Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen das Gesamtsystem auch im Detail verstehen möchte, ist eine Eichung unverzichtbar.

Die Eichung der neuen PIN-Dioden wurde mit Hilfe des Isotops ^{175}Hf durchgeführt. Dieses ^{175}Hf-Präparat liefert monoenergetische Konversionselektronen bis zu einem Energiebereich von ca. 400 keV. ^{175}Hf hat eine Halbwertszeit von siebzig Tagen und zerfällt über Elektroneneinfang in ^{175}Lu. Das angeregte ^{175}Lu fällt auf zwei Wegen in seinen Grundzustand - entweder über Emission von γ-Quanten oder Konversionselektronen. Im letzteren Fall wird die Energie auf ein Elektron der inneren Schalen übertragen, welches, vermindert um seine Bindungsenergie, aus dem Atomverband herausfliegt. Elektronen aus den energetisch höheren Schalen rücken unter Aussendung charakteristischer Röntgenstrahlung nach (Tabelle 2.3). Das Zerfallsschema und eine Auflistung der jeweiligen Energien, relativen Intensitäten und Konversionskoeffizienten zeigt Abbildung 2.7 bzw. Tabelle 2.2.

---

[3] wie Antennen wirkende Leitungsschleifen

E$_\gamma$ [keV]	γ **Intensität**	**Konv.-koeff** α	**Elektronenschale**	**rel. e$^-$-Intensität**	**E$_{e^-}$ [keV]**
89.4	26.0	4.3900	K	114.14	26.1
		0.6250	L$_1$	16.25	78.5
		0.2066	M/N	5.37	87.1
113.8	3.6	1.9404	K	6.98	50.5
		0.2699	L$_1$	0.97	102.9
229.6	8.9	0.1209	K	1.08	166.3
343.4	1000	0.1021	K	102.10	280.1
		0.0144	L$_1$	14.40	332.5
		0.0046	M/N	4.60	341.1
353.6	2.7	0.0122	K	0.03	290.2
432.8	17.0	0.0576	K	0.98	369.5
		0.0081	L$_1$	0.14	421.9

Tabelle 2.2: *Linienintensitäten und Elektronenenergie im Übergang ^{175}Hf → ^{175}Lu. Die γ-Intensitäten sind normiert auf die intensitätsstärkste Linie. Dieser Linie wurde die Intensität 1000 zugeordnet.*

Abbildung 2.7: *Übergang ^{175}Hf → ^{175}Lu durch EC-Zerfall [LED78]*

Siegbahn-Notation	**Beteiligte e^--Schalen**	**E_γ in keV**
α_2	KL_{II}	52.97
α_3	KL_{III}	54.07
β_3	KM_{II}	61.05
β_1	KM_{III}	61.28
β_5	$KM_{IV,V}$	61.73
β_2	$KN_{II,III}$	62.97

Tabelle 2.3: *Energien der Röntgenstrahlung bei Elektronenübergängen in der Atomhülle von ^{175}Lu. Nur Übergänge zurück auf die K-Schale sind von Interesse, da sonst die Energien zu klein sind [BEA67].*

Zur Eichung der PIN-Dioden wurden die Linien mit den Elektronenenergien $E_{e^-} = 78.5$ keV, $E_{e^-} = 280.1$ keV und $E_{e^-} = 332.5$ keV herangezogen (Tabelle 2.3):

PIN-Diode	**Verhältnis V in keV/Kanal**	**Offset O in keV**
links	0.2254	7.04
rechts	0.2356	6.45
unten	0.2237	8.23
oben[4]	0.2952	-2.83

Tabelle 2.4: *Ergebnisse der Eichmessung*

Schwellenbestimmung

Die korrekte Einstellung der Schwellen am TSCA und die genaue Bestimmung der wahren Signalrate beruht auf einem Konvergenzverfahren. Da beim Auslesen des ADCs alle vier PIN-Dioden-Einträge unabhängig davon, welche PIN-Diode den Trigger ausgelöst hat, in ihr jeweiliges Energiespektrum eingetragen werden, befinden sich in jedem ausgelesenen Spektrum sowohl Ereignisse, die über als auch unter der Schwelle des TSCA liegen (siehe Abbildung 2.8).

Die typische Form eines solchen Spektrums ergibt sich aus einem hohen Rauschfuß im niederenergetischen Teil des Spektrums, der bis in die Signaleinträge (Peak) hineinreicht. Zur Abtrennung des Rauschanteils wird zunächst für jedes PIN-Dioden-Spektrum eine grobe Schwelle festgelegt. Dann erstellt man für jede einzelne PIN-Diode ein Signalspektrum, das nur aus Einträgen besteht, bei denen das zugehörige PIN-Dioden-Signal als einziges der vier PIN-Dioden-Energieeinträge über der Schwelle liegt. Die anderen drei ADC-Einträge werden in das jeweilige Rauschspektrum der zugehörigen PIN-Dioden eingetragen. Bildet man nun das Verhältnis von Signalspektrum zu Gesamtspektrum aus Rauschen und Signalen, so erhält man einen in Abbildung 2.9 dargestellten schematischen Verlauf.

Die Schwelle legt man nun bei einem Signal- zu Rausch-Verhältnis von 1:1 fest. Durch wiederholtes Anwenden des Verfahrens mit immer anderen groben Schwelleneinstellungen

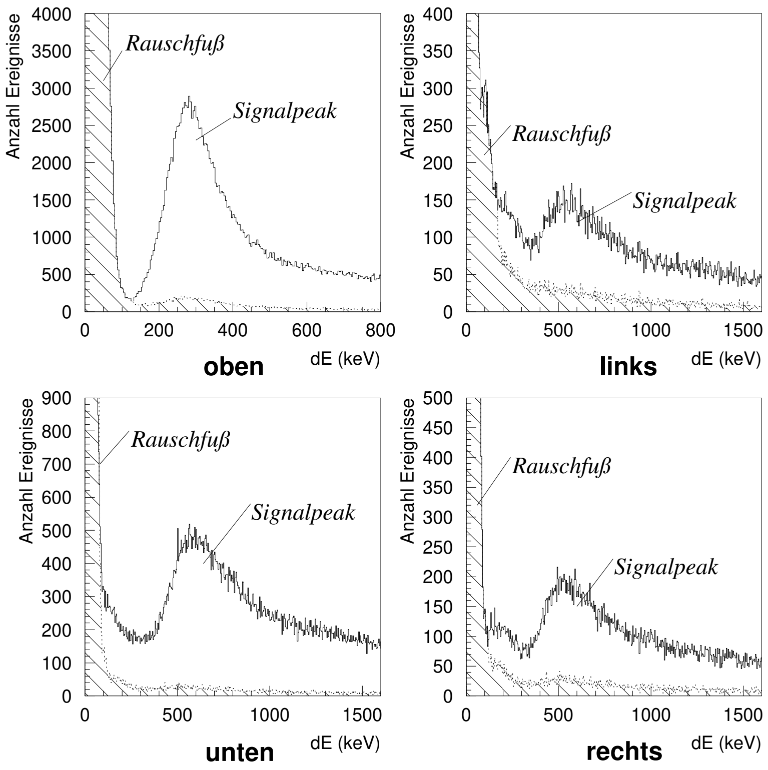


Abbildung 2.8: *ADC-Spektren für alle vier PIN-Dioden. Mit der gestrichelten Linie ist der Verlauf des Rauschuntergrundes angedeutet. Man erkennt immer einen Rauschfuß und einen Signalpeak.Bei der oberen PIN-Diode handelt es sich um die innere PIN-Diode, daher die höhere Statistik (trotz 20facher Untersetzung).*

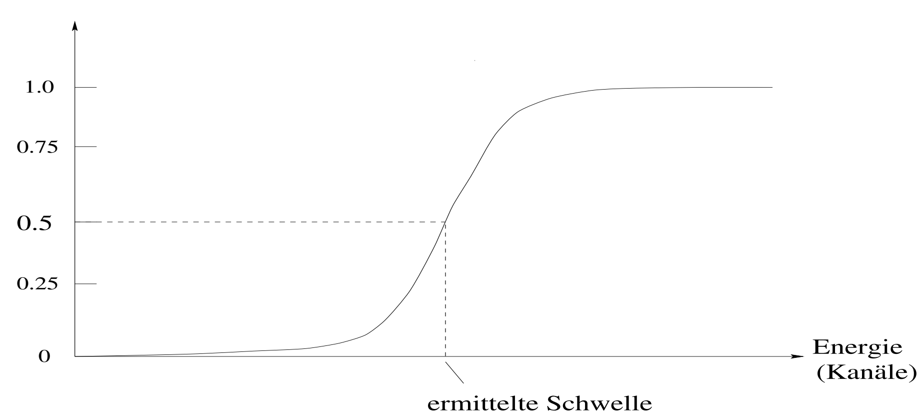


Abbildung 2.9: *Schwellenbestimmung in Kanälen bei einem Signal- zu Rauschverhältnis von 1:1.*

konvergiert die Schwelle bald gegen einen festen Wert.

Bei dieser Art der Schwellenbestimmung sind die Einflüsse verschiedener PIN-Dioden schwer zu trennen. Sollte beispielsweise eine Schwelle einer PIN-Diode wesentlich höher liegen, werden bei den anderen PIN-Dioden die Anzahl der alleine gefeuerten Signale sinken. Dies bedeutet für die Signalspektren fehlende Beiträge und führt zu einer Verschiebung in der Schwellenwertbestimmung.

Bei der Schwellenfestlegung für die neuen PIN-Dioden in der Strahlzeit 12/96 wurde ein etwas verfeinerteres Verfahren angewendet. Durch die Einführung von zwei groben Schwellen wird dabei eine von den anderen PIN-Dioden unabhängigere Bestimmung des Schwellenwertes möglich. Eine der beiden groben Schwellen wird dabei nach wie vor zur Rauschabtrennung der jeweiligen PIN-Diode verwendet. Sie sollte zunächst relativ niedrig angesetzt und bei Verfahrenswiederholungen nach und nach hochgesetzt werden. Bei der Entscheidung darüber, ob das Signal als einziges über einem bestimmten Wert liegt und somit in das Signalspektrum eingeordnet wird, zieht man eine zweite wesentlich höhere Schwelle hinzu. Diese sollte dementsprechend nach und nach verringert werden.

Auch hier beobachtet man schnell eine Konvergenz der Schwellenwerte. Diesmal aber sind die Werte in erster Linie unabhängig voneinander bestimmt worden. Eine Anwendung auf die festgelegten Schwellen in der Strahlzeit April/Mai 96 zeigt gute Übereinkunft und führt bei den meisten PIN-Dioden zu einer etwa 5 %igen Schwellenerniedrigung. Für die Strahlzeit im November '96 ergaben sich folgende Werte:

PIN-Diode	**Schwelle in keV**	**Energiebereich in keV**
links	52.80	930.28
rechts	34.72	971.47
oben	37.91	1206.31
unten	23.44	924.51

Tabelle 2.5: *Schwellen und dynamischer Bereich der vier PIN-Dioden*

Zuordnung des PIN-Dioden-Triggers

Wie schon häufiger erwähnt, verliert man bei der Auslese des ADCs die Information darüber, welche PIN-Diode für den Trigger zur Auslese verantwortlich ist. Dieser Informationsverlust führt zu einer sehr komplizierten und sicherlich nicht fehlerlosen Schwellenwertbestimmung.

Der PIN-Dioden-Trigger ist zeitlich stark korreliert nur mit dem TSCA-Signal der feuernden PIN-Diode. Benutzt man den Trigger als Auslöser eines TDC's und stoppt diesen mit einer geeigneten Verzögerung mit den Signalen der TSCA's der vier PIN-Dioden, so sollte nur das Signal der feuernden PIN-Diode innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls liegen. Kennt man nun die Herkunft des PIN-Dioden-Triggersignals, kann man eine genauere Ereignisanalyse durchführen.

In der Strahlzeit Mai/Juni 97 wurde für alle vier Triggerzweige jeweils eine zusätzliche Kabelverbindung zwischen Zähler und TDC geschaffen. Wie in Abbildung 2.10 zu erkennen ist, wird der TDC nach Triggerung eines Teilchens gestartet. Über die zusätzliche

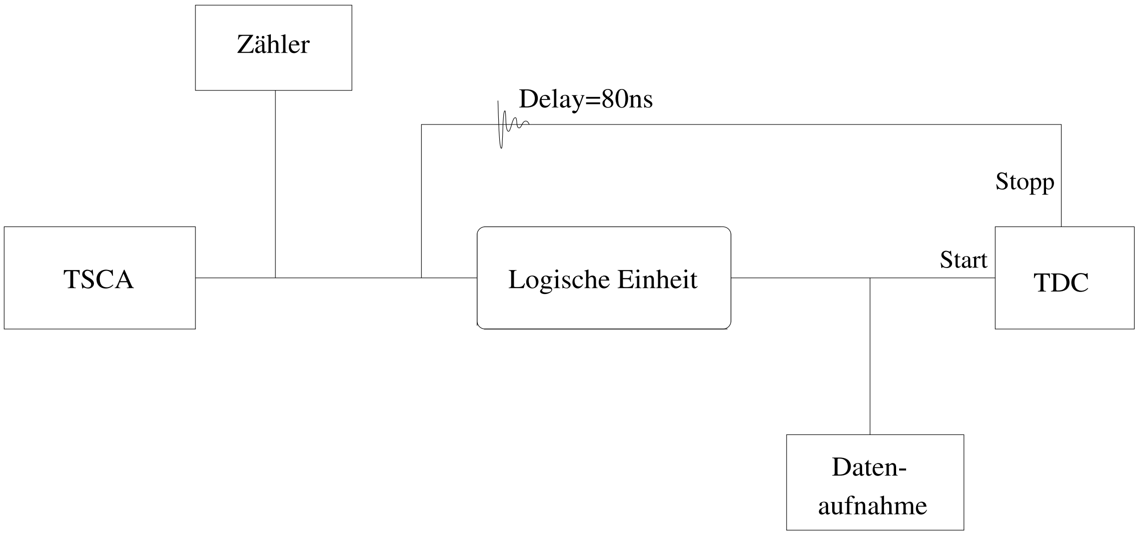


Abbildung 2.10: *Schaltbild mit zusätzlicher Verbindung zwischen TDC und Zähler für die Information über die Herkunft des Triggers.*

Verbindung wird nun ein Stoppsignal geliefert, welches nur die „Uhr“ der triggerauslösenden PIN-Diode anhält. Die TDC-Werte der restlichen PIN-Dioden landen im Overflow. Die zusätzliche Verbindung wurde geeigneter Weise mit einem Delay von 80ns ausgestattet.

Auf diese Weise registriert der TDC ohne große zusätzliche Beanspruchung der Datenaufnahme, welche PIN-Diode den Trigger ausgelöst hat. Für den Außenschalentrigger steht diese Information weiterhin nicht zur Verfügung, da keine hinreichend scharfe zeitliche Korrelation zwischen Außenschalentrigger und PIN-Dioden-Signalen existiert.

Kapitel 3

Teilchenteleskop-Entwicklung

3.1 Grundidee des Teilchenteleskops

Der Bau eines Teilchenteleskops dient in erster Linie der Verbesserung der Hadronenseparation. Die Identifikation der Elektronen und die Messung ihrer Zählrate sollen auf diese Weise wesentlich präziser und mit geringerem statistischen Fehler durchgeführt werden.

Die prinzipielle Funktionsweise eines Teilchenteleskops liegt in der unabhängigen Messung von zwei der drei Größen Energie, Impuls und Masse eines Teilchens. Durch Kenntnis zum Beispiel von Geschwindigkeit und Gesamtenergie ist ein Teilchen eindeutig identifizierbar. Bei einem Teilchenteleskop versucht man, die Energiedeposition in zwei hintereinander geschalteten Detektoren (PIN-Dioden) getrennt voneinander zu messen. Es ist hierbei allerdings erforderlich, daß das Teilchen den ersten Detektor durchdringt und im zweiten Detektor gestoppt wird. Man erhält eine Anordnung der Form *1.Detektor - Zwischenschicht - 2.Detektor*. Die Zwischenschicht hat die Aufgabe, die beiden PIN-Dioden voneinander zu isolieren und gleichzeitig einen leitenden Anschluß für die notwendige Sperrspannung der PIN-Dioden zu ermöglichen.

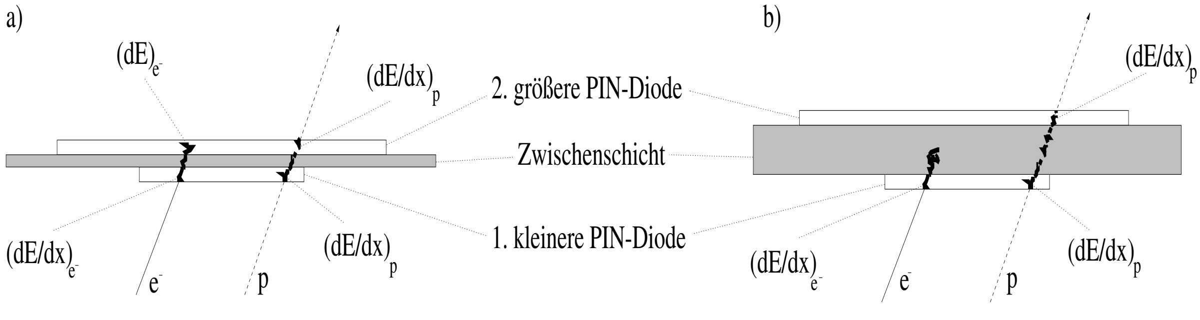


Abbildung 3.1: *Zwei mögliche Arbeitsweisen des Teilchenteleskops: a) Teilchenteleskop als dE/dx - dE/dx - Detektor für Elektronen und als dE/dx - dE/dx - Detektor für Hadronen b) Teilchenteleskop als Veto - Detektor für Elektronen und als dE/dx - dE/dx - Detektor für Hadronen*

Mit Hilfe der in den nächsten beiden Abschnitten aufgeführten semiempirischen Formeln läßt sich grob abschätzen, daß ein Stoppen der Hadronen in dem für EDDA relevanten Energiebereich nicht erreichbar ist. Dies ist auch letztlich nicht erwünscht, da die eigentliche Messung der elastisch gestreuten Protonen auch in dem Winkelbereich, in dem die PIN-Dioden liegen, möglich bleiben soll.

Für die Funktion des Teilchenteleskops bedeutet dies, daß es von Hadronen durchdrungen wird und das Teleskop als dE/dx - dE/dx - Detektor arbeitet. Somit fällt eine genaue Teilchenidentifikation für die Hadronen zwar weg, relevant ist aber letztlich nur eine saubere Trennung von den Elektronen.

Für die Elektronen läßt sich eine Dicke der Zwischenschicht abschätzen, bei der das Teilchenteleskop auch unter Berücksichtigung der geometrischen Zwänge als Stoppdetektor arbeiten kann. Hier sind die in Abbildung 3.1 gezeigten beiden Fälle zu unterscheiden. Entweder man konstruiert das Teleskop so, daß die Elektronen im 2. Detektor ihre gesamte restliche Energie deponieren, oder so, daß die Elektronen auf keinen Fall die zweite PIN-Diode erreichen. Im letzten Fall liefert die zweite Diode ein Veto-Signal zur Erkennung der Elektronen.

Die Entscheidung darüber, ob im ersten Fall zwischen Energiedepositionen eines Hadrons und eines Elektrons unterschieden werden kann, ist nur unter Anwendung von Monte-Carlo-Simulationen (siehe Abschnitt 3.2) zu fällen. Im Laufe der Untersuchungen zeigte sich dabei, daß sich das Teilchenteleskop nur als Veto-Detektor sinnvoll realisieren läßt.

3.1.1 Energieverlust und Reichweite

Für die Beschreibung von Energieverlust und Vielfachstreuung der Elektronen und Hadronen in Materie existieren semiempirische Formeln. Diese erlauben eine grobe vorläufige Abschätzung der Energiedepositionen und Streuwinkel und verdeutlichen die Abhängigkeiten von physikalischen Parametern. Genaue Aufschlüsse geben allerdings erst die Monte-Carlo-Simulationen, die im Anschluß beschrieben werden.

Die Energiedeposition im Detektor entspricht einem Energieverlust dE pro Weglängeneinheit dx im Absorbermaterial, mit dem man über die für schwere Teilchen (insbesondere Hadronen) gültige Bethe-Bloch-Gleichung auf die Geschwindigkeit zurückschließen kann [LEO94]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left[\ln\left(\frac{2 m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2\right] \tag{3.1}$$

mit

r_e : klassischer Elektronenradius ($2.817 \cdot 10^{-13}$cm)
m_e : Masse des Elektrons
N_a : Avogadro Konstante
I : mittleres Anregungspotential (Z$\cdot$($9.76 + 58.8 \cdot Z^{-1.19}$)$eV$ für $Z \geq 13$)
Z : Ordnungszahl des Absorbers
A : Massenzahl des Absorbers
ρ : Dichte des Absorbers
z : Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten von e
β : v/c des einfallenden Teilchens

γ : Lorentz-Faktor ($(\sqrt{1-\beta^2})^{-1}$)
M : Masse des einfallenden Teilchens
$W_{\max}$: maximaler Energieübertrag pro einzelnem Stoßereignis ($\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{1+2\frac{m_e}{M}\sqrt{1+\beta^2\gamma^2}+\frac{m_e^2}{M^2}}$)

Die Bethe-Bloch-Gleichung gilt in dieser Form hauptsächlich für Geschwindigkeiten, die wesentlich größer sind im Vergleich zu den Orbitalgeschwindigkeiten der im Absorbermaterial gebundenen Elektronen (v > 0.1c) und kleiner sind als ca. v ≈ 0.96c (Minimalionisation). Außerhalb dieses Bereiches müssen Korrekturterme wie zum Beispiel Dichte- und Schalenkorrekturen [LEO94] angebracht werden.

Für die leichten Elektronen erfährt die Bethe-Bloch-Gleichung ebenfalls Korrekturen:

- Aufgrund der gleichartigen Stoßpartner kann nicht mehr zwischen eingeschossenen Elektronen und Hüllenelektronen unterschieden werden. Die maximal übertragbare Energie $W_{\max}$ vermindert sich damit zu $W_{\max} = \frac{T_e}{2}$.
- Bedingt durch die geringe Masse der Elektronen spielt die Kleinwinkelstreuung eine wesentlich größere Rolle.

Daraus erhält man für die Elektronen:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\cdot[\ln(\frac{\tau^2(\tau+2)m_e^2c^4}{2I^2}) + F(\tau)] \tag{3.2}$$

mit

$$F(\tau) = 1-\beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8}-(2\tau+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \tag{3.3}$$

τ bedeutet hier die kinetische Energie des Elektrons in Einheiten von $m_e c^2$.

Das Absorbermaterial geht dabei für alle Teilchenarten gleichermaßen über die Elektronendichte $\rho\frac{Z}{A}$ ein.

Wird das Teilchen im zweiten Detektor vollständig abgebremst, so kann man durch Addition der beiden Energieverluste auf die Teilchenart zurückschließen:

$$\frac{dE}{dx} + dE = T_{kin} \tag{3.4}$$

Abbildung3.2 zeigt die Kurvenverläufe für Elektronen und Protonen im relevanten Energiebereich.

Die Bethe-Bloch-Gleichung beschreibt allerdings nur den mittleren spezifischen Energieverlust. Bei der Energiedeposition eines Teilchens in Materie handelt es sich in erster Linie um einen statistisch um diesen Mittelwert verteilten Prozeß. Dieses sogenannte

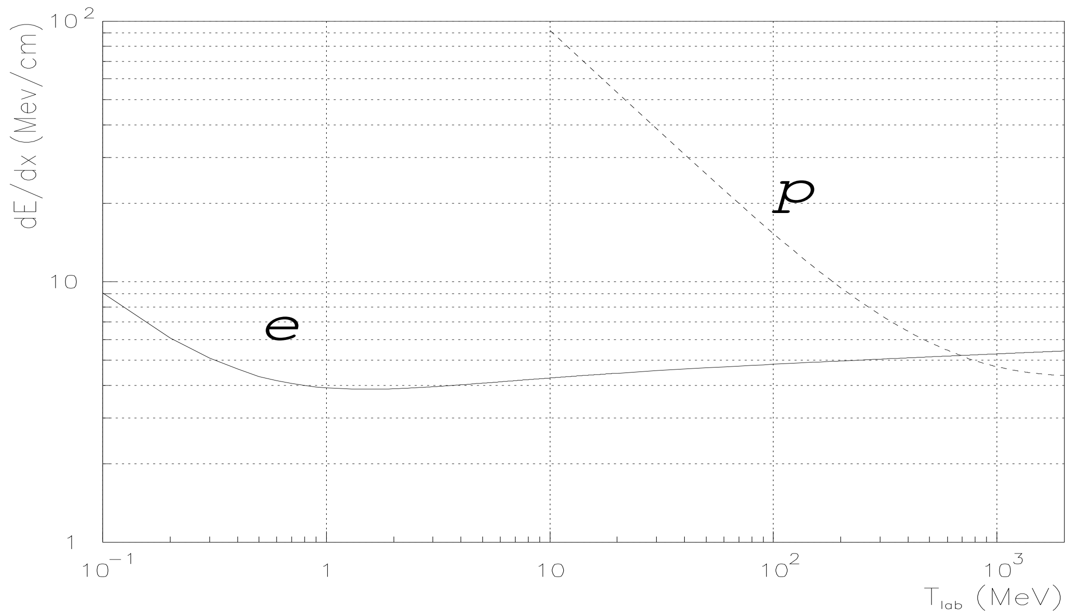


Abbildung 3.2: *Energieverluste für Elektronen und Protonen in Aluminium nach Bethe-Bloch in dem für EDDA relevanten Energiebereich*

Energie-Straggling wird für relativistische Elektronen in einem dünnen Absorber am besten durch eine Vavilov-Verteilung [VAV57] widergegeben, die asymmetrisch um den Mittelwert verläuft. Man erhält einen Ausläufer zu höheren Energien, der auf einzelne Stöße mit sehr hohem Energieübertrag (bei Elektronen bis zu $W_{\max} = T_e/2$) zurückzuführen ist.

Hinsichtlich der Wirkungsweise des zweiten Detektors als Stoppdetektor ist die Reichweite eines Teilchens in Materie eine entscheidende Größe. Vom theoretischen Ansatz her ist man zunächst geneigt, die Bethe-Bloch-Gleichung über die vollständige Energieabgabe längs des Weges zu integrieren:

$$R = \int_{T_{\max}}^{0} \left(\frac{dT_e}{dx}\right)^{-1} dT_e \tag{3.5}$$

Die bereits erwähnte Einschränkung der Bethe-Bloch-Gleichung, nur einen mittleren Energieverlust zu beschreiben, wirkt sich auch auf die Berechnung der Reichweite aus. Berücksichtigt man hier Energie-Straggling und Kleinwinkelstreuung, so erhält man für Elektronen in einem Absorber mit kleiner Ordnungszahl die empirische Formel:

$$R_p = A \cdot T_e [1 - \frac{B}{1 + C \cdot T_e}] \tag{3.6}$$

Die empirischen Konstanten A, B und C haben nach [KOB68] folgende Werte:

A = $5.37 \cdot 10^{-4}$ gcm^{2}keV^{-1}
B = 0.9815
C = $3.123 \cdot 10^{-3}$ keV^{-1}

Dabei bezeichnet R_p eine praktische Reichweite, die sich folgendermaßen ableitet:

Die Intensität eines monoenergetischen Teilchenstrahls nach Durchgang durch einen Absorber wird gegen verschiedene Dicken des Absorbers aufgetragen. Zunächst erkennt man einen konstanten Verlauf der Intensität, der in einen linearen Abfall übergeht und letztlich in einem exponentiellen Abfall ausläuft. Dieser exponentielle Ausläufer wird vernachlässigt und man erhält die praktische Reichweite R_p schließlich aus der Extrapolation des linearen Abfalls nach Null.

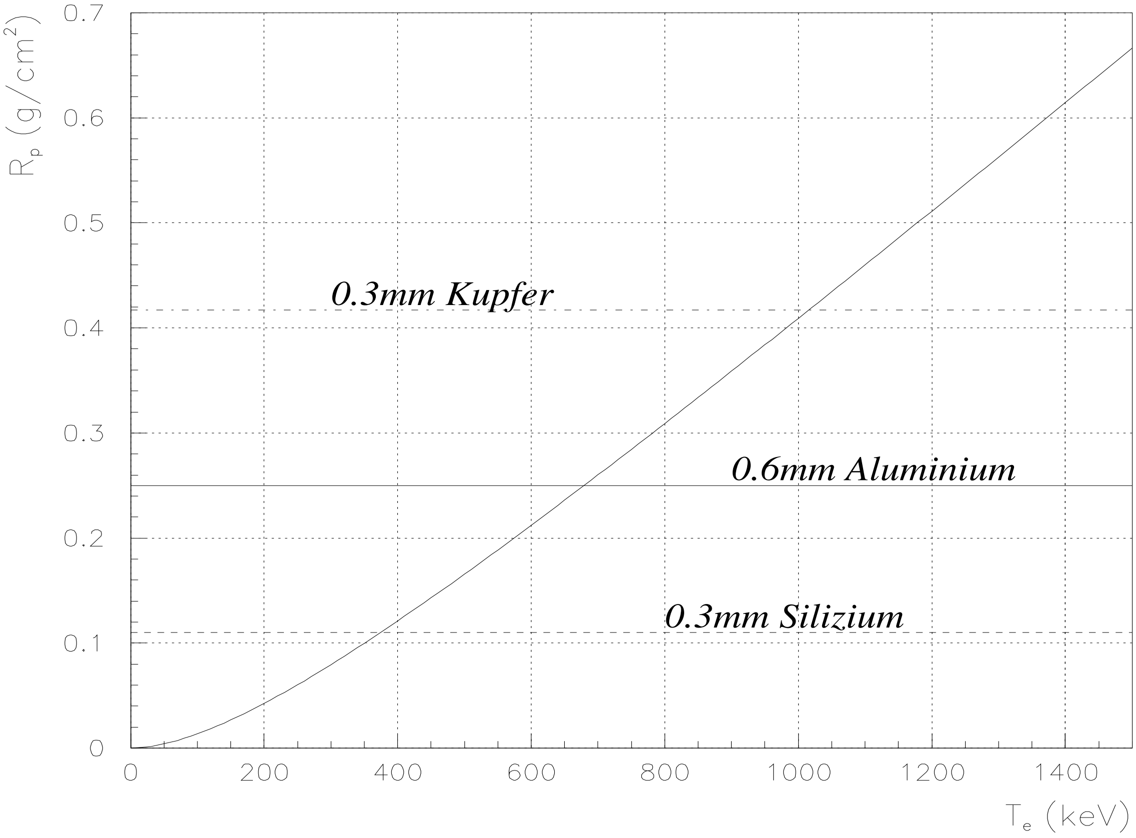


Abbildung 3.3: *Praktische Reichweite von Elektronen unter Berücksichtigung des Streuwinkels* $\theta_{lab} = 40^0$ *für 0.3mm Silizium, 0.6mm Aluminium und 0.3mm Kupfer*

Abbildung 3.3 zeigt beispielhaft die Reichweite von Elektronen unter 40^0-Einfallswinkel für verschiedene Einschußenergien. Die eingetragenen Flächenbelegungsdichten geben ein Gefühl dafür, wie weit die Elektronen ein Medium durchdringen können und daß sich ein vollständiges Stoppen der Elektronen bis $T_e = 1.46$ MeV gut erreichen lassen sollte.

3.1.2 Rückstreuung

Beim Durchgang durch Materie unterliegen die Projektile der bereits weiter oben erwähnten Kleinwinkelstreuung. Diese Art der Vielfachstreuung hat speziell an dem $250\mu m$ dicken Aluminiumfenster eine für die Effizienzmessung unangenehme Richtungsänderung der e^--Flugbahn zur Folge. Aufgrund ihrer geringen Masse erfahren Elektronen auch vermehrt

Winkelstreuungen, die zu großen Ablenkwinkeln führen. Bei einem Detektor, auf den Elektronen senkrecht auftreffen, lassen sich seitlich heraus- und sogar zurückgestreute Elektronen beobachten. Dieses Phänomen der Rückstreuung führt insbesondere dazu, daß die Elektronen-Zählrate geringer als erwartet ausfällt und sich auch die Energiedeposition im Detektor verändert. Problematisch wird letzterer Effekt vor allem dann, wenn diese Energiedeposition unter einen elektronisch bedingten Schwellenwert sinkt und somit das Ereignis nicht mehr erfaßt wird.

Ein Maß für die Rückstreuung stellt der sogenannte Rückstreukoeffizient η dar. Dieser ist definiert als das Verhältnis von rückgestreuten Elektronen zu eingelaufenen Elektronen. Beeinflußt wird diese Größe von Einfallswinkel, primärer Elektronen-Energie, Detektordicke und -material. Für verschiedene Gültigkeitsbereiche existieren einige empirische Formeln zur Beschreibung der Rückstreuwahrscheinlichkeiten. Quantitativ läßt sich der Effekt mit diesen Abschätzungen nur schwer vorhersagen und muß durch Simulationen erschlossen werden.

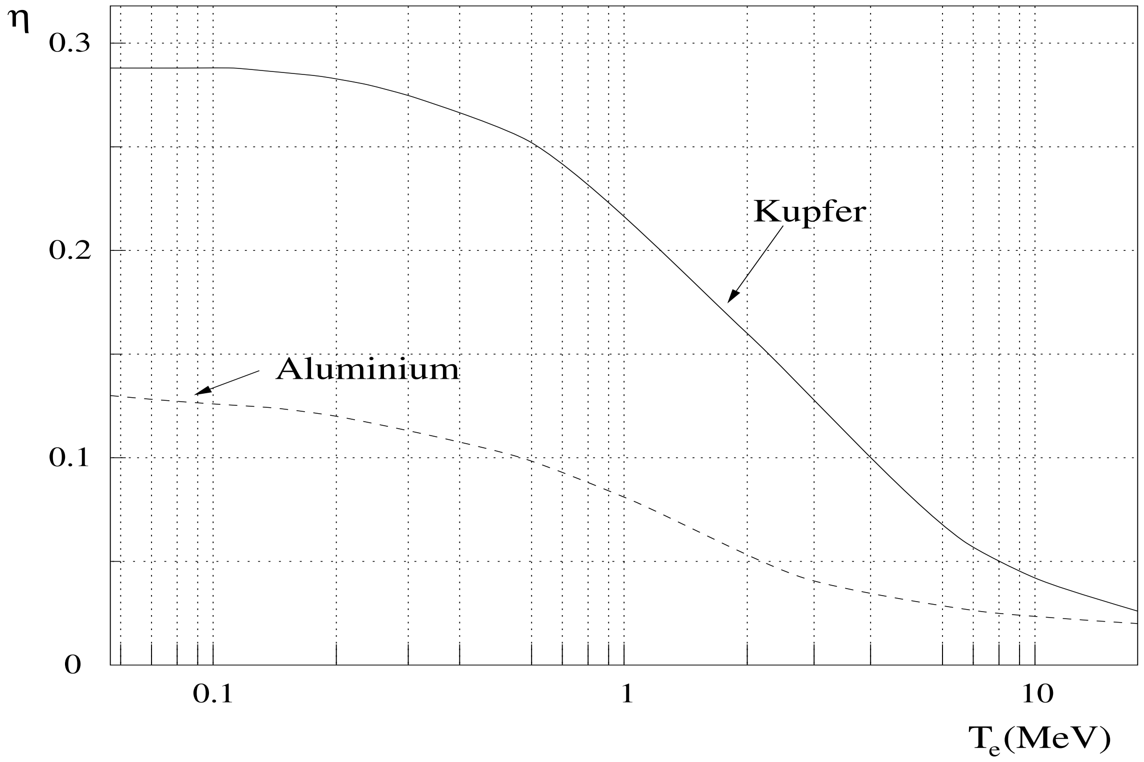


Abbildung 3.4: *Anteil zurückgestreuter Elektronen in Abhängigkeit der kinetischen Energie bei senkrechtem Einfall auf das Material*

In Abbildung 3.4 sind für Aluminium und Kupfer die Rückstreukoeffizienten η in Abhängigkeit von der kinetischen Elektronenenergie T_e dargestellt. Für kleine T_e bleibt η nahezu konstant und wird erst bei höheren Energien zu einer Funktion von T_e.

Auffällig ist die starke Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z des Materials. Für größere Z wächst η an und kann für Aluminium bis zu 13.5 % und für Kupfer bis zu 28 % erreichen. Je flacher dabei die Einlaufrichtung der Elektronen ist, desto größer wird η. Die Wahrscheinlichkeit für einen Rückstreuprozeß wird auch noch stark von der Material-dicke beeinflußt und erlangt bei etwa der halben praktischen Reichweite R_p eine Sättigung [EVE60, DAR75, LAN74].

Ein δ-Elektron trifft unter $\theta_{lab} = 40^0$ (d.h. 50^0 zur senkrechten Einfallsachse) auf das Aluminiumfenster und kann dort schon zurückgestreut werden. Diese Elektronen sorgen für einen Effizienzverlust. Abgesehen von möglichen Rückstreuungen an Luftmolekülen (seien hier wegen der geringen Massenbelegung vernachlässigt) finden diese Effekte noch an dem ersten Siliziumkristall, an der Zwischenschicht und am zweiten Siliziumkristall statt.

Hier hängt es von der jeweiligen Energiedeposition ab, ob das Ereignis noch ein auswertbares Signal liefert oder nicht. Die Vielfalt der möglichen e^--Wege wird noch dadurch komplizierter, daß natürlich ein Elektron auch mehrfach an verschiedenen Schichten zurückgestreut werden kann. Hier muß die Simulation weiterhelfen und zeigen, ob man diesen Einfluß auch quantitativ bestimmen kann. Bei einem typischen e^--Spektrum ist zumindest eine Zunahme dieser Ereignisse bei niedrigen Energien zu erwarten.

3.1.3 PIN-Dioden

Bei der Wahl der Komponenten für das Teilchenteleskop ist darauf zu achten, daß man eine ausreichend hohe Energie- und Zeitauflösung erzielt und gleichzeitig die geometrischen Bedingungen unter der Innenschale des EDDA-Detektors erfüllt.

Die Zeitauflösung begrenzt die maximal erlaubte Zählrate der Elektronen und bestimmt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von sogenannten Pile-up-Effekten. Unter Pile-up-Effekten in einem Detektor versteht man die Überlagerung von zwei Signalen, deren zeitlicher Abstand geringer als die zeitliche Breite eines Einzelimpulses ist. Eine Trennung der beiden Ereignisse ist damit nicht mehr möglich und im Energiespektrum entsteht eine Verfälschung hin zu höheren Energieeinträgen. Ist die Impulsrate so hoch, daß in dem ladungsempfindlichen Vorverstärker die Signalimpulse nicht völlig abklingen können, so bewirkt diese sogenannte Baselinedrift zusätzlich eine Verschlechterung der Energieauflösung. Eine ausführliche Beschreibung weiterer Effekte auf das Auflösungsvermögen des Gesamtsystems aus Detektor und nachgeschalteter Elektronik ist detailliert in [SCHE94] vorzufinden.

Vorzugsweise sollte der Detektor ungekühlt betrieben werden und sich gegenüber Strahlenschäden robust verhalten. Zudem sollten Preis und Lebensdauer in einem ausgewogenen Verhältnis stehen.

All diesen Anforderungen genügend und nicht zuletzt wegen der bereits aus früheren Strahlzeiten gewonnenen Erfahrungen im Umgang mit PIN-Dioden, eignet sich diese Art von Halbleiterdetektoren zum Bau eines Teilchenteleskops.

Die Grundlage für einen Halbleiterdetektor stellt eine in Sperrichtung betriebene Diode dar (üblicherweise Germanium- oder Siliziumdioden):

Das zu detektierende Teilchen bildet beim Durchgang durch den Halbleiterkristall mittels Ionisation Elektron-Loch-Paare. Einer hohen Energieauflösung kommt dabei der geringe Energieaufwand bei Halbleitern zugute, der nötig ist, um ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband anzuheben. Bei Silizium beträgt dieser Bandabstand E_g nach [KIT69] 1.1eV. Durch zusätzliche Phononenanregungen erhält man als Ionisationsenergie E_i pro Elektron-Loch-Paar [RES68]:

$$E_i = 2.67 \cdot E_g + 0.87eV \tag{3.7}$$

Elektronen, die durch die ionisierende Strahlung mehr Energie als E_i übertragen bekommen, können diese in Sekundärprozessen zur weiteren Bildung von Elektron-Loch-Paaren nutzen. Dadurch erhält man eine der Ursprungsenergie E_0 proportionale Anzahl von Elektronen:

$$n_e = \frac{1}{E_i} \cdot E_0 \tag{3.8}$$

Um einer direkten Rekombination der erzeugten Elektron-Loch-Paare zuvorzukommen, werden die Ladungen durch eine angelegte Feldstärke E abgesaugt. Dies wird durch eine geeignete Dotierung des Halbleiters und Anlegen einer ausreichenden Spannung in Sperrichtung erreicht. An der Grenzfläche zwischen p- und n-dotierter Schicht entsteht dabei ein hochohmiger Bereich, der die eigentliche, für ionisierende Strahlung empfindliche Schicht darstellt. Im Gegensatz zu einfachen p-n-Dioden oder Oberflächensperrschichtdioden bestehen PIN-Dioden zwischen der p- und n-dotierten Zone noch aus einer sogenannten intrinsischen Schicht aus hochreinem Siliziumkristall. Die aktive Zone bildet sich überwiegend in dieser intrinsischen Schicht aus. Man spricht hier auch von „Eigenleitung". Ein gesteuerter Diffusionsprozeß sorgt bei der Herstellung dafür, daß sich die Konzentrationen an Akzeptoren und Donatoren in dieser intrinsischen Schicht genau die Waage halten. Der Vorteil besteht nun darin, daß freigewordene Ladungsträger in der eigenleitenden Schicht wesentlich schneller abgesaugt werden können und sich wesentlich dickere durchgedriftete Detektoren herstellen lassen. Letzteres sorgt für eine relativ dünne Totschicht der Diode und erniedrigt somit den nicht detektierbaren Energieanteil. Da die Form der sich ausbildenden aktiven Zone nicht genau bekannt ist (meist ellipsenartig von der p-Schicht ausgehend), sind vor allem die Randzonen des Kristalls eine unbekannte Größe in Bezug auf die Effizienzbestimmung des Elektronennachweises [HEI95] und erschweren damit vor allem eine absolute Normierung.

Die zeitliche Auflösung wird charakterisiert mit Hilfe der Sammelzeit t_s, die als Zeitdauer für das Absaugen der Elektronen zur Anode definiert ist:

$$t_s = \frac{d}{E \cdot \mu} = \frac{d}{\frac{U_{bias}}{d} \cdot \mu} \tag{3.9}$$

Nimmt man eine Schichtdicke d der aktiven Zone von $300\mu m$, eine Sättigungssperrspannung U_{bias} von 100V und eine Driftbeweglichkeit μ der Elektronen im Kristallgitter von $1300\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ [1] an, so ergibt sich ein Wert von

$$t_s(PIN) = 6.92ns$$

Dieser Wert ermöglicht die Messung von sehr schnellen Signalen und Zählraten im MHz-Bereich (bei Messungen mit einem CH_2- Fädchentarget handelt es sich üblicherweise um Elektronenzählraten im kHz-Bereich).

---

[1] nach [BER75] in Silizium bei 300K

3.2 Simulation zur Effizienzbestimmung

Die Simulation, die für die Effizienzuntersuchungen verwendet wird, beruht auf der Monte-Carlo Technik, so wie sie in dem MC-Simulationspaket *Gismo* ([GRO93], [ROS94]) eingebunden ist. Basierend auf Gismo bietet das Programm *sigi* die Möglichkeit, die Streuereignisse in einer anpaßbaren Umgebung mit einer bestimmten Häufigkeitsverteilung (bei e^-p-Streuung mit Verteilung nach Rosenbluth) zu generieren. Dabei werden Strahlrohr- und Detektorgeometrien, sowie Teilchenart und Strahlenergie in Form von sogenannten „ini-Files“ festgelegt, auf die bei Bedarf schnell und variabel zugegriffen werden kann.

Herzstück der MC-Simulation für Elektronen ist der *EGS4*-Programmcode (**E**lectron **G**amma **S**hower Version **4**). Dieser für die Wechselwirkung zwischen Elektron und Materie verantwortliche „Interactor“ verfolgt das Elektron auf seinem Weg durch die verschiedenen Materieschichten. Dabei erwürfelt er jedesmal nach einer wählbaren Schrittweite physikalische Prozesse, wie zum Beispiel Energieverlust, Winkelstreuung, Sekundärreaktionen, gemäß festgelegten Wahrscheinlichkeitsverteilungen.

Als Datenanalyse-Werkzeug wird das Programm YODA (**Y**et another **O**nline **D**ata **A**nalyser) genutzt [SCHW95], mit dessen Hilfe man die Daten sortieren und in Histogrammen darstellen kann.

3.2.1 Teilchenteleskop außerhalb des Strahlrohrs

Für die Entwicklung des Teilchenteleskops ist es zunächst notwendig, mit Hilfe von Simulationen die experimentellen Signaturen verschiedener Teilchenarten als Funktion optimierbarer geometrischer Parameter zu studieren und die Parameter hinsichtlich einer möglichst effizienten Erfassung und Identifizierung der Elektronen festzulegen.

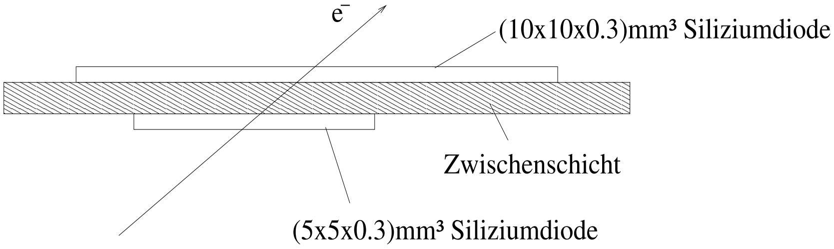


Abbildung 3.5: *Geometrisches Gerüst des Teilchenteleskops. Maße und Material der Zwischenschicht sind noch zu optimierende Parameter.*

Da das Teilchenteleskop komplett unter die Innenschale des EDDA-Detektors eingearbeitet werden muß, hat man am Ort der Aluminiumfenster maximal Platz für ein 4,21mm dickes planares Objekt. Bedenkt man noch, daß man auch eine Halterung und einen Faradaykäfig zum Schutz vor elektromagnetischen Einstreuungen unterbringen muß, wird deutlich, wie flach die zwei getrennten PIN-Dioden sein müssen.

Auf der Suche nach geeigneten Produkten, fand man einen Hersteller, der (5 x 5) mm^2 sowie (10 x 10) mm^2 große Silizium-Dioden mit jeweils 0.3 mm Dicke entwickeln und bearbeiten konnte. Da gewährleistet werden muß, daß die äußere PIN-Diode den

Raumwinkel, der von der weiter innen liegenden PIN-Diode überdeckt wird, vollständig erfaßt, hat man es mit dem in Abbildung 3.5 dargestellten geometrischen Gerüst zu tun.

Es bleiben 4 variable Parameter zur Effizienzoptimierung der Elektronen:

- Position des Teilchenteleskops innerhalb des Aluminiumfensters
- Dicke der Zwischenschicht
- Material der Zwischenschicht
- Versatz der Siliziumschichten zueinander

Für die Simulation der elastischen e^-p-Streuung und elastischen pp - Streuung wird das bereits erwähnte Analyse-Simulationspaket Gismo herangezogen. Die elastische pp - Streuung wird dabei stellvertretend für den hadronischen Untergrund untersucht. Vorteile dieser beiden Simulationsklassen sind eine frei wählbare Einschränkung des Winkelbereichs für ausreichende Statistik in einem akzeptablen Zeitmaß und die genaue Kenntnis der polarwinkelabhängigen Energie der Teilchen vor dem Aluminiumfenster.

Die Größe der aktiven Schicht der PIN-Dioden (siehe Abschnitt 3.1.3) wird quaderförmig auf 90% des Siliziumkristalls seitlich und 97,5% in der Dicke angenähert. Es wird jeweils bei drei verschiedenen Einschußenergien des Protons, T = 500MeV, T = 1500MeV und T = 2500MeV, simuliert. Hierbei gehen weder elektronische Anschlüsse noch spezielle Halterungen in die Untersuchungen ein.

Positionierung innerhalb des Aluminiumfensters Der Weg der Elektronen und Protonen vom Target bis zum Aluminiumfenster ist für die drei oben genannten Einschußenergien genau bestimmbar. Für Elektronen ergeben sich dabei unter einem Streuwinkel im Labor von 40^0 aus der Kinematik (Abschnitt 2.1) Energiewerte von $\mathrm{T}_e = 0.52$MeV bis $\mathrm{T}_e = 1.21$MeV und für Protonen über:

$$T_{lab} = \frac{T_p}{2}(1 + \cos(\theta_{c.m.})) \tag{3.10}$$

mit

$$\cos(\theta_{c.m.}) = \frac{1 - \gamma^2_{c.m.} \tan^2(\theta_{lab})}{1 + \gamma^2_{c.m.} \tan^2(\theta_{lab})} \tag{3.11}$$

$$\gamma^2_{c.m.} = 1 + \frac{T_p}{2m_p} \tag{3.12}$$

T_p, m_p : kinetische Energie und Ruhemasse des einlaufenden Protons
T_{lab}, θ_{lab} : kinetische Energie und Streuwinkel des gestreuten Protons im Laborsystem

Werte von $T_{lab} = 264.31\text{MeV}$, $T_{lab} = 661.65\text{MeV}$ und $T_{lab} = 946.12\text{MeV}$. Während für die Protonen aufgrund ihrer noch hohen kinetischen Energie und ihrer großen Trägheit keine starke Änderung ihrer Flugrichtung zu erwarten ist, ergibt sich für die Elektronen eine große Variabilität der Ereignisse.

An der 250μm dicken Aluminiumschicht können die Elektronen im wesentlichen Kleinwinkelstreuung bis hin zur Rückstreuung erfahren. Diese beiden energieabhängigen Effekte sind für die Größe des Effizienzverlustes ausschlaggebend.

Unter Effizienz ist das Verhältnis der detektierten Elektronen zu den Elektronen, die tatsächlich in dem von der kleineren PIN-Diode abgedeckten Raumwinkelbereich erzeugt werden, zu verstehen. Dabei wird nicht zwischen den ursprünglichen Richtungen der Elektronen unterschieden. D.h., ob die Elektronen in den abgedeckten Winkelbereich tatsächlich elastisch gestreut und detektiert werden oder ob sie außerhalb des Winkelbereichs fliegen, aber an der Aluminiumschicht in die kleinere PIN-Diode hineingestreut werden, ist für die Effizienzbetrachtung unerheblich.

Frühere Simulationen haben bereits gezeigt, daß für kleinere Strahlenergien die durchschnittliche Winkelablenkung größer ist und die Kompensation mit von außen eingestreuten Elektronen unvollständiger wird. Zudem durchdringt ein höherer Anteil der Elektronen aufgrund des Energieverlustes im Aluminium das Strahlrohr nicht mehr.

Innerhalb des Alufensters gibt es für das Detektorsystem (Abbildung **??**) vier extreme Positionierungen. Im weiteren Verlauf werde ich die einzelnen Positionierungen wie in Abbildung 3.6 dargestellt, bezeichnen:

1. strahlaufwärts-fensternah
2. strahlaufwärts-fensterfern
3. strahlabwärts-fensternah
4. strahlabwärts-fensterfern
5. mittig

Da das Teleskop von der ersten Siliziumschicht getriggert werden soll, ist die Plazierung der kleineren PIN-Diode bestimmend für die Positionierung des Teleskops. Die größere PIN-Diode wird unter dem Aspekt der vollständigen Raumwinkelerfassung der durchtretenden Teilchen durch die kleinere PIN-Diode verschoben. Damit wird gewährleistet, daß ein Teilchen, welches im kleineren Detektor ein Signal auslöst und noch genügend Energie besitzt, in jedem Fall auch im größeren Detektor Energie deponiert und somit identifiziert werden kann.

Für alle Simulationen wurde eine $13 \times 13 \times 0.6$ mm^3 große Zwischenschicht aus Aluminium eingesetzt. Im Laufe der Simulationsuntersuchungen zeigte sich, daß eine Variation der Flächenmaße der Zwischenschicht keine Veränderungen der Simulationsergebnisse bewirkt. Natürlich gilt dies nur, solange der von der kleineren PIN-Diode festgelegte Winkelbereich von der Zwischenschicht überdeckt bleibt.

Aufgrund der φ-invarianten Wechselwirkung sind keine φ-Abhängigkeiten zu erwarten, so daß die PIN-Dioden immer mittig bei $\varphi = 0^0$ angesetzt werden. Für jede Positionierung der PIN-Diode werden 100.000 Ereignisse erzeugt. Der Winkelbereich, in dem diese

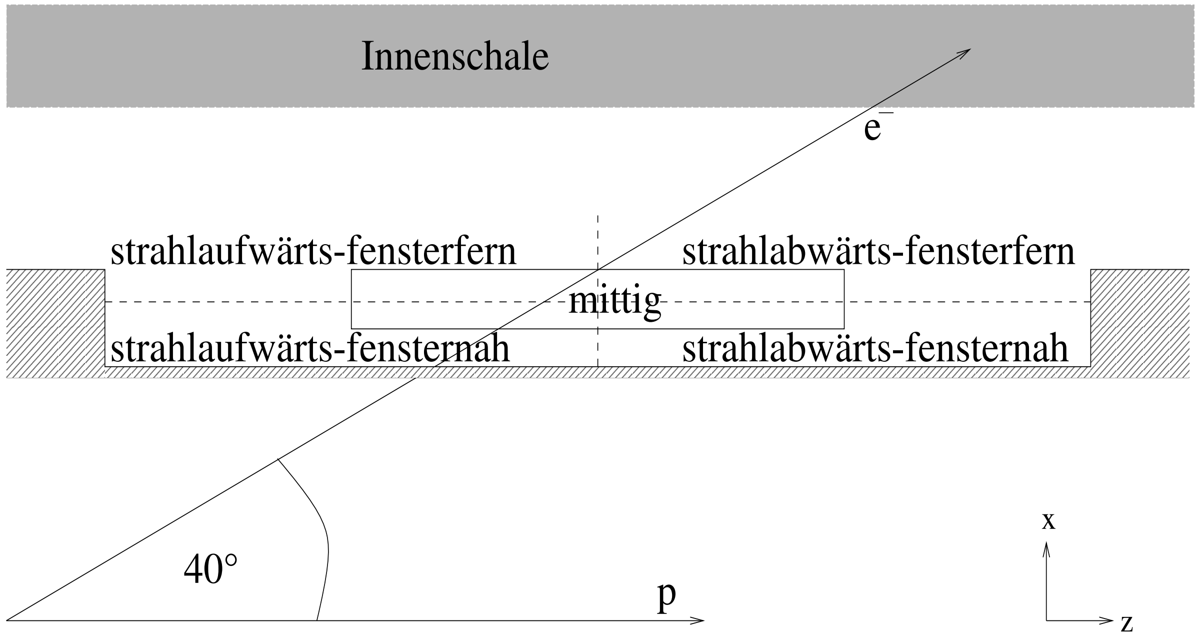


Abbildung 3.6: *Fünf verschiedene Positionen innerhalb des Aluminiumfensters (Längsquerschnitt - nicht maßstabsgetreu)*

Ereignisse generiert werden, umfaßt das Teleskop und einen weiten Bereich darum, um auch mögliche Einstreuungen von außerhalb wahrzunehmen.

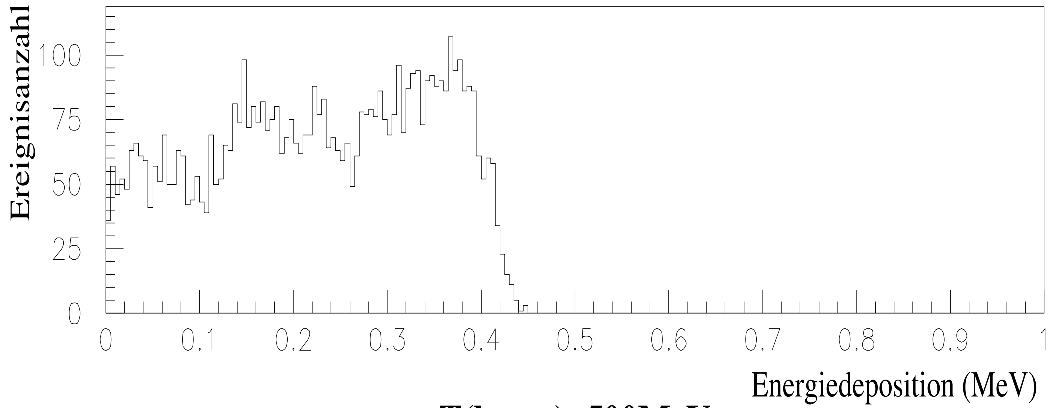
In Abbildung 3.7 zeigt sich die Abhängigkeit des Energiespektrums der kleineren PIN-Diode von der Anfangsenergie T_e. Da sich die Energiespektren als weitgehend positionsunabhängig erwiesen haben, sind hier stellvertretend die Spektren der mittig angeordneten Diode gezeigt.

Gemäß theoretischen Überlegungen bleiben die Elektronen bei einer Strahlenergie von $T_{beam} = 500$ MeV in der 0.3mm dicken Siliziumschicht oder zumindest kurz dahinter in der Zwischenschicht stecken. Der kleinere Detektor arbeitet hauptsächlich als Stoppdetektor. Schätzt man den Energieverlust (nach Gleichung 3.2) an der 250 μm Aluminiumschicht auf etwa 150 keV ab, so erhält man eine gute Übereinstimmung mit den zu erwartenden kinetischen Energien T_e der elastisch gestreuten Elektronen (siehe Tabelle 2.1).

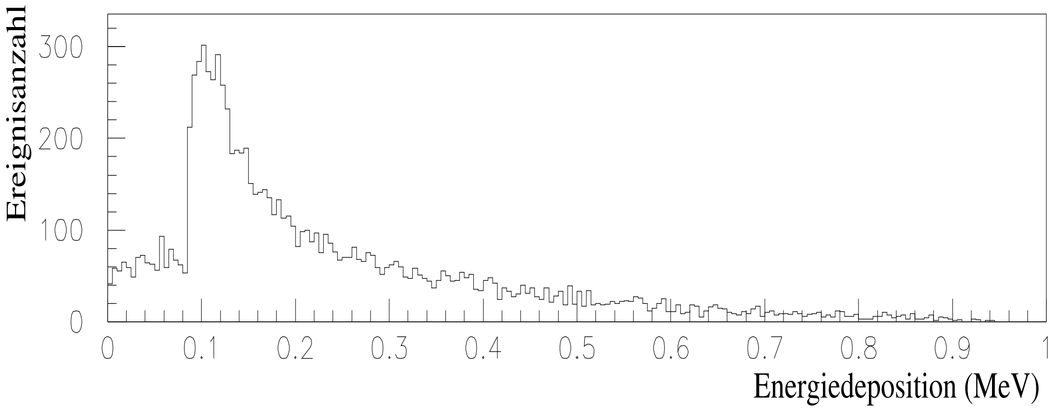
Bei höheren Energien arbeitet die kleinere PIN-Diode als $\frac{dE}{dx}$-Detektor und man erhält die typische Verteilung mit einem langen Ausläufer zu hohen Energiedepositionen. Dabei ist eine Verschiebung des Peaks bei 150keV nicht zu erkennen. Dies ist zum einen auf die geringe Änderung des $\frac{dE}{dx}$-Signals im zugehörigen Energiebereich nach Bethe-Bloch zurückzuführen und zum anderen auf die größere Energieverschmierung.

Im unteren Bereich des Energiespektrums wirken sich vor allem Rückstreueffekte aus und kleine Energieverluste von Teilchen, die die aktive Zone der Diode nur streifen. Die Form der Energiespektren ist also physikalisch gut verstanden und bleibt über einen großen Energiebereich unverändert.

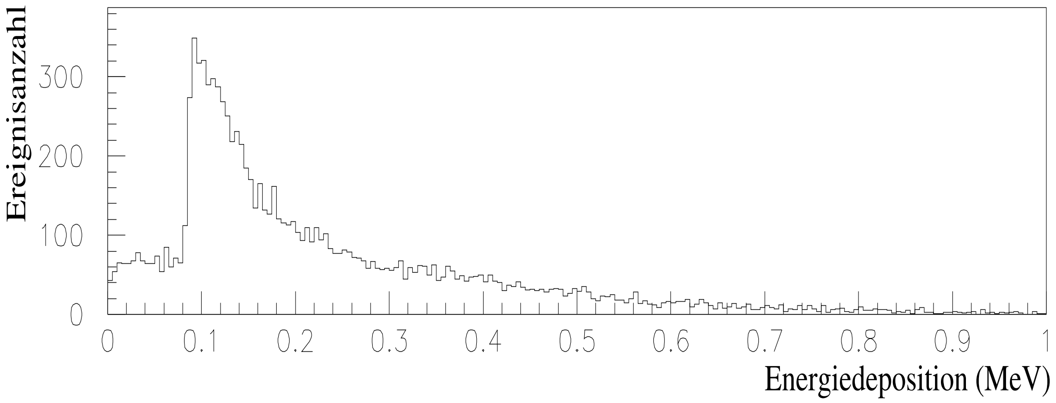
In Tabelle 3.1 sind die Effizienzen ε_e in Prozent nach Strahlenergie T_{beam} und Positionierung geordnet zusammengetragen. In allen Positionierungen läßt sich ein stetiges An-



T(beam)=500MeV



T(beam)=1500MeV



T(beam)=2500MeV

Abbildung 3.7: *Veränderung des Energiespektrums der kleineren PIN-Diode mit steigender Strahlenergie. Bei* $T_{beam} = 500$ *MeV arbeitet die erste Siliziumschicht noch als Stoppdetektor. Bei höheren Energien bildet sich immer deutlicher die erwartete Verteilung mit einem typischen „Landauausläfer“ aus.*

Positionierung	Effizienz ε_e in %		
	$T_{beam} = 0.5GeV$	$T_{beam} = 1.5GeV$	$T_{beam} = 2.5GeV$
strahlaufwärts-fensterfern	46 ± 1	79 ± 1	83 ± 1
strahlaufwärts-fensternah	49 ± 1	86 ± 1	93 ± 1
strahlabwärts-fensterfern	54 ± 1	88 ± 1	96 ± 1
strahlabwärts-fensternah	56 ± 1	90 ± 1	99 ± 1
mittig	53 ± 1	86 ± 1	93 ± 1

Tabelle 3.1: *Effizienzen ε_e geordnet nach Position und Energie. Die Prozentangabe bezieht sich auf die Elektronen, die in den von der inneren PIN-Diode abgedeckten Raumwinkelbereich am Target gestreut wurden.*

wachsen der Effizienzen mit steigender Energie erkennen. Dieser Effekt steht im Einklang mit den theoretischen Überlegungen zur Kleinwinkelstreuung und zum Energieverlust im Aluminium und spiegelt ihre Energieabhängigkeit wider. Die besten Effizienzwerte erhält man bei der strahlabwärts-fensternah-Plazierung.

Detaillierte Untersuchungen zu den von außen einstreuenden Elektronen offenbaren, daß keine nennenswerte Korrelation zwischen der Position und dem prozentualen Anteil der Einstreuungen besteht. Man beobachtet eine Variation von 3 bis 6% Einstreuungen über den gesamten Energiebereich. Die Ränder des Aluminiumfensters sowie Einflüsse der nicht aktiven PIN-Dioden-Seiten sind bezüglich Einstreuungen vernachlässigbar.

Bemerkenswert aber sind der horizontale und vertikale Positionseinfluß. Eine besonders hohe Ausbeute an Elektronen erhält man bei möglichst naher Plazierung des PIN-Teleskops an das Aluminiumfenster und möglichst weitem Einbau strahlabwärts. Eine Erklärung hierfür ist vermutlich die Verschiebung des relevanten θ_{lab}-Bereichs. Mit kleinerem θ_{lab} wird nach der Rosenbluth-Formel (siehe Abschnitt 2.1) die Energie T_e größer. Mit größerer kinetischer Anfangsenergie der Elektronen steigt die Effizienz.

Wie Abbildung 3.8 veranschaulicht, durchstoßen die Elektronen bei niedrigen Strahlenergien die Aluminiumschicht nicht, für höhere T_{beam} jedoch gelangen sie auch in den größeren Detektor und hinterlassen dort ein dE-Signal (einige Elektronen durchstoßen sogar noch die größere PIN-Diode). Diese koinzidenten Signale können nicht vernachlässigt werden und bilden gerade bei $T_{beam} = 2500$MeV bis zu 37% der zu detektierenden Ereignisse. Die Aufgabe des Teilchenteleskops sollte es sein, diesen Anteil vom hadronischen Untergrund sauber abzutrennen.

Die den hadronischen Untergrund repräsentierenden Protonen werden vom Teilchenteleskop in jeder Positionierung mit nahezu 100%iger Effizienz „gesehen“ und bilden ausnahmslos koinzidente Signale. Die erwartete Verteilung der Protonen ist in Abbildung 3.8a) zu erkennen. Die Protonen hinterlassen in beiden Siliziumschichten ein $\frac{dE}{dx}$-Signal. Trägt man die Energiedepositionen gegeneinander auf, so liegen die Protonen auf der ersten Winkelhalbierenden und weisen gemäß Bethe-Bloch mit steigender Strahlenergie T_{beam} niedrigere Energiedepositionen auf. Auffällig ist hier aber das breite Energiestraggling, welches eine genaue Abtrennung durch einen zweidimensionalen Schnitt für Protonen sehr erschwert. Da man es bei EDDA aber ohnehin mit einem breit energieverteilten hadronischen Untergrund zu tun hat, wird eine Unterscheidung eines Protons mit einem

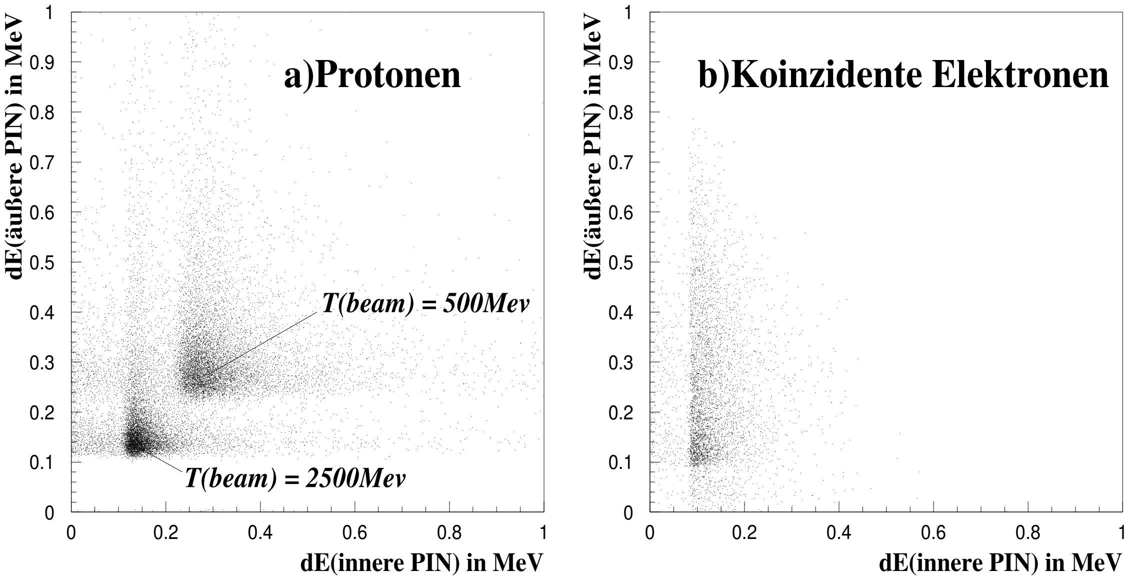


Abbildung 3.8: *a) Energieverluste der Protonen in der äußeren (größeren) und inneren (kleineren) PIN-Diode. Die Schwerpunkte der Signaleinträge bei verschiedenen Energien liegen auf der ersten Winkelhalbierenden.*
b) Die Signaleinträge der koinzidenten Elektronen weisen eine starke Streuung auf.

150keV $\frac{dE}{dx}$-Signals von einem Elektron, dessen $\frac{dE}{dx}$-Signal auch 150 keV beträgt und dessen Stoppsignal in ähnlicher Größenordnung liegt, unmöglich.

Dies alles spricht für die Realisierung des Teleskops mit einem vollständigen Veto-Signal, bei der mit Hilfe einer geeigneten Zwischenschicht die Teilchen wesentlich besser identifiziert werden können.

Material und Dicke der Zwischenschicht Ein vollständiges Veto-Signal setzt ein Stoppen aller Elektronen spätestens in der Zwischenschicht voraus. An das Material der Zwischenschicht müssen in erster Linie vier Anforderungen gestellt werden:

- Die Elektronen müssen in dem Material vollständig gestoppt werden.
- Das Material muß elektrisch leitfähig sein.
- Die eigentliche Messung der elastisch gestreuten Protonen darf durch das Material nur minimal gestört werden (das heißt: kleine Flächenbelegungsdichte und kleine Ordnungszahl Z).
- Die geometrischen Randbedingungen müssen erfüllt sein.

Hier bieten sich vor allem zwei Materialien an: Kupfer und Aluminium.

Aus der Reichweite-Energie-Beziehung (Gleichung 3.6) läßt sich abschätzen, daß etwa 1.6 mm dickes Aluminium (Dichte von $\rho_{Al} = 2.7\frac{g}{cm^3}$) und 0.6 mm dickes Kupfer (Dichte von $\rho_{Cu} = 8.94\frac{g}{cm^3}$) einen ähnlich vollständigen Stoppeffekt auf die Elektronen ausüben sollten. Die Simulation bestätigt diese Abschätzung.

Die Anzahl koinzidenter Signale bei der maximalen Strahlenergie von $T_{beam} = 2500$MeV liegt nur noch im Promille-Bereich, führt also zu einer erheblichen Abtrennverbesserung der Elektronen. Hinsichtlich Handhabbarkeit und räumlich verfügbaren Einbauplatz stößt man allerdings mit einer 1.6 mm dicken Aluminiumschicht hart an die Grenzen des Machbaren, so daß eine relativ dünne 0.6 mm dicke Zwischenschicht aus Kupfer zu bevorzugen ist.

Für die Protonen ergeben sich dabei keine Änderungen der Effizienzwerte und Koinzidenzanteile gegenüber den Simulationen mit einer 0.6 mm Zwischenschicht aus Aluminium. Es ist noch zu überprüfen, ob die größere Flächenbelegungsdichte und das größere Z von Kupfer zu nicht akzeptierbaren Verfälschungen in der Winkelrekonstruktion elastisch gestreuter Protonen und in der Bestimmung des kinematischen Defizits α führen. Das kinematische Defizit α ist dabei ein Maß für die Einhaltung der Signaturen elastischer pp-Streuung (Gleichung 1.1, 1.2) und dient der Abtrennung anderer Untergrundreaktionen [WOL96]. Zur Überprüfung wurden für alle erwähnten Zwischenschichtdicken und -materialien α-Verteilungen und Differenz-Diagramme aus simuliertem und rekonstruiertem Winkel in θ und φ untersucht.

Als aussagekräftige Größe wird die jeweilige Halbwertsbreite einer Gaußanpassung verglichen. Die Breiten variieren in der $\mid \theta_{sim} - \theta_{rek} \mid$-Verteilung nur innerhalb einiger Zehntel Winkelgrad. Ebenso geringe Abweichungen beobachtet man im φ-Winkel und in der α-Verteilung. Kupfer stellt also hinsichtlich der effizienten Rekonstruktion elastisch gestreuter Protonen keine „Gefahr“ dar, zumal entlang des Strahlrohres außerhalb des Fensters sowieso eine vergleichbare 2mm dicke Aluminiumschicht vorhanden ist und die Effizienzbeeinträchtigung durch die Innenschale wesentlich größer ist [2].

Versatz der größeren zur kleineren Siliziumschicht Wie schon erwähnt, ist das entscheidende Kriterium für die Anordnung der größeren PIN-Diode zur kleineren eine vollständige Raumwinkelabdeckung. Da der größere Detektor aber eine viermal so große Fläche wie der kleinere Detektor besitzt, hat man noch Platz für einen leichten Versatz. Für die Elektronen spielt diese Anordnung allerdings keine Rolle mehr, da sie die äußere Schicht sowieso nicht mehr erreichen sollten.

Bei der Simulation des hadronischen Untergrunds ist ebenfalls keine Abhängigkeit der koinzidenten Zählraten von einem Versatz der Detektoren zu erkennen.

Aus praktischer Sicht für die eventuelle Nutzung bei Laborversuchen oder anderen Einsätzen des Teilchenteleskops ist eine symmetrische Anordnung erstrebenswert und für den Einsatz am EDDA-Detektor unproblematisch.

3.2.2 Inneres Teilchenteleskop

Weitere Überlegungen und Simulationen müssen durchgeführt werden, wenn man auch die PIN-Diode im Inneren des Strahlrohres durch ein Teilchenteleskop ersetzen möchte. Zunächst einmal müssen alle verwendeten Materialien vakuumtauglich sein. Außerdem

---

[2] Effizienzverlust bei ca. 5% nach [THO96]

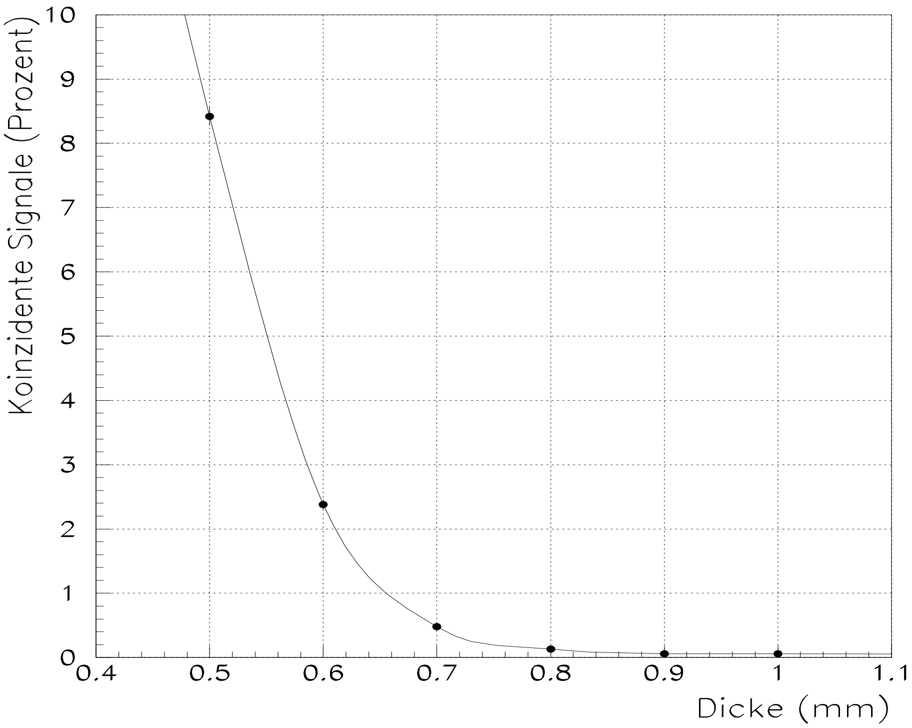


Abbildung 3.9: *Koinzidente Signale der Elektronen in Abhängigkeit von der Dicke der Zwischenschicht bei E_{beam} =2500MeV. Die Anzahl der koinzidenten Signale ist auf die Anzahl der von der kleineren PIN-Diode getriggerten Ereignisse normiert.*

ist die Dicke der Zwischenschicht neu festzulegen, da die zu stoppenden δ-Elektronen aufgrund des fehlenden Aluminiumfensters eine höhere Energie besitzen. Hinzu kommt noch, daß die Elektronen im Mittel senkrecht auf das Teleskop treffen und die Durchgangsstrecke nicht mehr indirekt durch einen schrägen Einfall verlängert wird. Die Kupferzwischenschicht sollte dabei möglichst dünn konzipiert werden, um eine Störung des COSY-Vakuums und des COSY-Strahls zu vermeiden. Die genaue Positionierung des Teilchenteleskops im Inneren des Strahlrohres ist durch die bereits vorhandene Halterung vorgegeben (siehe Abschnitt 2.3).

In Abbildung 3.9 ist der Verlauf der koinzidenten Signale, normiert auf alle von der ersten PIN-Diode getriggerten Ereignisse, mit zunehmender Zwischenschichtdicke zu sehen. Von 0.6 mm bis 0.7 mm Dicke springt der prozentuale Anteil koinzidenter Elektronen von 2.24% auf 0.45% und läuft dann langsam gegen Null aus. Der Hinzugewinn von etwa 2% Genauigkeit in der Elektronenidentifikation ist erstrebenswert, so daß die Zwischenschichtdicke auf 0.7 mm festgelegt wird.

Effizienzuntersuchungen ergeben bei allen Energien durchweg ein $\varepsilon_e > 100\%$. Wie zu erwarten war, werden alle in dem relevanten Winkelbereich erzeugten Elektronen auch wahrgenommen ($\Rightarrow \varepsilon_e = 100\%$). Zusätzlich werden aber noch bis zu 3.5% der im äußeren Winkelbereich (begrenzt durch Ausmaße der Zwischenschicht) erzeugten Elektronen eingestreut. Diese Elektronen stammen etwa zur Hälfte aus Einstreuungen aus dem nicht aktiven Randgebiet der Siliziumschicht und zur Hälfte aus Rückstreuungen entweder an

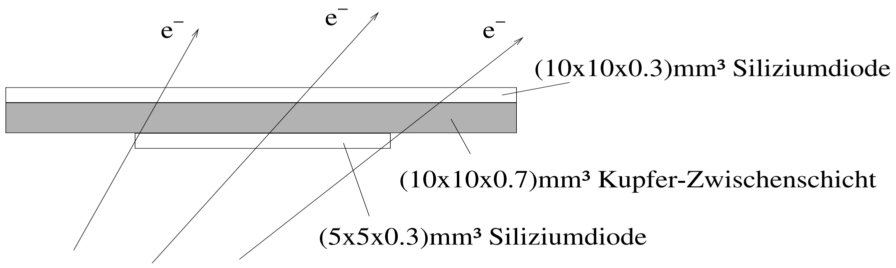


Abbildung 3.10: *Vorläufige Anordnung und Dimensionierung des Teilchenteleskops*

der Kupferzwischenschicht oder am Strahlrohr (Wahrscheinlichkeit sehr gering).

Insgesamt sollte der Einbau eines Teilchenteleskops im Inneren des Strahlrohrs keine großen Probleme bereiten, aber es sollten bei der Konstruktion noch die bisherigen Erfahrungen eingehen [GRO98].

3.3 Elektronische Einbindung des Teilchenteleskops

Die Ausleseelekronik, die die Signale der beiden PIN-Dioden direkt weiterverarbeitet, beruht hauptsächlich auf einer Koinzidenz-Stufe. Die Hoffnung ist, die Ausleseelektronik, so wie sie momentan verwendet wird (siehe Abschnitt 2.4), durch eine Schaltung ohne Totzeitprobleme zu ergänzen, die eine einfache und genaue Offline-Analyse ermöglicht. Insbesondere ist das bisherige Ausleseverfahren weiterhin notwendig, um mit seiner Hilfe eine Eichung und eine Schwellenbestimmung durchzuführen, sowie eine Überprüfung mit der MC-Simulation zu ermöglichen.

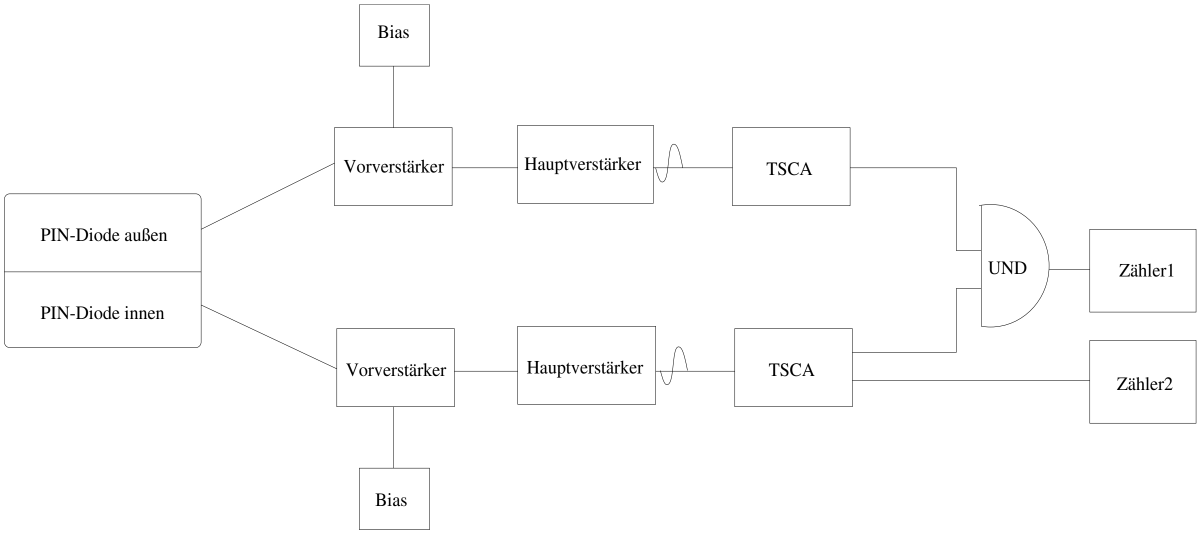


Abbildung 3.11: *Schaltbild exemplarisch für ein Teilchenteleskop. Die Elektronik zur Signalauslese, die das unipolare Signal hinter dem Hauptverstärker weiterverarbeitet, ist weggelassen.*

Im Gegensatz zum alten Ausleseverfahren wird die Entscheidung darüber, ob es sich um ein „gesuchtes“ Elektronenereignis handelt oder nicht, schon mit Hilfe eines Hardware-Triggers getroffen. Wie dem Schaltbild in Abbildung 3.11 zu entnehmen ist, werden Signale in der größeren und kleineren PIN-Diode getrennt voneinander verarbeitet. Die jeweiligen Vor- und Hauptverstärker verbessern das Signal/Rausch-Verhältnis. Der jeweils dahinter folgende TSCA erhält ein bipolares Signal und sorgt über eine zuvor eingestellte Schwelle für die Abtrennung des Rauschuntergrunds von Signalen. Das Herzstück des Triggers stellt die Koinzidenz-Stufe dar. Das Signal der kleineren PIN-Diode, nun in Form eines Zeitfensters bestimmter Breite, bewirkt nur dann einen Eintrag im Zähler, wenn gleichzeitig die größere PIN-Diode feuert. Solche Einträge repräsentieren also direkt die Anzahl der Hadronen. Ein weiterer Zähler nimmt wie bisher alle von der inneren PIN-Diode getriggerten Ereignisse auf. Durch Differenzbildung der beiden Zählereinträge kann man auf die Elektronenrate schließen. Die Zähler („Latching Scaler“) sind erst ab einigen MHz totzeitbehaftet und werden alle 2.5ms ausgelesen. Für die Identifikation der Teilchen ist keine Untersetzung mehr nötig und Probleme mit elektronischen Totzeiten fallen weg. Für die Größe des Fehlers ist es sehr wichtig, rauscharme Detektoren und nachgeschaltete Elektronik zu verwenden, um die Schwelle so tief wie möglich festzulegen (Elektronen bis zu ca. 40keV sollten noch detektiert werden können).

Kapitel 4

Messungen im Rahmen des EDDA-Experiments

4.1 Konstruktion und Einbau des Teilchenteleskops

Die (5×5) mm^2 und (10×10) mm^2 großen PIN-Dioden mit einer Dicke von je 0.3mm wurden von einem russischen Hersteller [1] geliefert. Dieser Hersteller brachte am Svedberg Laboratory TSL in Uppsala, Schweden, je eine der großen und kleinen PIN-Dioden mit einem leitenden Kleber mittig auf der Oberseite beziehungsweise Unterseite eines /mbox$(11 \times 11 \times 0.7)$mm^3 großen Kupferplättchens an. Dieses Kupferplättchen sorgt als Zwischenschicht für das Stoppen der Elektronen und stellt gleichzeitig für beide Dioden die Erdungsverbindung dar. Wie man in Abbildung 4.1 erkennen kann, ist für die Bias-Spannungsversorgung in Bonn eine 1mm dicke Platine gefertigt worden , in die die Teleskopanordnung eingelassen ist (siehe Anhang). Die Leiterbahnen der Platine sind mit sehr dünnen Bonddrähten aus Gold am TSL in Schweden mit den PIN-Dioden verbunden worden. Für die elektronische Verbindung von Platine zu Vorverstärker war der Einsatz von zwei Kabeln des Typs LSM 50 mit einem Durchmesser von je 1.05mm der Firma Lemosa [2] notwendig, da für zwei der üblicherweise verwendeten Kabel RG 178 mit einem Durchmesser von 1.8mm in den Kabelkanälen um die Stutzen des Strahlrohres herum zu wenig Platz zur Verfügung stand.

Zum Schutz vor elektromagnetischen Einstreuungen wurde die gesamte Anordnung in ein Aluminiumkästchen eingeschraubt (Konstruktion siehe Anhang).

Hierbei war, wie die Erfahrung zeigte, vor allem darauf zu achten, daß die Schraubenwindungen im Aluminium und die Löcher in der Platine exakt übereinstimmen, da schon durch eine geringfügige Verschiebung die obere PIN-Diode deformiert werden kann. Um den Faradaykäfig zu vervollständigen, wurde die Unterseite mit einer 12μm dicken, einseitig mit Aluminium bedampften Mylarfolie beklebt. Damit man einer Kurzschlußgefahr zwischen Mylarfolie und Bonddraht der kleinen PIN-Diode entgeht, wurde noch eine zweite Mylarfolie, allerdings nun mit der nichtleitenden Seite zur PIN-Diode gewendet, aufgebracht.

---

[1] Vladimir Dunin, Dubna, dunin@lhe15.jinr.dubna.su
beziehungsweise Uppsala, dunin@tsl.uu.se (The Svedberg Laboratory)

[2] LEMOSA GmbH, Stahlgruberring 7, D-8000 München 82

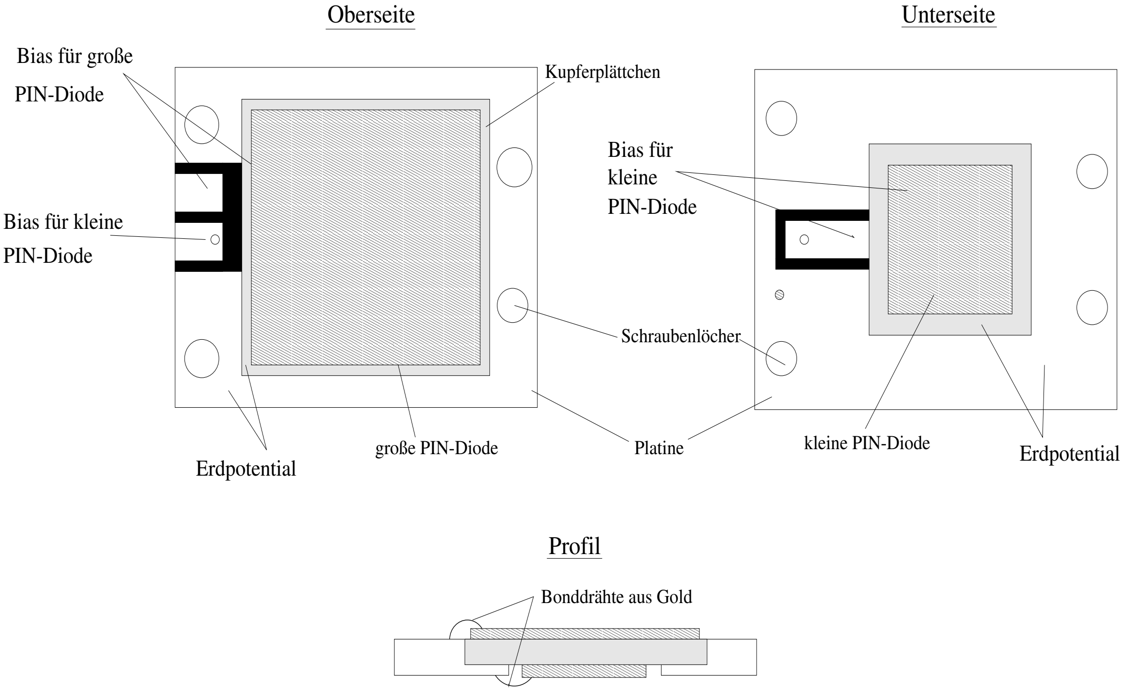


Abbildung 4.1: *Anordnung der Bias-Versorgungsspannung auf der 1mm dicken Platine (nicht maßstabsgetreu)*

Die PIN-Dioden werden mit einer Biasspannung von 30V betrieben, da bei dieser Spannung die ladungsträgerarme Zone bereits voll ausgebildet ist.

4.2 Messungen in der Strahlzeit November 1997

Im November 1997 wurde zum ersten Mal ein Teilchenteleskop am EDDA-Detektor eingebaut. Die untere PIN-Diode wurde dafür abmontiert und an deren Stelle trat das Teilchenteleskop.

Die Daten, die während dieser Meßzeit mit dem Teilchenteleskop aufgenommen wurden, sollten in erster Linie der Klärung darüber dienen, ob der entwickelte Luminositätsmonitor funktionstüchtig ist und zur Verbesserung der Hadronenseparation beitragen kann.

Zu diesem Zweck wurden die Zählraten des Teilchenteleskops mit Zählraten anderer Luminositätsmonitore auf Konsistenz überprüft. Die Daten wurden unter Einsatz des Fädchentargets aufgenommen. Dies hat den Vorteil einer hohen Zählrate als auch der Möglichkeit, die Ergebnisse mit Erfahrungswerten vergleichen zu können.

Am Ende des Kapitels werden noch Untersuchungen gezeigt, die die Abhängigkeit der Detektoreffizienz von einem am Vertexort angelegten Magnetfeld abschätzen. Diese Problematik spielt eine Rolle bei der Entscheidung darüber, ob das Teilchenteleskop auch zukünftig unter Verwendung des Atomstrahltargets geeignet ist.

Zunächst aber wird im folgenden Abschnitt eine Dickenbestimmung der aktiven Schicht der kleinen Siliziumdiode durchgeführt. Die genaue Kenntnis der Dicke dieser aktiven Zone ist eine wichtige Voraussetzung für die Simulation zur Effizienzbestimmung des Teleskops.

Bestimmung der aktiven Siliziumzone

Nach erfolgreichen Labortests in Bonn wurde das Teleskop im unteren Strahlrohrfenster des Strahlrohres angebracht. Dort gelang es zunächst nicht, das elektronische Rauschen beziehungsweise die Einstreuungen der am COSY befindlichen Quadrupolmagneten auf ein Maß zu reduzieren, so daß mit einer geeigneten Schwelle Signale und Rauschen noch hätten voneinander getrennt werden können. Erst nach Austausch der Hybridvorverstärker von Vitrohm durch die älteren und wesentlich sperrigeren Vorverstärker von Ortec sowie nach Auffinden eines geeigneten definierten Erdungspunktes am Strahlrohr gelang es, diese Einstreuungen auf ein akzeptables Maß zu verringern.

Allerdings war durch den nachträglichen Austausch der Vorverstärker eine Eichung der beiden PIN-Dioden des Teleskops mit Hilfe einer Hf-Quelle nicht mehr möglich.

Ohne eine Eichung ist eine Dickenbestimmung der aktiven Zone der kleinen PIN-Diode nur unter Zuhilfenahme von Simulationen möglich. Das Verfahren beruht im wesentlichen darauf, daß man im Energiespektrum detektierter Elektronen bei niedriger Energie sowohl einen dE-Peak gestoppter Elektronen als auch einen $\frac{dE}{dx}$-Peak durchfliegender Elektronen erkennen kann. Während der dE-Peak unabhängig von der Dicke der aktiven Schicht ist, veschiebt sich der $\frac{dE}{dx}$-Peak mit größerer Dicke zu höheren Energiedepositionen. Der Abstand der beiden Peaks voneinander variiert mit der Dicke, während er mit dem Eichfaktor skaliert. Außerdem nimmt die Ausprägung des $\frac{dE}{dx}$-Peaks mit größerer Dicke ab.

Wie in Abbildung 4.2 dargestellt, sind für verschiedene Dicken der aktiven Zone die Energiespektren bei $E_{beam} = 563$MeV simuliert worden. Nach Flächennormierung und Faltung mit einer gaußförmigen Auflösungsfunktion mit $\sigma = 10$keV wurden sie mit den experimentellen Daten verglichen. Wie man erkennen kann, weisen die simulierten Spektren bei niedrigen Energien im Bereich des dE-Peaks Abweichungen auf. Diese Problematik wurde schon in früheren Simulationen festgestellt und bleibt ungeklärt. Durch Variation des Eichfaktors wurde die beste Anpassung bei einer Dicke von

$$d = (0.292 \pm 0.004)mm$$

erzielt.

Der Eichfaktor wurde auf

$$G = (1.317 \pm 0.0035)\frac{Kanäle}{keV}$$

festgelegt.

Für eine genauere Eichung mit Bestimmung eines Offsetparameters ist dieses Verfahren nicht geeignet. Üblicherweise liegt dieser Offset unter 5keV, so daß die Ungenauigkeit in einem akzeptablen Bereich bleibt.

Die Schwelle der unteren PIN-Diode liegt damit bei etwa 41keV.

Zur weiteren Bestätigung ist mit den oben bestimmten Parametereinstellungen in Abbildung 4.3 ein Vergleich für $E_{beam} = 1920$MeV gezeigt.

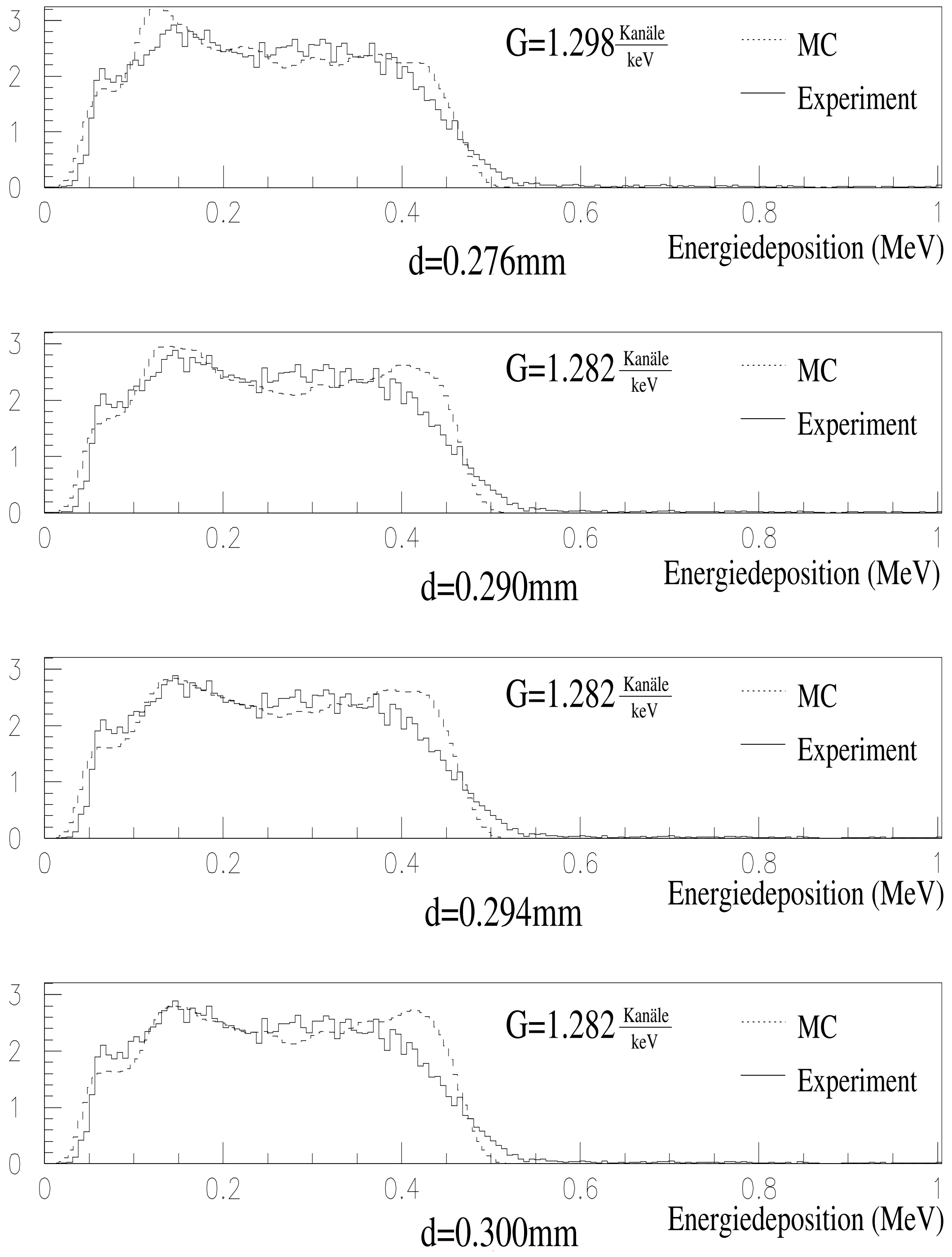


Abbildung 4.2: *Veränderung der Spektrenform in Abhängigkeit der Dicke der aktiven Zone und Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen. Die Spektren sind auf die gleiche Fläche normiert. Die Abweichungen der simulierten Spektren weisen auf ein Problem der Simulation bei niedrigen Energien hin.*

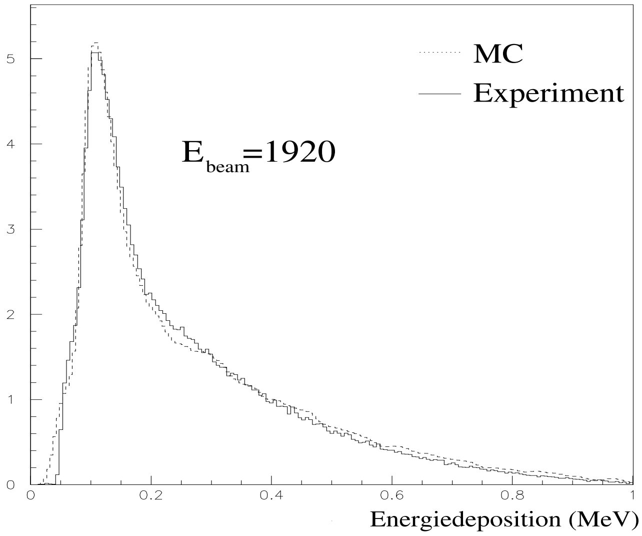


Abbildung 4.3: *Monte-Carlo Simulation mit 0.292mm Dicke im Vergleich zu den experimentellen Daten bei einem Eichfaktor von 1.317* $\frac{Kanäle}{keV}$

Konsistenz der Messungen

Zur Kontrolle der Funktionstüchtigkeit des Teilchenteleskops bietet sich ein Zählratenvergleich mit anderen Luminositätsmonitoren wie den einzelnen PIN-Dioden oder dem SEM an. Leider zeigten zwei der drei PIN-Dioden im Laufe der Strahlzeit ein stark erhöhtes Rauschen beziehungsweise erhöhten Stromfluß, was auf sogenannte Mikroplasmadurchbrüche im Siliziumkristall hindeutet, die als Strahlenschäden anzusehen sind. Auch das SEM-Signal zeigte Unstimmigkeiten, während Daten mit dem Teilchenteleskop aufgenommen wurden, so daß für einen Zählratenvergleich nur die linke PIN-Diode zur Verfügung steht.

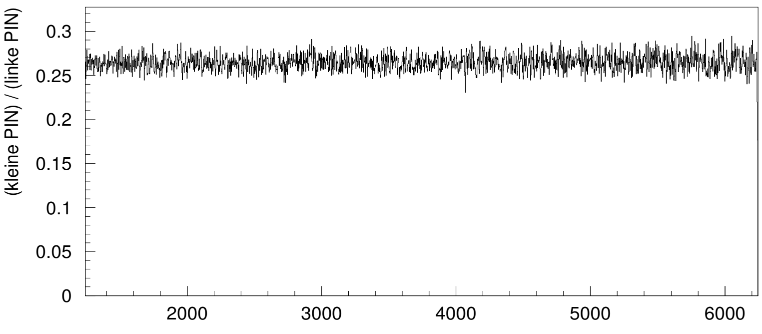
Die Zählraten werden alle 2.5ms ausgelesen und durch die Anzahl der Zyklen dividiert. Ein Zyklus besteht aus der Injektion des Strahls aus dem Zyklotron in den Beschleunigerring, der Beschleunigungsphase (Rampe), einem Übergang zum Flattop (konstante Energie), dem sich anschließenden Flattop, einem weiteren Übergang und dem Abbremsen des Reststrahls. Die interessanten Abschnitte für einen Zählratenvergleich sind das Flattop und vor allem die Rampe.

Die Energieabhängigkeit der PIN-Dioden Ereignisrate wird im wesentlichen durch den Rosenbluthwirkungsquerschnitt beschrieben, so daß ein konstanter Verlauf sowohl im Flattop als auch in der Rampe zu erwarten ist.

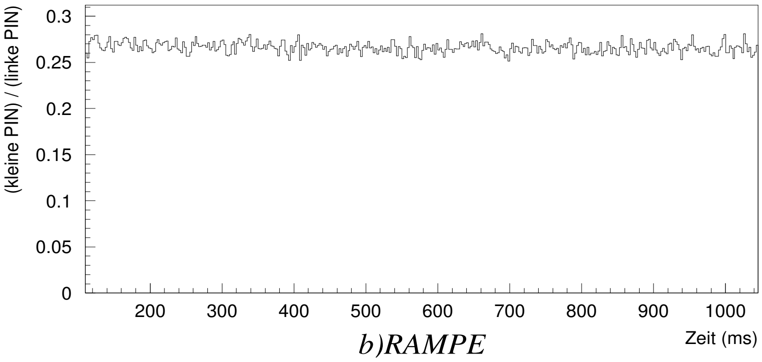
Eine weitere energieabhängige Größe ist die Effizienz, deren Energieabhängigkeit für die linke Diode und die kleine PIN-Diode des Teleskops ähnlich sein sollte.

Dieses Verhalten wird für das Flattop und für die Rampe bestätigt (siehe Abbildung 4.4). Beide Luminositätsmonitore sehen zu jedem Zeitpunkt eine gleichstarke Zählratenänderung.

Auch die Zählrate der als koinzident identifizierten Signale kann auf Konsistenz überprüft werden.



a)FLATTOP



b)RAMPE

Abbildung 4.4: *Zählratenverhältnis der kleinen PIN-Diode zur linken PIN-Diode als Funktion der Zeit*
a)im Flattop ($p_{beam} = 2700\frac{MeV}{c}$)
b)in der Rampe ($p_{beam} = 1500\frac{MeV}{c}$ *bis* $p_{beam} = 2600\frac{MeV}{c}$)

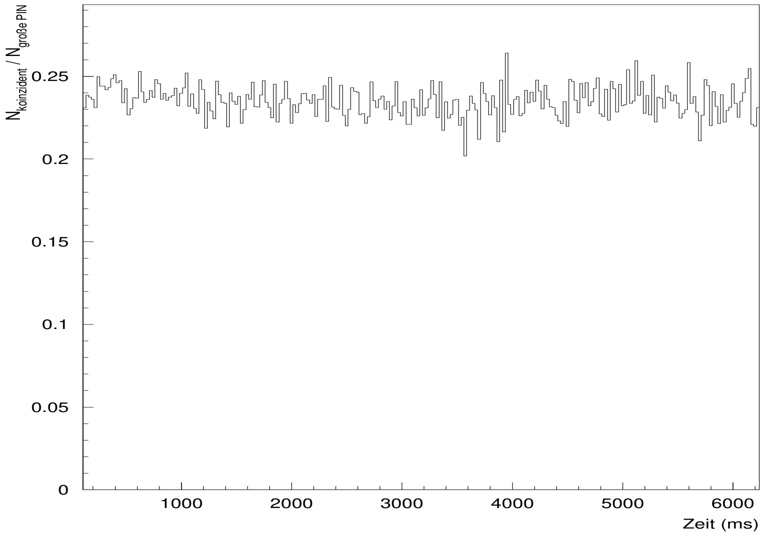


Abbildung 4.5: *Zählratenverhältnis von koinzidenten Ereignissen zur Rate der großen PIN-Diode als Funktion der Zeit*

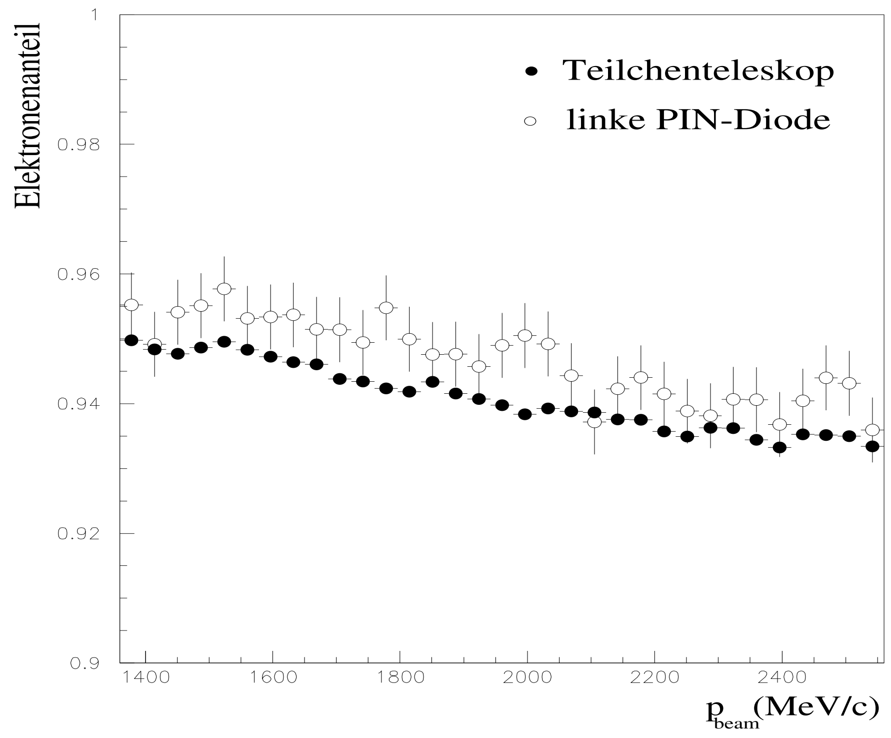


Abbildung 4.6: *Elektronengehalt in Abhängigkeit des Strahlimpulses.Vergleich der Daten des Teilchenteleskops mit den Daten der linken PIN-Diode.*

Zu diesem Zweck registriert ein weiterer Zähler die Zählrate der größeren PIN-Diode des Teilchenteleskops, unabhängig von der kleineren Diode. Geht man davon aus, daß die Zählrate in erster Ordnung mit der Größe der Diodenfläche variiert, so ist für das Verhältnis von koinzidenten Signalen zur Gesamtsignalrate in der größeren PIN-Diode ein Verhältnis von 1:4 zu erwarten. Dies wird in Abbildung 4.5 bestätigt.

Eine relative Normierung der experimentellen Daten ist auch mit Hilfe des Teilchenteleskops als Luminositätsmonitor möglich.

Bestimmung des Elektronenanteils

Der wesentliche Vorteil des Teilchenteleskops wird vor allem deutlich, wenn man den Anteil der Elektronen unter den registrierten Ereignissen im Zähler bestimmen möchte.

Wie in Kapitel 3 erläutert, ist die Auslese der Teilchenteleskopdaten so angelegt, daß man mit Hilfe von zwei Zählern zum einen die Gesamtanzahl der getriggerten Ereignisse und zum anderen die Anzahl aller koinzidenten Ereignisse registriert. Dabei geht man davon aus, daß die Elektronen die Zwischenschicht nicht durchdringen können und es sich somit bei den koinzident erfaßten Ereignissen ausschließlich um hadronischen Untergrund handelt. Den Elektronenanteil erhält man demnach durch einfache Verhältnisbildung aus der Differenz der beiden Zählraten und der Gesamtzählrate.

Wie in Abbildung 4.6 zu erkennen ist, erweist sich der Elektronengehalt als energieabhängig. Er beginnt bei etwa 95% und nimmt bis zu einem Strahlimpuls von p_{beam} =

$2700\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{c}}$ auf ca. 93% ab. Im Vergleich zur linken PIN-Diode deckt sich die relative Änderung um etwa 2% sehr gut. Der mit der linken PIN-Diode bestimmte Elektronengehalt liegt allerdings durchweg um etwa 0.5% höher. Auffallend ist der größere rein statistische Fehler bei der linken PIN-Diode, deren systematischer Fehler nicht bekannt ist. Im Gegensatz zu den älteren Analysemethoden läßt sich nun auch ein konkreter Fehler angeben, der in erster Ordnung durch den statistischen Fehler gegeben ist.

4.3 Auswirkungen eines Magnetfeldes

Für zukünftige Messungen mit dem Atomstrahltarget ist es notwendig, das Verhalten der Elektronen unter Magnetfeldeinwirkung zu kennen. Das Atomstrahltargets dient als polarisiertes Wasserstofftarget. Für die Aufrechterhaltung einer bestimmten Polarisationsrichtung ist ein minimales Magnetfeld, das sogenannte Haltefeld, am Wechselwirkungsort zwingend. Dieses Haltefeld wird durch fünf nahe am Wechselwirkungspunkt gelegenen Spulen erzeugt. Diese Anordnung erlaubt einen ständigen Wechsel der Polarisation beziehungsweise des Magnetfeldes in oder gegen die x-, y- und z-Richtung.

Es bleibt insbesondere für die PIN-Dioden und Teleskope zu klären, in wie weit sich die Elektronenbahnen und damit die Effizienz der Luminositätsmonitore in Abhängigkeit der Richtung und Stärke des Haltefeldes verändern. Hierzu wurde wieder das auf GISMO beruhende Simulationsprogramm SIGI herangezogen, das dem Anwender in begrenztem Maße die Vorgabe eines Magnetfeldes erlaubt. In den Simulationen wurde das Haltefeld durch einen einfachen $(10.3 \times 10.3 \times 20.0)\ \mathrm{cm}^3$ großen Quader am Wechselwirkungsort angenähert, in dessen Innenvolumen ein in Richtung und Stärke durchweg homogenes Magnetfeld herrscht. Dieses grobe Modell besitzt sicherlich keine hohe Genauigkeit, sollte aber zur Aufdeckung eventueller Effizienzabhängigkeiten ausreichen. Zumal die mittlere Feldstärke innerhalb des Quaders sicherlich bei weitem die realen Zustände übertrifft, stellen diese Simulationen immer eine obere Abschätzung dar.

Das Atomstrahltarget wird bei einem Haltefeld von etwa 7.2Gauß (in z-Richtung etwas weniger) betrieben. Der Simulationswert wurde entsprechend auch auf 7.2Gauß gesetzt. Für alle sechs möglichen Magnetfeldrichtungen wurden jeweils 300000 Ereignisse bei einer Strahlenergie von $\mathrm{E}_{beam} = 500\mathrm{MeV}$ simuliert und die Energieverlustspektren sowie die Effizienzen miteinander verglichen. Die Energie von $\mathrm{E}_{beam} = 500\mathrm{MeV}$ wurde gewählt, da bei niedrigen Energien die größten Effekte erwartet wurden.

Vergleicht man die Spektren in Abbildung 4.7, so scheint sich ein $\frac{dE}{dx}$-Peaks bei ca. 0.15MeV für die negative y-Feldrichtung am deutlichsten herauszubilden. Diese Variation weist allerdings keine Korrelation mit den Effizienzwerten ε auf, die im Rahmen statistischer Schwankungen unverändert bleiben. Allein der Effizienzwert für die +y-Feldrichtung deutet eine Tendenz zu niedrigen Effizienzen an.

Diese Tendenz wird erst bei höheren Magnetfeldern ($\mathrm{B} > 15$Gauß) deutlich. Man erhält dann Änderungen der Effizienz in der Situation, in der die Magnetfeldrichtung senkrecht zu der Ebene steht, die aus Hauptbewegungsrichtung der Elektronen (z-Richtung) und Bewegungsrichtung zur PIN-Diode gebildet wird. Hiermit korreliert auch eine Winkelbereichsverschiebung in θ der die Diode treffenden Elektronen, während alle anderen Magnetfeldeinstellungen nur eine Verschiebung in φ aufweisen und keine signifikante Effi-

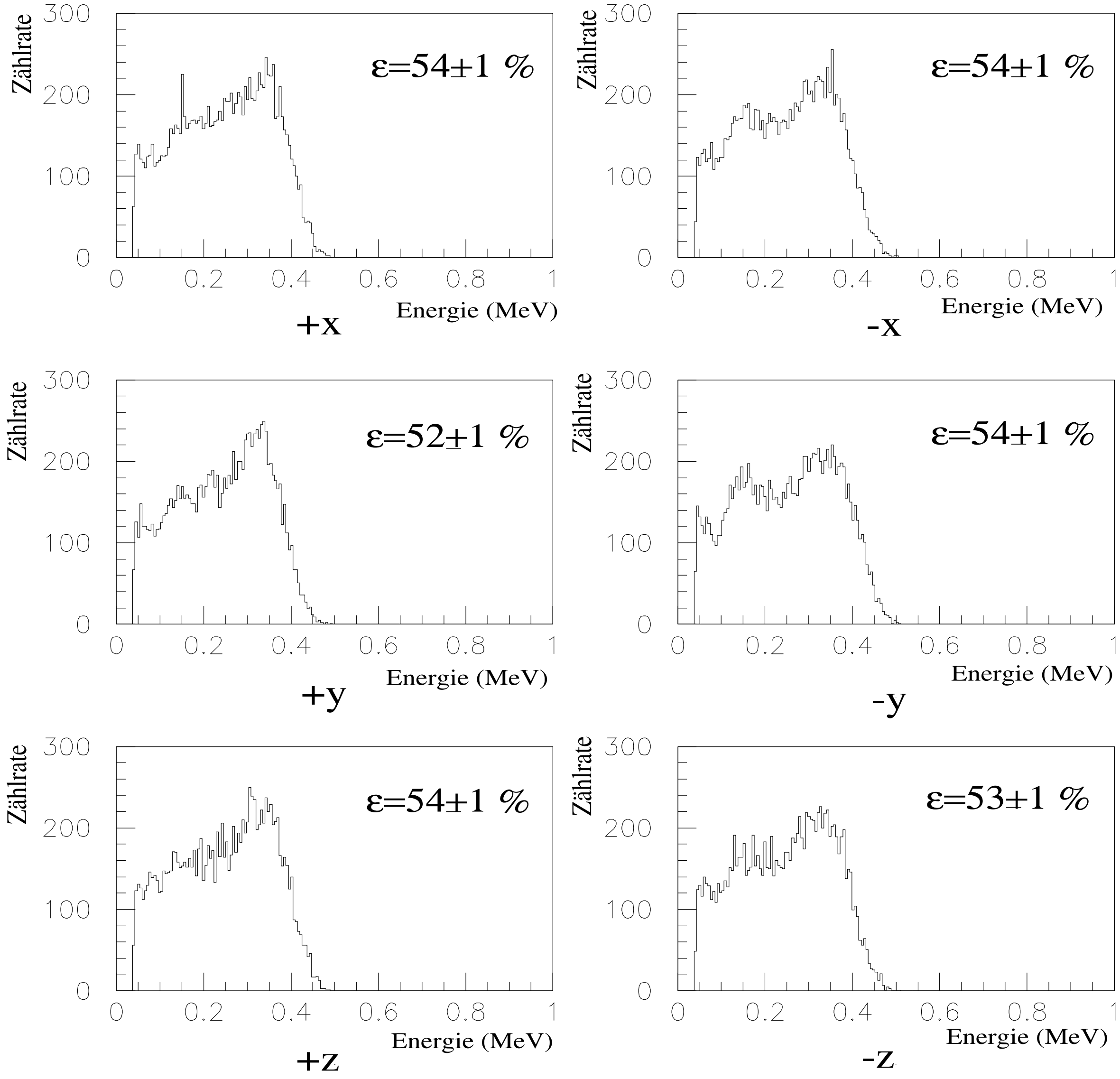


Abbildung 4.7: *Monte-Carlo Simulation des Energiespektrums der linken PIN-Diode (+x-Richtung) bei einer Strahlenergie von* $E_{beam} = 500 MeV$ *für alle sechs Haltefeldrichtungen bei 7.2Gauss mit den zugehörigen Effizienzwerten* ε

zienzänderung zeigen. Da eine Winkelbereichsverschiebung in θ immer mit einer Änderung der Rate und der kinetischen Energie der Elektronen (siehe Abschnitt 2.1) verbunden ist, lassen sich Zusammenhänge zwischen der Effizienz und der Magnetfeldrichtung nachvollziehen.

Es bleibt festzuhalten, daß Haltefeldabhängigkeiten existieren, diese aber für die PIN-Dioden beziehungsweise Teilchenteleskope vernachlässigbar sind, solange es sich um solche geringen Haltefeldwerte von ca. 7.2Gauß handelt. Hinzu kommt, daß die Simulation eine obere Abschätzung darstellt und die Effekte eher überzeichnet.

Für einen aussagekräftigen Vergleich mit experimentellen Daten reichte die Statistik noch nicht aus.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Die Verwendung der PIN-Dioden als Luminositätsmonitor hat sich im Laufe der vergangenen Strahlzeiten bewährt und als zuverlässig herausgestellt.

Der Einbau neuer PIN-Dioden in der Strahlzeit im Dezember 1996 war erfolgreich. Mit dem weiterentwickelten Design des Faradaykäfigs hat man zusammen mit dem neuen Vorverstärker von Vitrohm das elektronische Rauschen noch weiter unterdrücken können. Durch eine Modifikation in der Elektronik und ein verbessertes Verfahren in der Offline-Analyse konnte eine genauere Bestimmung der Schwellen erreicht werden.

Schwerpunkt dieser Diplomarbeit war die Verbesserung der Luminositätsmessung durch die Entwicklung eines PIN-Dioden-Doppelpacks. Nach dem Prinzip eines Teilchenteleskops konnte mit Hilfe dieser Anordnung eine stark verbesserte Hadronenseparation erzielt werden. Dabei wurde die Trennung der Elektronen vom hadronischen Untergrund durch vollständiges Stoppen der Elektronen in dem Absorber zwischen den beiden PIN-Dioden erzielt. Die Verbesserung der Hadronenseparation wurde insbesondere dadurch erreicht, daß räumlich hinter der triggernden PIN-Diode ein weiterer Detektor unmittelbar folgt, der mit optimal angepaßtem Raumwinkel als Veto-Detektor dienen kann. Durch diese Anordnung kann eine direkte Antikoinzidenzzählrate bestimmt werden ohne Beeinträchtigung durch die Totzeit der Datenaufnahme.

Die starke Verbesserung im statistischen Fehler durch die fehlende zehnfache Untersetzung der Zählrate zur Analyse des Elektronengehalts reduziert sich aufgrund der geringeren Detektorfläche der kleinen PIN-Diode auf etwa einen Faktor 2.

Wie die ersten Messungen im November 1997 mit dem Pin-Dioden-Doppelpack zeigten, ist die Variation der Zählrate des Teleskops als Funktion der Cosy-Energie konsistent mit den beobachteten Raten der älteren PIN-Dioden-Anordnung.

Der Anteil der Hadronen an allen von dem Teleskop detektierten Ereignissen stellte sich als nur schwach energieabhängig heraus und beträgt zwischen 5% und 7%. Die Energieabhängigkeit konnte wiederum durch Auswertung einer PIN-Diode älteren Typs bestätigt werden. Allerdings wurde ein Unterschied in der absoluten Bestimmung des Elektronenanteils von 0.5% beobachtet, wobei zur Zeit noch unklar ist, ob es sich um systematische Fehler bei der alten Methode zur Zählratenbestimmung handelt oder geometrische Unterschiede in der Positionierung dafür verantwortlich sind.

Beim Test des Prototyps im November 1997 zeigte sich, daß die handlichen Vitrohm-Vorverstärker nicht mit den Teleskopanordnungen zusammenarbeiteten. Der Grund hierfür ist zur Zeit noch unbekannt und bedarf weiterer Untersuchungen.

Hinsichtlich zukünftiger Messungen am polarisierten Atomstrahltarget stehen die PIN-Dioden beziehungsweise die Teilchenteleskope als einzige Luminostätskontrollen zur Verfügung. Der SEM fällt prinzipiell weg. Für einen Einsatz der Teleskope war es deshalb wichtig, mögliche Abhängigkeiten der Effizienz vom Haltefeld aufzudecken. Die Simulationen zeigten glücklicherweise keine signifikanten Änderungen bei Magnetfeldstärken von 7.2Gauss, wie sie im Experiment eingestellt waren. In den kommenden Strahlzeiten sollte nach ausreichender Akkumulation von experimentellen Daten eine Überprüfung dieser Vermutung im Experiment durchgeführt werden.

Die Energieabhängigkeit der Zählraten im Teleskop steckt in erster Linie in dem gut bekannten Rosenbluthwirkungsquerschnitt und den nur durch aufwendige Simulationen zu bestimmenden Nachweiseffizienzen. Diese Simulationen stehen noch aus. Danach sollten einer relativen Normierung der EDDA-Daten mit Hilfe des PIN-Dioden-Doppelpacks nichts mehr im Wege stehen.

Eine Bestimmung der absoluten Luminosität beim Atomstrahltarget ist vorstellbar. Allerdings muß man erst sehen, inwieweit die Effizienz durch Simulationen bestimmt werden kann, denn für eine genaue Simulation ist die präzise Kenntnis von geometrischen Parametern, wie zum Beispiel der Größe der aktiven Detektorschicht und die realisierte Positionierung des Detektors, nötig.

Anhang A

Anhang

a) Aluminiumghäuse für das Teilchenteleskop

b) Platine für das Teilchenteleskop

c) Teilchenteleskop

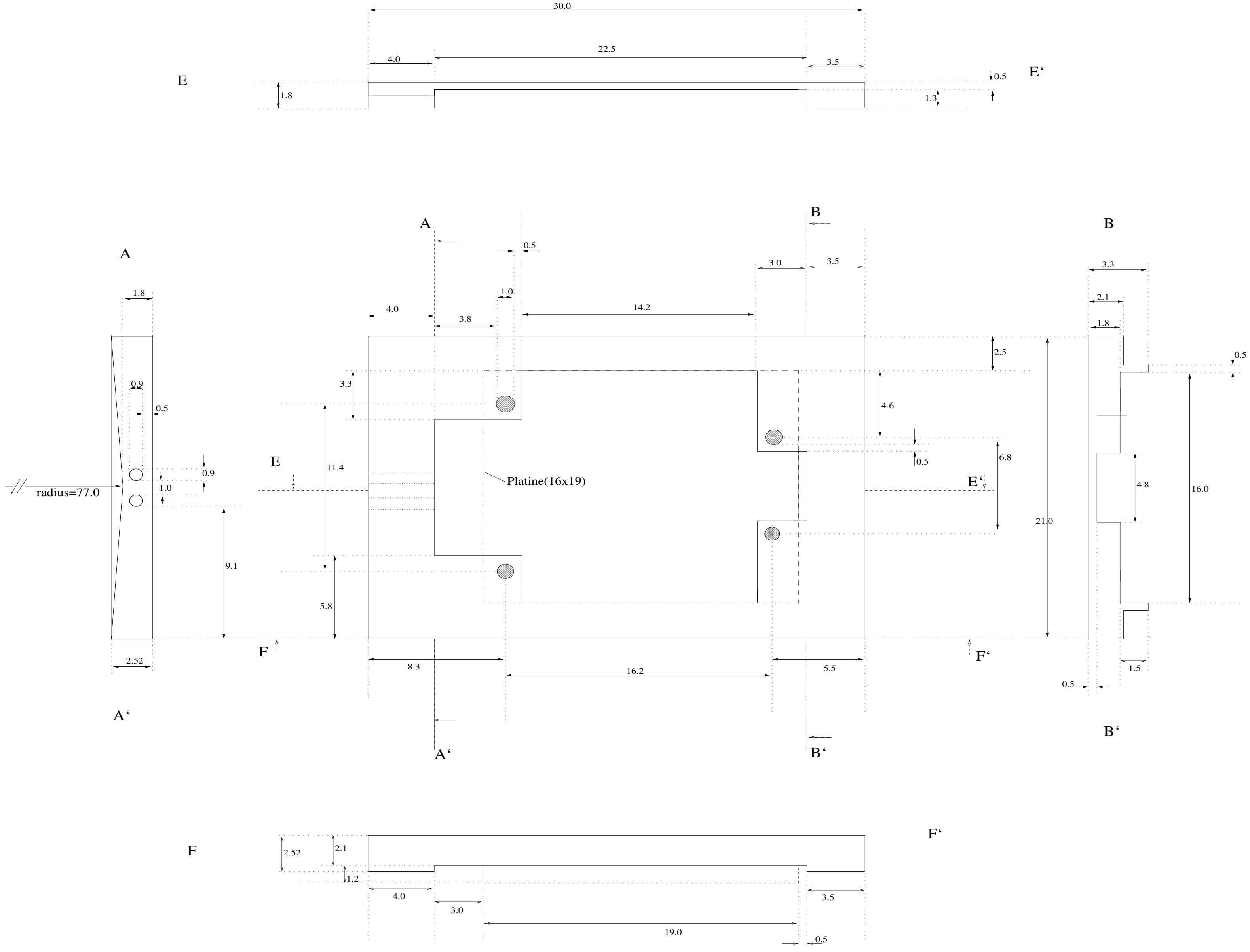


Abbildung A.1: *Aluminiumgehäuse für das Teilchenteleskop. Alle Maße in mm.*

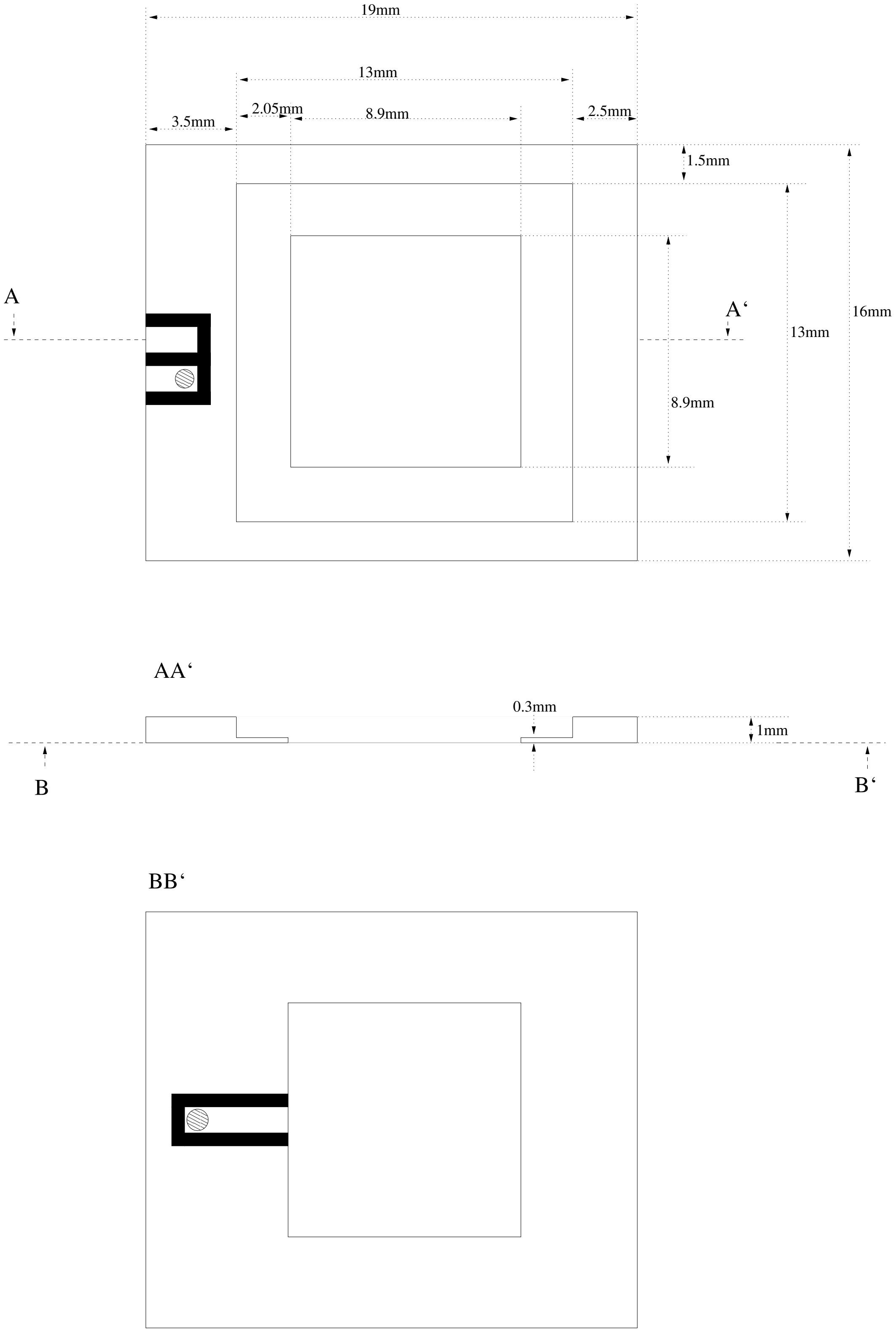


Abbildung A.2: *Platine für das Teilchenteleskop. Alle Maße in mm.*

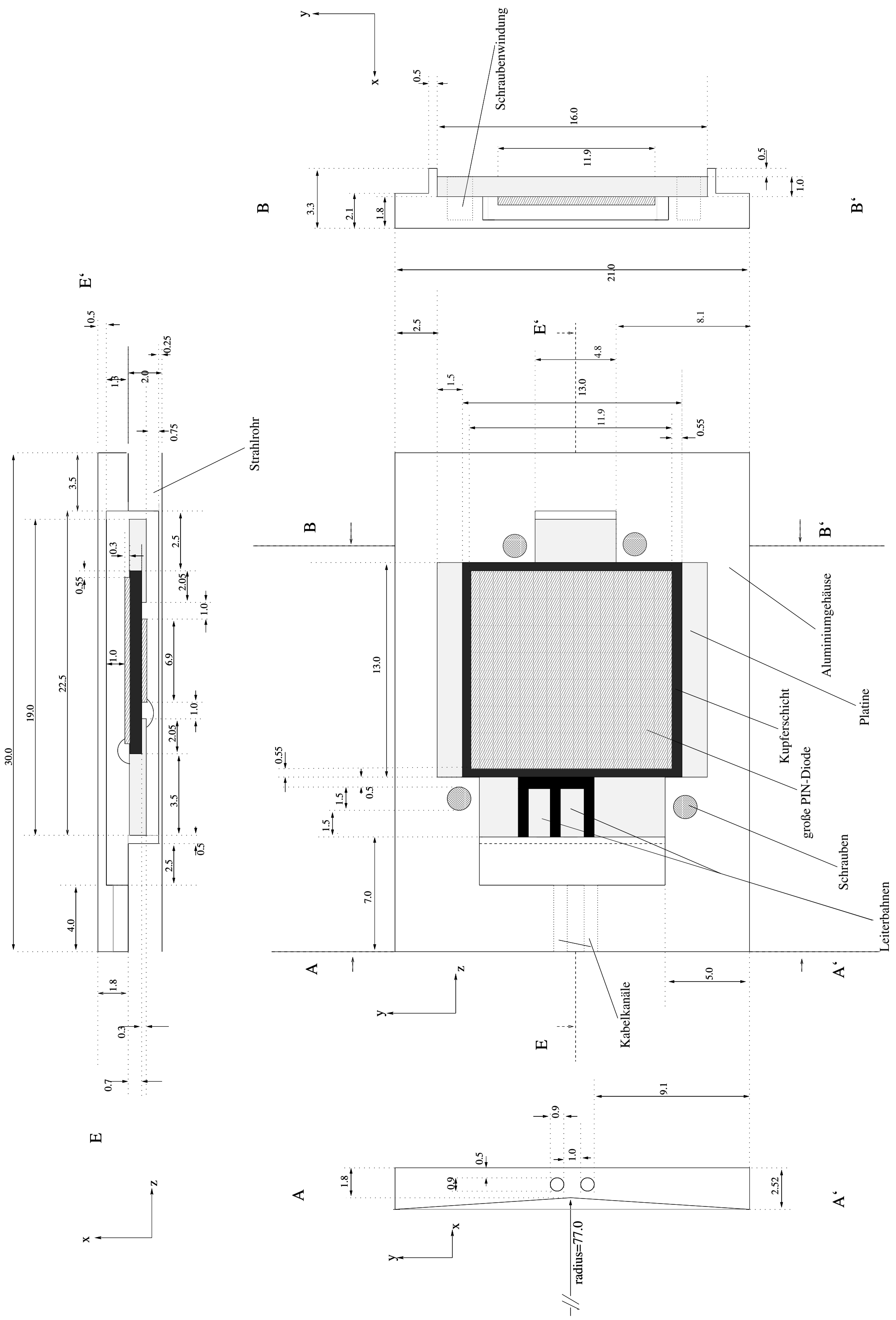


Abbildung A.3: *Gesamtanordnung des Teilchenteleskops. Alle Maße in mm.*

Literaturverzeichnis

[ALB97] Albers et al., Phys.Rev.Lett., Vol.78, 1997 Universität Bonn, 1997

[ALT97] Markus Altmeier, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn, 1997

[BEA67] J.A. Bearden: X-Ray wavelengths, Review of Modern Physics, 1967

[BIS93] Jens Bisplinghoff et al.: Position sensitivity by Light splitting in scintillator arrays, NIM A329:151-162, 1993

[DAR75] E.H. Darlington, Backscattering of 10–100 KeV Electrons from thick Targets, J.Phys.D: Appl. Phys. Vol 8, 1975

[DIE97] Olaf Diehl, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn, 1997

[DOH97] Frank Dohrmann: Ergebnisse des EDDA-Experimentes zur elastischen Proton-Proton-Streuung und Studien zu deren Einfluß auf Streuphasenanalysen, Dissertation, Universität Hamburg, 1997

[EVE60] T.E. Everhart, J.Appl.Phys.31 2, 1483, 1960

[GRO93] R. Groß-Hardt, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1993

[GRO98] R. Groß-Hardt, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn, 1998

[HEI95] Achim Heine: Luminositätsüberwachung am EDDA-Experiment, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1995

[KIT69] C. Kittel, Festkörperphysik, Oldenburg Verlag, 1969

[KOB68] E.J. Kobetich, R. Katz, Phys. Rev. 170 2, 1968

[LAN74] V. Lantto, J.Phys. D Vol.7, 703, 1974

[LED78] C. Lederer, V.S. Shirley, Table of Isotopes(VII), New York, 1978

[LEO93] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag, 1993

[MOS91] Frank Mosel, Diplomarbeit, Bonn 1991

[MOS94] Frank Mosel: Ein internes Wasserstofftarget für Speicherringexperimente, Dissertation, Universität Bonn, 1994

[RES68] G. Restelli, Semiconductor Properties of Silicon and Germanium, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968

[ROS94] U. Ross, Diplomarbeit, Bonn, 1994

[SCHW91] F. Schwandt, Konzeption, Aufbau und Test des Triggersystems für das EDDA-Experiment, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1991

[SCHE94] Horst Scheid: Methoden zur Luminositätsbestimmung am COSY-Experiment EDDA, Dissertation, Universität Bonn, 1994

[SCHW95] Florian Schwandt: Datenaufnahme und Datenanalyse im EDDA-Experiment, Dissertation, Universität Bonn, 1995

[SIM93] A.J. Simon et al., Absolute pp-Elastic Cross Section from 492 to 793 MeV, Phys. Rev.C 48 2, 1993

[STE57] E.J. Sternglass, Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed Ions, Phys. Rev. 108 1, 1957

[THO96] Stefan Thomas: Datenauswertung mit einem zylindrischen Hodoskop aus szintillierenden Fasern, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1996

[VAV57] P.V. Vavilov: Sov. Phys. JETP 5, 749, 1957

[WOL96] Knut Woller: Die Außenschale des EDDA-Detektors an COSY und erste Ergebnisse zur elastischen Proton-Proton-Streuung bei T=1505 MeV und T=2201 MeV, Dissertation, Universität Hamburg, 1996

[ZIE97] Ralf Ziegler, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn, 1997