3. Luminositätsmessungen mit PIN-Dioden

3.1. Grundlagen der Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren arbeiten im allgemeinen auf der Basis in Sperrichtung betriebener Germanium- oder Siliziumdioden : Ein geladenes Teilchen erzeugt bei seinem Durchgang durch den Einkristall durch Ionisation Elektron-Loch-Paare. Dabei wird ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben. Der Bandabstand E_g bei Silizium beträgt 1.1 eV [KIT69], da aber zusätzlich Phononenanregungen stattfinden, beträgt die gesamte benötigte Ionisationsenergie E_i pro Elektron-Loch-Paar nach [RES68]

$$E_i = 2.67E_g + 0.87\ eV \qquad (3.1.1)$$

Experimentell wurden 2.8eV (bei 300K) für Germanium und 3.6eV für Silizium ermittelt. Wird den Elektronen beim Ionisationsvorgang mehr Energie als E_i übertragen, so steht diese in Sekundärreaktionen für die Erzeugung weiterer Elektron-Loch-Paare zur Verfügung. Bei ionisierender Strahlung mit bekannter Energie E_0 läßt sich so die Anzahl n der produzierten Elektronen angeben[1] :

$$n=E_0/E_i \text{ mit der statistischen Schwankung } \sqrt{n}. \qquad (3.1.2)$$

Man unterscheidet zwischen PN-, PIN- und Oberfächensperrschichtdioden.
Bei der „normalen“ PN-Type bildet sich an der Grenzfläche von p- zu n-dotiertem Material eine Verarmungszone für Ladungsträger aus. Deren Dicke vergrößert sich durch das Anlegen einer Spannung in Sperrichtung. In diesem hochohmigen Bereich fällt die meiste Spannung ab. So entsteht ein elektrisches Feld ausreichender Feldstärke, um die durch Ionisation entstandenen Elektronen abzusaugen, ehe sie wieder mit den Löchern rekombinieren. Die derart gesammelte Ladungsmenge entspricht dann der Energie des einlaufenden Teilchens, die für Ionisationen aufgebraucht wurde.
Wird die Verarmungszone durch die Kontaktierung eines Metalls mit dem dotierten Halbleiter erzeugt (z.B. Gold auf n-dotierten Si), so spricht man von Oberfächensperrschichtzählern.
PIN-Dioden besitzen zwischen n- und p-Zone eine sogenannte intrinsische Schicht aus möglichst reinem Halbleitermaterial. Sämtliche Ladungsträger stammen dann aus aufgebrochenen Kristallbindungen, weshalb man von Eigenleitung (intrinsic conductivity) spricht. Technisch realisiert man diese Schicht auf der Basis z.B. von p-dotiertem Silizium, in das von der Oberfläche her Donatoren eindiffundiert werden. Während an der Oberfläche eine n-Dotierung entsteht, können durch einen gesteuerten Diffusionsprozeß im Zwischengebiet die Störstellen aus Akzeptoren und Donatoren praktisch völlig kompensiert werden, so daß hier die intrinsische Schicht entsteht. Oft werden Lithiumionen als Donatoren eingesetzt. Diese besitzen in Germanium eine so große Mobilität [KNO79], daß nur durch Kühlung eine Änderung des gewünschten Konzentrationsgefälles in der Diode vermieden werden kann. Lithiumgedriftete Siliziumdioden können dagegen auch bei Raumtemperatur einge-

[1] Der oft verwendete Ausdruck ENC=Equivalent Noise Charge ist eine zu n äquivalente Größe zur Beschreibung des Rauschens.

setzt werden, da die Mobilität hier geringer ist.
Die eigenleitende Schicht wird von Ladungsträgern viel schneller durchdrungen als bei üblichen PN-Übergängen, weshalb PIN-Dioden besonders als Halbleiterdetektoren für schnelle Signale oder bei hohen Signalraten geeignet sind. Die Zeit, die erforderlich ist, um die Elektronen zur Anode zu transportieren, wird Sammelzeit t_S genannt und ist

$$t_s = \frac{d}{E \cdot \mu} \tag{3.1.3}$$

Dabei ist d die Dicke der Verarmungszone, E die elektrische Feldstärke und μ ein Maß für die Driftbeweglichkeit der Elektronen im Kristallgitter (1300 cm^2/Vs bei 300 K in Si) [BER75]. So ergibt sich für eine PIN-Diode mit d=500 μm und 25 V Sperrspannung eine Sammelzeit von

$$t_s(\mathrm{PIN}) = \frac{0.05}{\frac{25}{0.05}1300}\,\mathrm{s} = 76.9\,\mathrm{ns} \tag{3.1.3a}$$

Dieser Wert bestimmt die erreichbare Zeitauflösung des Detektors und erlaubt Zählraten im MHz-Bereich. Durch die kurze Antwortzeit wird der Pile-Up-Effekt [KNO79] reduziert, bei dem der Detektor in die Sättigung gerät. Als Pile-Up bezeichnet man die Verfälschung der Detektorsignale durch Überlagerung aufeinanderfolgender Ereignisse. Man muß unterscheiden zwischen Pile-Up in der Diode und im Vorverstärker. Pile-Up entsteht durch die Aufeinanderfolge zweier Pulse in einer Zeit, die kürzer ist als die zeitliche Breite eines Einzelpulses. Durch diese Überschneidung entsteht ein Puls mit einer höheren Amplitude, was in einem Energiespektrum Einträge bei zu hohen Energien vortäuscht. Zusätzlich kann bei zu hoher Pulsrate in ladungsempfindlichen Vorverstärkern das völlige Abklingen der Signale verhindert werden. Diese sogenannte Baseline-Drift führt zu einer Verbreiterung der Linien im Energiespektrum und einer Erhöhung des Rauschens im Bereich des Nullkanals.
Ein weiterer zeitlicher Effekt ist die Rekombination von Ladungsträgern. Man unterscheidet zwischen der direkten Rekombination und dem sogenannten Trapping. Bei der direkten Rekombination wird ein Elektron von einem Loch eingefangen und die Energie dissipiert thermisch. Der dominierende Effekt ist aber der als Trapping bezeichnete Einfang von Ladungsträgern an Störstellen. Diese Störstellen sind Gitterfehler oder Fremdatome, die unbesetzte Zustände in der verbotenen Zone (Volume-Trap) oder direkt am Übergang von der verbotenen Zone zum Valenz- bzw. Leitungsband (Surface-Trap) hervorrufen. Der Ladungsträger ist vorübergehend an eine solch Haftstelle gebunden und kann durch thermische Aktivierung wieder in das entsprechende Band emittiert werden. Die Trapping-Zeit t_H, die der Ladungsträger an der Störstelle verbringt, ist [ORT91]

$$t_H = C \cdot e^{-\frac{E_t}{kT}} \tag{3.1.4}$$

E_t : Aktivierungsenergie der Haftstelle
k : Bolzmannkonstante
T : Temperatur in [K]
C : empirische Konstante

Ist t_H kleiner als die elektronische Aufnahmezeit[2], so hat das Trapping keinen Einfluß auf die Amplitude. Liegt aber die Trapping-Zeit in der gleichen Größenordnung wie die Aufnahmezeit oder darüber, so geht Ladung für den Einzelpuls verloren. Die Auflösung des Detektors wird in diesem Fall schlechter. Geht soviel Ladung verloren, daß das Signal unter der Nachweisschwelle liegt, verringert sich auch die Effizienz.
Neben der Zeitauflösung ist es auch wichtig, die Energieauflösung zu kennen. Monoenergetische Teilchen (Energie E_0) werden vom Detektor mit einer Verteilung V(E) registriert. Der Mittelwert dieser Verteilung ist

$$< E^* >= \int E\, V(E) dE \tag{3.1.5}$$

mit der Varianz

$$\sigma(E) = \int \left(E - < E^* >\right)^2 V(E) dE \tag{3.1.6}$$

Alternativ kann statt $\sigma(E)$ die Halbwertsbreite ΔE (FWHM=full width at half maximum) angegeben werden. Ist die Verteilung V(E) gaußförmig, so ist

$$\Delta E = \sigma(E)\sqrt{8 \cdot \ln 2} \approx \sigma(E) \cdot 2.36 \tag{3.1.7a}$$

Statt der absoluten Auflösung wird oft die relative Auflösung in Prozent angegeben :

$$\Delta E_{rel} = 100 \frac{\Delta E}{E} \tag{3.1.7b}$$

Die Zuordnung der tatsächlichen Energie E_0 zu dem mittleren Meßwert $<E^*>$ erfolgt im allgemeinen durch kalibrieren mit monoenergetischen Präparaten. Unter der Annahme, daß die Zahl der erzeugten Ladungsträger nur von der Energie des einlaufenden Partikels abhängt, kann durch zwei oder mehr Linien eine lineare Energieskala festgelegt werden. Genauere Messungen zeigen eine leichte Abhängigkeit von der Teilchenart [LAN74], der Effekt ist aber so gering, daß er im Weiteren vernachlässigt werden soll. Die Linearität von Siliziumdioden ist für Energien oberhalb von ca. 2 keV deutlich besser als 1 Prozent [KNO79] und wird nachfolgend als ideal angenommen..
Auf Grund der Anzahl der erzeugten Ladungsträger erwartet man gemäß (3.1.2) eine Schwankung von $\sqrt{n}$. Dies gilt aber nur, wenn alle entlang der Teilchenspur erzeugten Elektron-Loch-Paare unabhängig voneinander sind. Tatsächlich ist die beobachtete statistische Schwankung kleiner als erwartet. Man führt deshalb den Fano-Faktor F ein :

$$\sigma(n) = \sqrt{n \cdot F} \tag{3.1.8a}$$

Der Fano-Faktor berücksichtigt die Korrelation der einzelnen Prozesse bei der Bildung der Ladungsträger. Es ergibt sich eine beste relative Auflösung der Diode von

$$\sigma(E)_{rel}' = \sqrt{F \cdot E_0 \cdot E_i} \cdot \frac{100}{E_0}. \tag{3.1.8b}$$

[2] Die Aufnahmezeit ergibt sich systemabhängig aus dem Zeitraum, innerhalb dessen einem Puls Ladung zugeordnet wird.

Mit dem üblicherweise für eine Siliziumdiode verwendeten Wert F=0.12 ergeben sich $\sigma(5.4MeV)'=0.03\%$ und $\sigma(50keV)'=0.29\%$.
Für Vermessungen der Auflösung des Detektorsystems (vgl. Kap.3.3) muß der Einfluß der Zählrate auf die erreichbare Auflösung beachtet werden. Für eine gaußförmige Linie ist die Auflösung R_z auf Grund der statistischen Schwankungen der Ladungsträger [KNO79]

$$R_z = \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\sqrt{8 \cdot \ln 2}\ E_i \sqrt{n}}{nE_i} = \sqrt{\frac{8 \cdot \ln 2}{n}} \tag{3.1.9}$$

mit n : Anzahl der im Mittel erzeugten Ladungsträger

Bei zu geringer Statistik (z.B. wegen zu kurzer Meßzeit) führt dies dazu, daß Angaben zur Auflösung lediglich als obere Grenze zu verstehen sind.
Es sei noch der PN- bzw. PIN-Übergang der Diode betrachtet. Ohne äußere Einflüsse (Licht, Spannung) ergibt sich durch den Überschuß von Elektronen in der n-Schicht im Vergleich zur intrinsischen Schicht ein thermisch generierter Diffusionsstrom I_{Gn} in Richtung des p-dotierten Bereiches. (In analoger Weise gilt dies auch für Löcher aus der p-Schicht.) Diese Generationsströme haben die Ausbildung eines elektrischen Feldes über den intrinsischen Bereich zur Folge. Dadurch entsteht ein Rekombinationsstrom, der den jeweiligen Diffusionsstrom im Gleichgewicht aufhebt. Wird nun an die Diode eine Spannung U in Sperrichtung angelegt, so wird der Rekombinationsstrom teilweise unterdrückt, wohingegen der Generationsstrom unbeeinflußt bleibt. Bei unbeleuchteter Diode erhält man somit den sogenannten Dunkelstrom

$$I_D = -I_0\left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1\right) \tag{3.1.10}$$

mit dem gesamten Generationsstrom $I_0=I_{Gn}+I_{Gp}$. Unter Lichteinfall muß dazu noch ein dem Photonenfluß proportionaler Photostrom addiert werden.
Abb. 3.1 zeigt die Geometrie der untersuchten PIN-Dioden der Firmen Hamamatsu und Siemens, die den Anforderungen an Fläche (ca. 100 mm^2) und Dicke (mindestens 500 µm) am besten entsprachen. Eine mit einer Goldelektrode versehene n^+-Schicht stellt einen niederohmigen Kontakt zum intrinsischen Bereich her. Darüber befindet sich die hochdotierte p^+-Schicht, die mit der n-Schicht den eigentlichen PN-Übergang darstellt. Gleichzeitig ist die p^+-Schicht die vordere (=lichtempfindliche) Elektrode der Diode. Zur Passivierung der Oberfläche ist noch eine dünne Lage aus ca. 0.1 µm Aluminium oder SiO_2 aufgebracht. Für extrem niederenergetische Teilchen bzw. hochauflösende Messungen kann diese Beschichtung zusammen mit dem oberen inaktiven Volumen (entsprechend Abschnitt 3.2) der Diode bereits ein Hindernis darstellen, weshalb man auch von Totschicht spricht. An den Rändern der p^+-Schicht befindet sich eine ringförmige Kontaktierung der Elektrode zu einem Bonddraht aus Gold oder Aluminium. Zusätzlich besteht die Option, beide Diodentypen mit einer Schutzschicht aus Epoxyharz zu verwenden. Diese soll die empfindliche Oberfläche vor Berührung und Feuchtigkeit schützen.

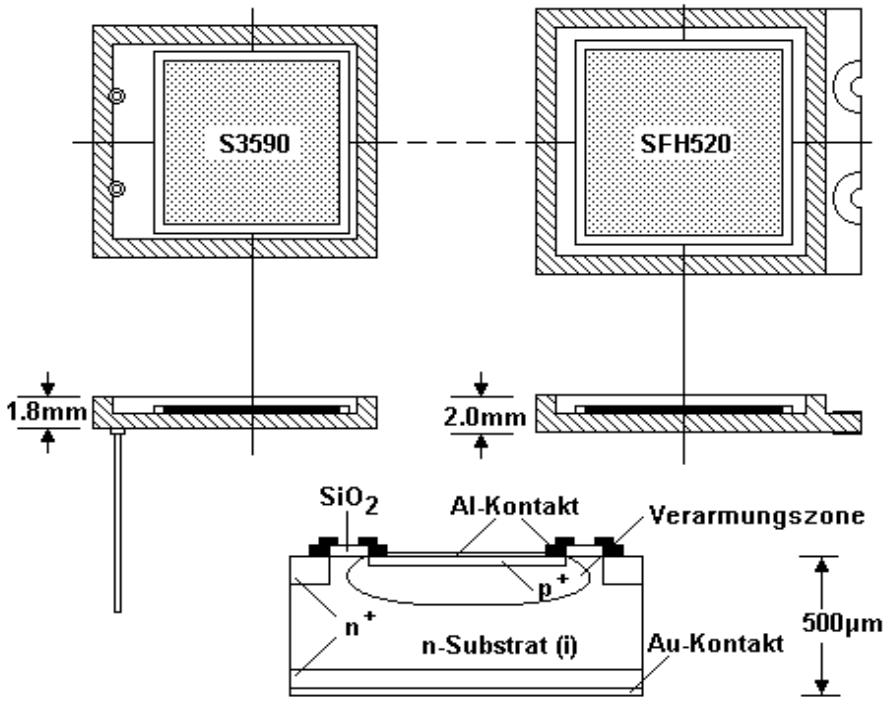

Abb. 3.1 : Schematischer Aufbau einer PIN-Diode sowie Kontaktierungs- und Halterungsgeometrien zweier getesteter Typen (SFH520 und S3590-05 , nach [SIE91] und [HAM91a])

An allen Dioden wurden Tests mit α- und β-Quellen durchgeführt, um die Eignung für den Einsatz im EDDA-Experiment festzustellen. Es zeigte sich, daß bei den Dioden mit Schutzfenster die Epoxyschicht zu dick (mehrere 100 µm) und zu inhomogen (> ± 15%) ist. α-Teilchen bis 10 MeV können diese Schicht gar nicht durchdringen, niederenergetische Elektronen deponieren im Epoxy so viel Energie, daß Pulshöhenspektren zu stark verfälscht werden. Auch Spezialanfertigungen der Fa. Siemens, bei denen versucht wurde, die Werte für Dicke und Toleranz zu verbessern, erwiesen sich als Fehlschlag. Deshalb wurden im Weiteren nur noch die zwei Diodentypen ohne Schutzfenster untersucht.
Um die Effizienz der PIN-Dioden zu testen, wurden mit beiden Typen bei gleichen Parametern ^{241}Am-α-Spektren aufgenommen. Die Qualität der Spektren ist bei beiden Dioden gleich, lediglich die größere aktive Fläche der Siemens-Type SFH520 (10x10 mm^2) im Vergleich zur Hamamatsu-Type S3590 (9x9 mm^2) spiegelt sich bei Messungen ohne Blende in den Zählraten wieder. Da sich am Rand des Siliziumkristalls eine inaktive Zone befindet, wird (bei konstanter Zonenbreite d_i) das Verhältnis V_{ai} von aktiver zu inaktiver Fläche mit zunehmender Chipgröße günstiger, was für die SFH520 spricht (V_{ai}(SFH520)=4.76, V_{ai}(S3590)=4.26 bei einem angenommenen d_i von 1 mm). Der Träger der S3590 besteht aus ca. 0.8 mm dicker Keramik, was eine eventuelle Bearbeitung erschwert und eine erhebliche Bruchgefahr bei mechanischer Belastung bedeutet. Die Siemens-Diode ist auf glasfaserverstärktem Kunststoff (Pertinax) aufgeklebt. Die Dicke des Trägers beträgt zwar 1 mm, das Material läßt sich aber recht gut bearbeiten. Des weiteren sind die Anschlüsse bei der Hamamatsu-Diode als Stifte senkrecht auf der Rückseite herausgeführt, was den Einbau

unter der inneren Detektorlage von EDDA erschwert. Ein Umbiegen oder Abschneiden auf kurze Längen (≤1mm) ist wegen der oben erwähnten Bruchgefahr des Trägers nicht möglich. Bei der SFH520 sind die Anschlüsse lediglich über Bonddrähte auf seitliche Lötaugen geführt. Deshalb wird dieser Typ als Komponente des EDDA-Detektors bevorzugt.

3.2 Energieauflösung von Diode und Elektronik

Die im EDDA-Experiment zu registrierenden Elektronen sind relativ niederenergetisch (bis zu einigen 100 keV). Da möglichst alle Elektronen sicher erfaßt werden sollen, ist eine Optimierung des Detektoraufbaus unerläßlich. Nur so ist eine gute Trennung der von Elektronen stammenden Signale vom Rauschen möglich. Als Grundlage für die Optimierung dienten die nachfolgenden Analysen des Rauschverhaltens und der Auflösung des Diodendetektorsystems.
Die Energieauflösung eines Detektorsystems wird begrenzt durch das Rauschen der Einzelkomponenten. Im vorliegenden Fall sind das in erster Linie die Diode selbst, die Koaxialleitung zur Diode sowie Spannungsversorgung und Vorverstärker. Der Hauptverstärker kann in der Regel bezüglich des Rauschens vernachlässigt werden, da die Signalamplituden nach dem Vorverstärker einen hinreichend großen Störabstand besitzen. Lediglich die Zeitkonstante τ des Integrations- bzw. Differentiationsteils (die sogenannte Shapingzeit) sollte hinsichtlich der Auflösung beachtet werden. Für eine Rauschanalyse ist es sinnvoll,von einem Ersatzschaltbild auszugehen, wie es in Abb.3.2 dargestellt ist.

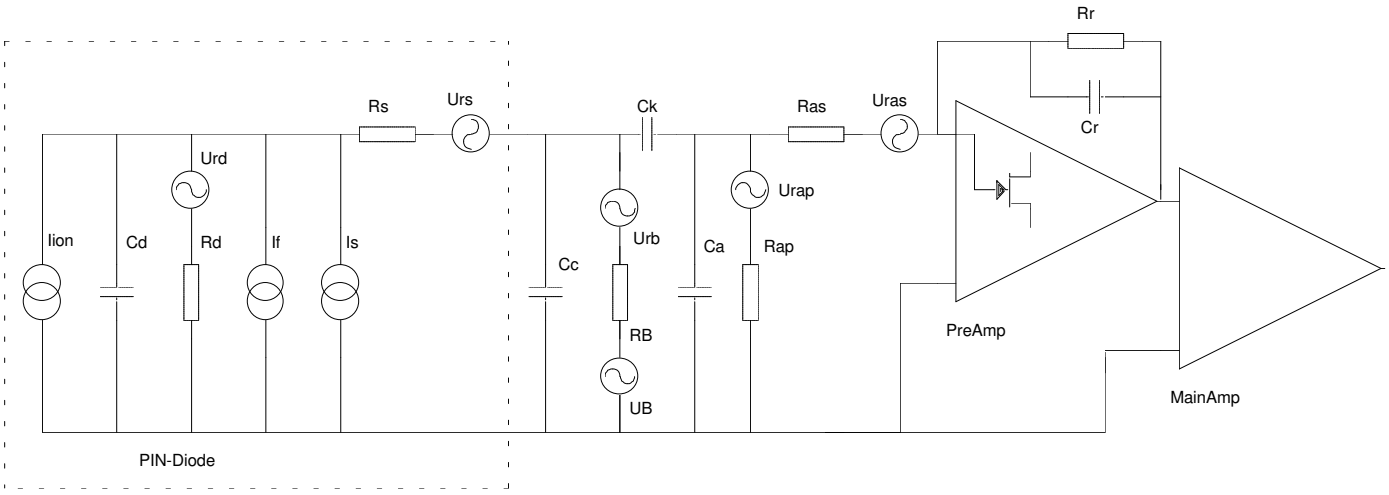

Abb.3.2 : Ersatzschaltbild eines Detektorsystems aus PIN-Diode und Verstärker Alle Komponenten innerhalb des gestrichelten Bereiches resultieren aus der PIN-Diode selbst

- I_{ion} : Strom der durch Ionisation gebildeten Elektron-Loch-Paare
- C_d : Sperrschichtkapazität
- R_d : Widerstand der Verarmungszone mit Rauschspannung U_{Rd}
- R_s : Serienwiderstand der Diode mit Rauschspannung U_{rs}
- I_f : Funkelrauschen des pn-Übergangs

I_s : Schrotrauschen durch Störstellen und endliche Statistik der Ladungsträger
C_c : Parasitäre Kapazität der Zuleitungen (inklusive weiterer Streukapazitäten)
R_B : Vorwiderstand der Biasspannung U_B mit Rauschspannung U_{rB}
C_k : Koppelkapazität zum Vorverstärker
C_a : Eingangskapazität des Vorverstärkers
R_{ap},R_{as} : Parallel- und Serienwiderstand des Vorverstärkers
C_r,R_r : Kondensator und Widerstand im Rückkopplungszweig des Vorverstärkers
PreAmp : ladungsempfindlicher Vorverstärker
MainAmp : Hauptverstärker vom RC-CR gauß-shaping Typ mit Zeitkonstante τ

Aus dem Ersatzschaltbild ergeben sich bezüglich der Diode folgende Rauschquellen :

- Thermisches Rauschen des Parallelwiderstandes R_d und des Serienwiderstandes R_s : R_d entspricht einem Leckwiderstand für den durch die Diode fließenden Sperrstrom. R_s beinhaltet neben dem seriellen Restwiderstand $R_{s'}$ noch die Widerstände der Zuleitungen sowie der Anschlußkontaktierungen. Das mittlere Rauschspannungsquadrat beträgt für einen ohmschen Widerstand R (vgl. auch Kap. 4)

$$\overline{dU_R^2} = 4kTRdf \qquad (3.2.1)$$

T : absolute Temperatur
k : Bolzmannkonstante
f : Frequenz, df ist das betrachtete Frequenzband

- Schrotrauschen : Fluktuationen des Generationsstromes I_0 gemäß Gl. (3.1.10) bedingen ein Ladungsträgerrauschen. Ursache sind Störstellen in der Verarmungszone, an denen sich immer wieder Ladungsträger bilden. Das mittlere Stromrauschquadrat wird beschrieben durch

$$\overline{dI_s^2} = 2e_0I_0df \qquad (3.2.2)$$

e_0 : Elementarladung

- Funkelrauschen des pn-Übergangs : Dieser Rauschtyp basiert überwiegend auf Oberflächeneffekten und wird durch Fremdatomdiffusion hervorgerufen. Eine ausreichende Beschreibung des Funkelrauschens ist allerdings noch nicht gelungen. In Abhängigkeit einer Grenzfrequenz f_0 gilt

$$\overline{dI_f^2} = \frac{A_f}{f_0}df \qquad \text{mit } f \le f_0 \qquad (3.2.3a)$$

$$\overline{dI_f^2} = \frac{A_f}{f}df \qquad \text{mit } f > f_0 \qquad (3.2.3b)$$

A_f : Funkelrauschkonstante

Im Gegensatz zu den anderen Rauschquellen ist Funkelrauschen temperaturunabhängig und besitzt einen deutlichen Anstieg zu niedrigen Frequenzen. Als typischer Wert für die Grenzfrequenz wird in [UNG85] $f_0=10^{-4}$ Hz angegeben.

Die Dicke der Raumladungszone ist spannungsabhängig. Deshalb muß bei einer Spannungsänderung wie bei einem Kondensator Ladung transportiert werden. Dieses kapazitive Verhalten kann durch zwei parallele Kapazitäten beschrieben werden [GEI70]. Die sogenannte Shockley-Kapazität C_f dominiert nur bei Betrieb in Durchlaßrichtung sowie im Wechselspannungsverhalten und soll im weiteren vernachlässigt werden. Die zweite Kapazität wird Schottky-Kapazität C_d genannt; sie beschreibt das Kondensatorverhalten mit der Dicke der Sperrschicht in Abhängigkeit von der anliegenden Biasspannung und besitzt keine Frequenzabhängigkeit. Die Dicke d_s der Sperrschicht wird durch das Anlegen der Spannung vergrößert. Dominiert die Störstellenleitung der n-Schicht gegenüber der Eigenleitung, so gehört für die n-Seite zu einer Potentialdifferenz U_B+U_{diff} nach [UNG85] die Raumladungsschichtdicke

$$d_s = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (U_B + U_{diff})}{e_0 N}} \qquad (3.2.4a)$$

$$= \sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 \mu \rho_{HL} (U_B + U_{diff})} \qquad (3.2.4b)$$

N^+ : Donatorenkonzentration in der n-Schicht
ρ_{HL} : spezifischer Widerstand des Halbleiters in [Ωcm]
μ : Driftgeschwindigkeit der Elektronen (vgl. Gl. (3.1.3))
U_B : angelegte Sperrspannung
ε : Dielektrizitätszahl (Si : 11.8, Ge : 15.6 [SCH76])
ε_0 : $8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m
e_0 : Elementarladung

U_{diff} (ca. 0.6V) ist das Diffusionspotential des pn-Übergangs, das durch die Ladungsträgerdiffusion und der damit verbundenen Verarmungszone erzeugt wird. Betrachtet man nun die Diode als einen Plattenkondensator, so erhält man für die Sperrschichtkapazität C_d :

$$C_d = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{A}{d_s} = A\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2\mu\rho_{HL}(U_B + U_{diff})}} \qquad (3.2.5a)$$

A : Diodenfläche in [cm^2]

Mit der Herstellerangabe ρ_{HL}(PIN)=4600±1400 Ωcm und durch Einsetzen der Konstanten für Silizium ergibt sich für eine gesamte Diodenfläche von 1 cm^2 die Abschätzung

$$C_d \approx 296\sqrt{\frac{1}{U_B}} \qquad pF/\sqrt{V} \qquad (3.2.5b)$$

Die Schottkykapazität kann also innerhalb bestimmter Grenzen durch die geeignete Wahl der Sperrspannung variiert werden[3]. Die Sperrspannungswerte der im Experiment verwendeten Dioden liegen im Bereich von 30-75 V, was einer Sperrschichtkapazität von ca. 60-40 pF entspricht. Eine weitere Erhöhung von angelegten Spannung bringt keine signifikante Verringerung der Sperrschichtkapazität. Sperrschichtkapazität und -dicke sind in

[3] Damit besitzt man eine steuerbare Kapazität, wovon oft in der Regeltechnik Gebrauch gemacht wird.

Abb. 3.3 gemäß Gl. (3.2.4) und (3.2.5) dargestellt. Insbesondere für die Raumladungsschicht-dicke ist zu beachten, daß die theoretische Abschätzung die geometrische Dicke der Diode nicht berücksichtigt bzw. eine beliebig dicke Diode ansetzt. Dies führt im Fall einer Diode vom Typ SFH521 im Bereich oberhalb von 150 V Sperrspannung zu sinnlosen Angaben für d_s. Da die Herstellerangaben zum spezifischen Widerstand ρ recht stark streuen, wurden beide Kurven für je drei Werte von ρ aufgetragen. Aus dem Datenblatt der Diode können zwei typische Kapazitätswerte entnommen werden (C_{80V}=40pF, C_{150V}=30pF) [SIE91], die eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen Kurve besitzen.

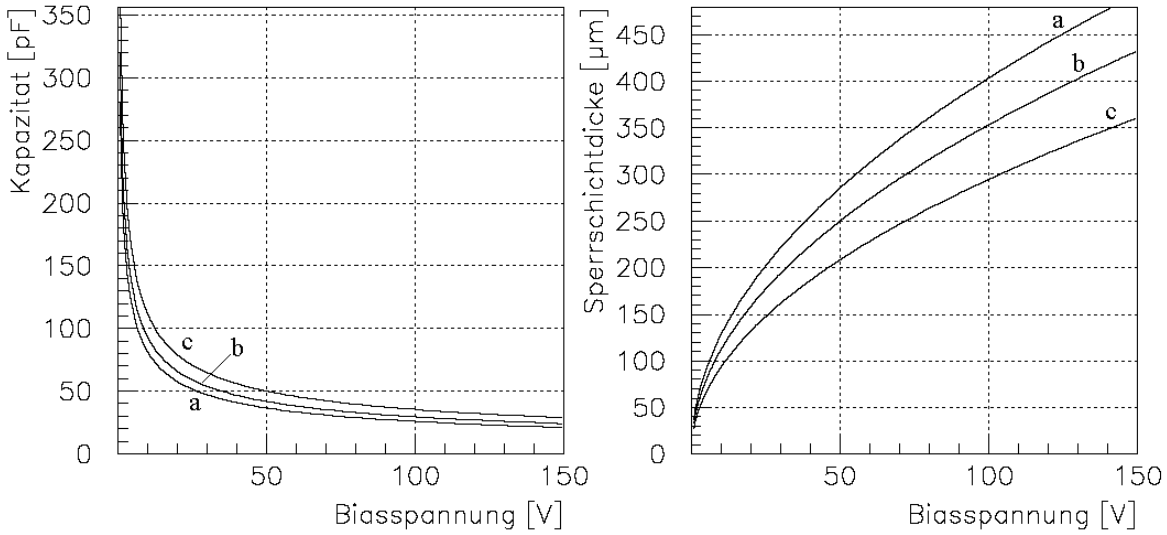

Abb. 3.3 : Berechnete Sperrschichtkapazität und -dicke für eine PIN-Diode. Die Kurven sind für 3 verschiedene Werte von ρ berechnet :
a - ρ=3000 Ωcm
b - ρ=4500 Ωcm
c - ρ=6000 Ωcm

Bei der vom Hersteller angegebenen Maximalspannung von 150 V beträgt die Dicke der Verarmungszone nach (3.2.5) erst 430 µm (Datenblatt : ca. 380 µm). Das bedeutet, daß auch bei voll ausgebildeter Sperrschicht die n^+-Schicht nicht vernachlässigt werden darf. Sie bildet zusammen mit der p^+-Schicht (und nicht verarmten Anteilen der n-Schicht bei kleiner Sperrspannung) einen seriellen Restwiderstand $R_{s'}$ (s. Abb. 3.2).
In der Eingangsstufe von ladungsempfindlichen Vorverstärkern wie den hier verwendeten befindet sich i.a. ein FET, dessen Rauschverhalten in der gesamten Baugruppe dominiert. Wichtige Kenngrößen sind hier das Funkelrauschen und die Steilheit des FET sowie Eingangskapazitäten und -widerstände. Weitere Rauschbetrachtungen für unterschiedliche Konstellationen von Vorverstärkern findet man z.B. in [SCH89]. Schließlich muß auch die Spannungsversorgung für die Sperrspannung wegen ihres großen Vorwiderstandes als Rauschquelle berücksichtigt werden. Für eine genauere Analyse des Ersatzschaltbildes sei auf den Anhang C verwiesen. Da viele der Rauschanteile (insbesondere Widerstandsrauschen von R_d, R_s und FET-Rauschen) temperaturabhängig sind , werden Detektor und Vorverstärker oft gekühlt, um die Auflösung zu verbessern.

Betrachtet man die elektronische Gesamtauflösung des Systems, so läßt sich diese in einen von den Eingangskapazitäten abhängigen und einen davon unabhängigen Term zerlegen (siehe Anh. C). Der kapazitive Rauschanteil beträgt danach

$$\frac{d\Delta E}{dC}\left(C_{ein}+C_r\right)=\sqrt{8\ln 2}\;eE_i\sqrt{\frac{0.3kT}{e_0^2S_0\tau}+\frac{F_f}{2e_0}+\frac{kT}{2e_0^2\tau}\left(R_s+R_{as}\right)}\cdot\left(C_d+C_c+C_a+C_r\right) \tag{3.2.6}$$

C_{ein} : $C_d+C_c+C_a$
e : Eulersche Konstante
S_0 : Steilheit des Eingangs-FET
F_f : Funkelrauschkonstante des Eingangs-FET

Die beteiligten Kapazitäten sind die Detektorkapazität C_d, die Kabelkapazität C_c sowie die Eingangskapazität des Vorverstärkers C_a und die Rückkopplungskapazität C_r. C_a und C_r sind durch den Vorverstärker gegeben und können als Konstante betrachtet werden. Für einen festen Detektoraufbau ist auch die Kabelkapazität konstant, so daß die Änderung des kapazitiven Rauschanteils nur noch durch die Sperrschichtkapazität C_d beschrieben wird. Nach (3.2.5a) kann für $U_B >> U_{diff}$ eine lineare Abhängigkeit von ΔE mit $1/\sqrt{U_B}$ erwartet werden. Diese Abschätzung berücksichtigt nicht die Änderung des Restwiderstandes R_s, mit der Biasspannung. Abb. 3.4 zeigt die gemessene Auflösung, aufgetragen gegen $1/\sqrt{U_B}$. Für den unteren Spannungsbereich wird die theoretische Abschätzung gut wiedergegeben (vgl. Fitkurve). Das Abbiegen der Meßwerte bei hohen Spannungen resultiert aus der einsetzenden Sättigungskapazität bei der verwendeten Diodendicke. Danach erreicht diese Diode ab ca. 40-50 V ihre bestmögliche Energieauflösung und somit auch ihre minimale Kapazität. Dieses Ergebnis ist auch in Übereinstimmung mit Abb. 3.3.

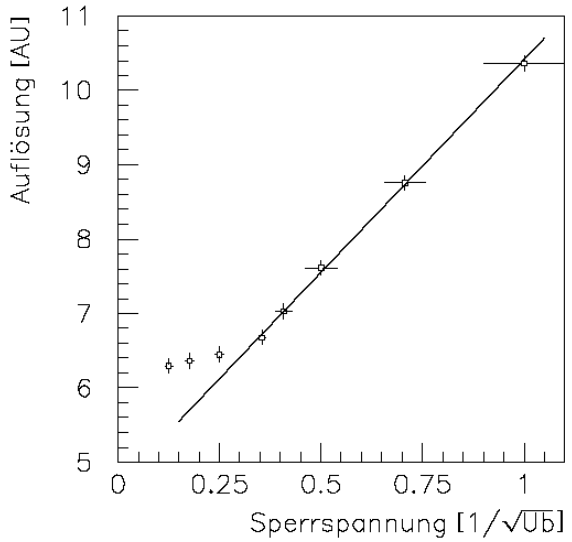

Abb. 3.4 : Kapazitiver Anstieg des elektronischen Rauschens in der Energieauflösung in Abhängigkeit von der Sperrspannung. Die durchgezogene Linie ist ein linearer Fit an die fünf Meßwerte mit den kleinsten Spannungen.

Nach Anhang C (Gl. C.8) kann die Energieauflösung des Vorverstärkers angegeben werden als

$$\Delta E \propto \sqrt{\frac{kT}{\tau} X + \frac{\tau}{2} Y + Z} \qquad (3.2.7)$$

τ : Shapingzeitkonstante des Verstärkers

Danach gibt es neben einem konstanten Rauschanteil (Z) Beiträge zum Rauschen, die sich mit $\sqrt{\tau}$ (paralleles Verstärkerrauschen) bzw. $\frac{1}{\sqrt{\tau}}$ (serielles Verstärkerrauschen) ändern, was sich im Prinzip in einem Minimum bei der optimalen Zeitkonstante des betrachteten Meßaufbaus äußern müßte. Im Rahmen der Testmessungen konnte dieses Verhalten nicht beobachtet werden. Möglicherweise ist einer der von τ abhängigen Terme groß gegen den anderen oder beide Terme sind klein gegen den konstanten Beitrag. Außerdem konnte die Zeitkonstante für die meisten Verstärker nur von 0.5 bis 10 µs variiert werden. Lediglich ein leichtes Minimum bei 0.5-1.0 µs war zu erkennen, was auf einen hohen Anteil von parallelem Rauschen hinweist. Dieses wird nach Anh. C in erster Linie durch Kenngrößen des Eingangstransistors des Vorverstärkers sowie die Widerstände in der Rückkopplung und in der Bias-Versorgung beschrieben. Hier bestehen außer einer sorgfältigen Vorverstärkerauswahl nur wenig Optimierungmöglichkeiten.
Mit abnehmender Zeitkonstante verstärkt sich der Einfluß der Kabelkapazität C_c auf die Gesamtauflösung (Anhang C, Gl. C.6). Da aber zur Vermeidung von Pile-up eine möglichst kleine Zeitkonstante τ verwendet werden soll, muß versucht werden, die Länge der Kabelzuführungen zur Diode so kurz wie möglich zu halten.
Alle für den vorliegenden Aufbau getesteten Hauptverstärker sind vom CR-RC Typ [ORT91]. Dabei passiert das Vorverstärkersignal zunächst einen Hochpaß, in dem niederfrequente Störspannungen abgeschwächt werden (Differenzierstufe). Nach der Verstärkung findet noch eine Filterung mit einem Tiefpaß statt, hier wird in erster Linie das Rauschen reduziert (Integrierstufe). Typischerweise sind die Zeitkonstanten beider Stufen identisch[4], d.h. $R_D C_D = \tau_D = \tau = \tau_I = R_I C_I$. In diesem Fall erreicht der Ausgangspuls sein Maximum nach 1.2τ. Der Abfall des Signals auf Null wird hauptsächlich vom exponentiell abfallenden Vorverstärkersignal und dem Differenzierglied bestimmt. Ohne eine besondere Kompensation findet man nach ca. 7τ einen leichten Unterschwinger. Wird ein Signal während dieser Zeit registriert, so ergibt sich eine zu geringe Pulsamplitude. Eine monoenergetische Linie wird also im Energiespektrum zu niedrigen Energien hin verbreitert. Durch eine einfache Modifikation des CR-Gliedes kann dieser Effekt kompensiert werden. Diese Justage wird Pole-Zero Cancellation genannt.
Um das Detektorsystem zu optimieren, wurde der Einfluß verschiedener Parameter auf Rauschen und Auflösung (zusätzlich zu den theoretischen Betrachtungen) experimentell überprüft. Die Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen :

- Ab einer Sperrspannung von etwa 50 V ist keine qualitative Änderung der Spektren mehr festzustellen. Für α-Teilchen mit Energien unter 10 MeV reichen auch geringere

[4] Eine Ausnahme ist der Ortec 450 Verstärker, bei dem getrennte Zeitkonstanten eingestellt werden.

Spannungen, da die Sperrschicht von der Vorderseite der Diode her aufgebaut wird (vgl. Abb.3.1).

- Bei der Zeitkonstanten τ lagen optimale Werte für den verwendeten Aufbau zwischen 0.5 µs und 2 µs, kleinere Werte ließen das Rauschen deutlich ansteigen, größere sind in Hinblick auf Pile-up-Effekte nicht sinnvoll einsetzbar. (Diese Aussage gilt für die theoretischen Überlegungen und die bisher durchgeführten Messungen. Eine optimale Störunterdrückung kann allerdings durchaus andere Zeitkonstanten erforderlich machen.)
- Es wurden unterschiedliche Vorverstärker getestet. Dabei zeigten das Modell 142A der Fa. Ortec sowie ein Aufbau auf der Basis des Hybridmoduls 559-064 der Fa. Vitrohm gleichermaßen gute Eigenschaften. Eine Schaltung mit dem Modul 5254 der Fa. Laben, wie sie für das Flugzeitspektrometer an COSY [KIR93] verwendet werden soll, zeigte ein schlechteres Rauschverhalten. Da für die Montage der Vorverstärker am EDDA-Experiment relativ wenig Platz zu Verfügung steht, scheint ein Einsatz eines Vorverstärkers mit dem Modul 559-064 sinnvoll, da dieser nur ca. ein Drittel des Volumens eines 142A beansprucht.
- Als Hauptverstärker standen die Geräte 450, 472 und 572 der Fa. Ortec sowie ein 7611 der Fa. Silena zur Verfügung. Die besten Ergebnisse wurden mit dem Modell 572 aufgenommen. Wegen der gewünschten guten Auflösung bei gleichzeitig hoher Zählrate ist hier ein besonders sorgfältiger Pole-Zero-Abgleich wichtig.
- Die Länge der Zuleitung vom Vorverstärker zur Diode beeinflußt maßgeblich die Auflösung des Systems. Bereits in der theoretischen Betrachtung des Detektoraufbaus wurde auf eine möglichst kurze Kabelzuführung hingewiesen. Aus entsprechenden Messungen ergibt sich, daß ein maximaler Wert von 20-30 cm nicht überschritten werden sollte.
- Allgemein muß besondere Sorgfalt auf eine gute Erdung (niederohmig, ohne Masseschleifen) gelegt werden, insbesondere, wenn unter EDDA-Experimentbedingungen größere Strecken zwischen Diode und Aufnahmeelektronik liegen.
- Der Einfluß der Temperatur der Diode auf die Auflösung ist aus Gl. (C.6) ersichtlich. Er resultiert unter anderem auf der Zunahme des Dunkelstromes. Die Temperaturabhängigkeit wurde nicht vermessen, da eine erwartete Temperatur im Tunnel des COSY-Rings von bis zu 310 K im Vergleich zu etwa 290 K bei einfachen Kühlmaßnahmen keine deutliche Verschlechterung der Auflösung hervorrufen dürfte. Wegen des inneren Lage des Detektors ist eine Kühlung mit Flüssigstickstoff technisch nicht realisierbar. Entsprechende Untersuchungen an Dioden der Fa. Hamamatsu im Rahmen des Lasermonitorsystems der äußeren Lage zeigten zwischen 20°C und 50°C eine maximale Verschlechterung der Auflösung von 15% [RAD94].

3.3. Testmessungen und Kalibrierung der PIN-Dioden

Zwar sollen als Luminositätssignal nur die Zählraten der Sekundärelektronen erfaßt werden, für das Setzen eines geeigneten Diskriminatorfensters ist es aber erforderlich, die Puls-

höhenspektren zu kennen. Außerdem können Aussagen über die korrekte Funktionsweise einzelner Dioden am Besten anhand der ADC-Spektren gemacht werden (s. Abschnitt 3.5). Um einzelne Dioden zu testen und die Elektronik auf den erwarteten Energiebereich abzugleichen, wurden Untersuchungen in den Energiebereichen um 5 MeV und bis 500 keV vorgenommen.

3.3.1 Tests und Kalibrierung mit α-Teilchen im Bereich um 5.5 MeV

Alle nachfolgend aufgeführten Spektren im Bereich von 5-6 MeV wurden mit einer α-Quelle ^{241}Am oder mit einem α-Mischpräparat mit den Isotopen ^{239}Pu, ^{241}Am und ^{244}Cm aufgenommen. In Tab. 3.1 sind die intensitätsstärksten Linien dieser Quellen zusammengefaßt.

Isotop	E_α [MeV]	rel. Linienintensität
^{239}Pu	5.1554	73.3
	5.1429	15.1
	5.1046	1.5
^{241}Am	5.4857	85.2
	5.4430	12.8
	5.3890	1.3
	5.5450	0.3
^{244}Cm	5.8050	76.4
	5.7628	23.6

Tab. 3.1 : α-Energien und Linienintensitäten der Präparate ^{239}Pu, ^{241}Am und ^{244}Cm [nach LED78]

Für die Kalibrierung der PIN-Dioden wurde zunächst folgendermaßen verfahren :
Unter Vakuum wurde eine Diode durch möglichst kurze Zuleitungen mit dem Vorverstärker verbunden. Wie bereits erwähnt, reduziert diese Kabellänge durch die zusätzliche Kapazität die Auflösung des Gesamtaufbaus und sollte auf jeden Fall kürzer als ca. 20 cm bis 25 cm sein. Vor der Diode wurde eine α-Quelle montiert und mit Blenden auf die Mitte der aktiven Fläche der Diode fokussiert. Diese Anordnung wurde auf einen Druck von unter 10^{-4} mbar evakuiert, um Energieverluste der α-Teilchen auf dem Weg von der Quelle zum Detektor zu minimieren. Um Störungen von außen durch Licht und elektrische Felder zu reduzieren, war die Vakuumglocke mit einer Haube aus Messingblech abgedeckt. Das vorverstärkte Signal wurde über einen Ortec 572 Hauptverstärker einer PC-ADC-Karte zugeführt, die unter dem Programm Maestro [ORT87] lief. Die so erhaltenen Spektren wurden mit Referenzspektren [AME84] verglichen und bezüglich der Auflösung optimiert. Abb.3.5 zeigt eines der gemessenen α-Spektren.

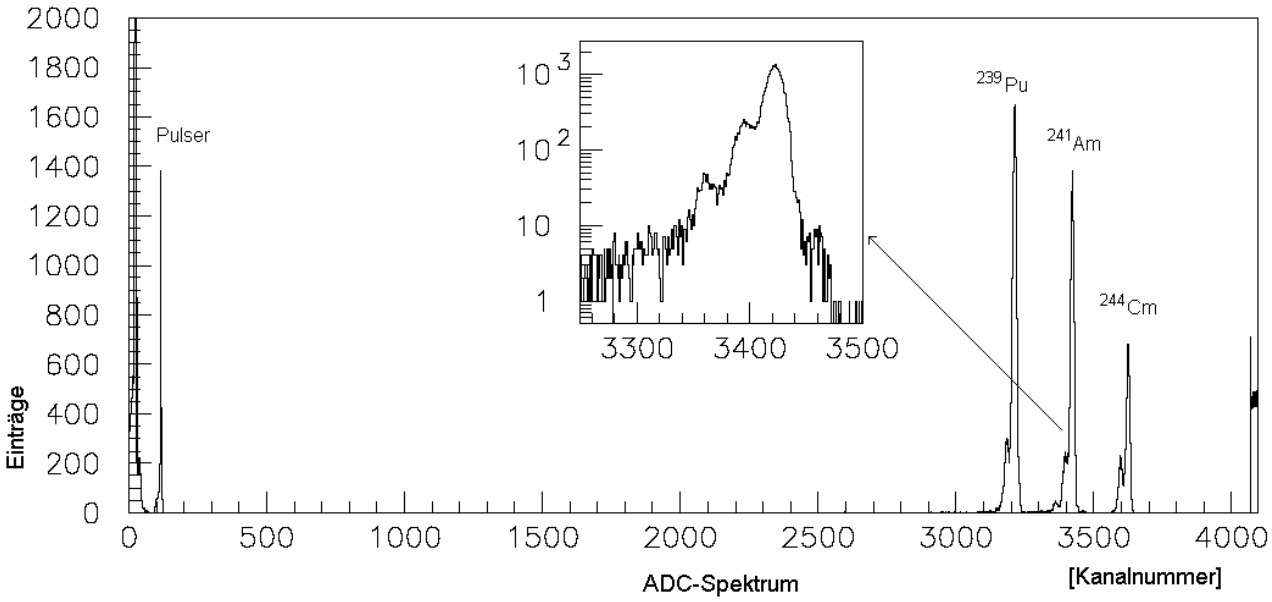

Abb.3.5 : Mit einem α-Mischpräparat erhaltenes Energiespektrum
Die Auschnittsvergrößerung zeigt die Linien von ^{241}Am

Mittels einer Koppelkapazität (Charge-Terminator) wurde ein Spannungspuls aus einem Pulsgenerator so eingespeist, daß die eingekoppelte Ladung genau der Hauptlinie des α-Spektrums von ^{241}Am entsprach. Durch lineare Interpolation zum Nullkanal wurde die Spannung des Pulses auf einen Wert verringert, der einem Energieverlust von etwa 300 keV entspricht. (Diese Vorgehensweise ist zwar nicht sehr genau, aber für eine grobe Abschätzung ausreichend.) Anschließend wurde ein Spektrum bei mitlaufendem Pulser aufgenommen. Abb. 3.6 zeigt den vergrößerten niederenergetischen Ausschnitt.

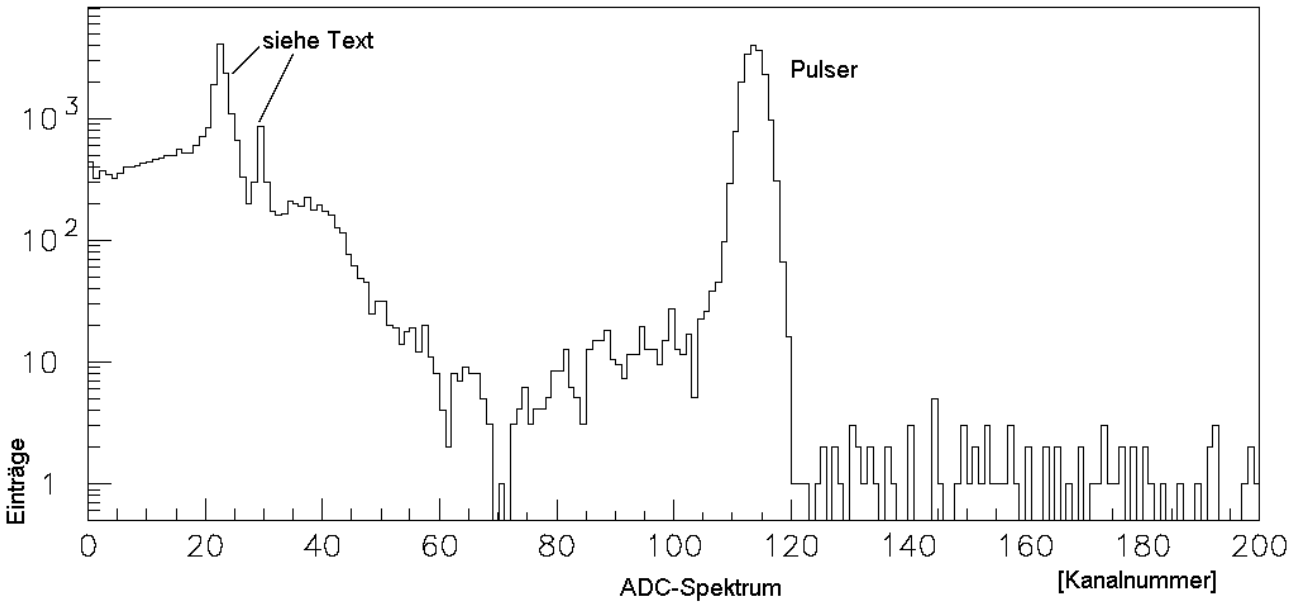

Abb.3.6 : Niederenergetischer Bereich des α-Spektrums in Abb. 3.5 mit Pulsereintrag.

Daraus geht bereits hervor, daß es bei optimiertem Aufbau möglich ist, Energieverluste bis hinunter zu ca. 200 keV (entsprechend einer Kanalnummer um 60-70) ohne nennenswerten Rauschanteil zu messen.
Bei genauerer Betrachtung des Spektrums kann eine weitere deutliche Linie im Bereich des Rauschanstiegs identifiziert werden. Es handelt sich um die γ-Linie von ^{241}Am mit einer Energie von 59.54 keV[5]. Der Wechselwirkungsmechanismus für γ-Quanten dieser Energie beruht auf dem Compton-Effekt, also Streuung des Quants an freien bzw. schwach gebundenen Elektronen sowie mit geringerer Wahrscheinlichkeit auf dem Photoeffekt. Die Linie kann als sogenannter full-energy-peak interpretiert werden, bei dem das einlaufende Quant seine Energie vollständig an den Detektor abgegeben hat. Die so gefundene Linie bestätigt die Richtigkeit der durchgeführten Kalibrierung.
Für die gemessenen α-Linien ergaben sich Auflösungen von 0.43-0.48% (23-27 keV). In der Literatur finden sich Auflösungen bis zu 12 keV [KOL87], die mit ähnlichen Aufbauten erzielt wurden. Daß diese Werte hier nicht erreicht wurden, liegt daran, daß die verwendeten Quellen herstellungsbedingt aus einer für α-Partikel dicken Materialschicht bestehen [AME94], was zu einem leichten Energieverlust im Bereich der Quelle und damit einer Verschlechterung in der Auflösung der Spektren führt.
Falls der ausgeblendete Teichenstrahl die Diode nur teilweise trifft oder die Blendenöffnung vor der Diode größer gewählt wird als die aktive Fläche der Diode, so registriert man zu jeder Linie einen leichten niederenergetischen Ausläufer. Unter ungünstigen Verhältnissen kann sogar eine Art niederenergetischer Satellit zu jeder Linie auftreten, der um so deutlicher ist, je ungünstiger das Verhältnis V_{ai} von aktiver zu inaktiver Fläche des Detektors ist. Da im EDDA-Experiment eine Abblendung der Dioden nicht möglich ist, wurde der Effekt genauer untersucht. Dazu wurden α-Spektren mit Hilfe von Schlitzblenden aufgenommen, wobei die Blende sukzessive aus der aktiven Fläche über den Rand der Diode bewegt wurde. Es konnte mit diesem Aufbau ein Randbereich von etwa 1 mm festgestellt werden, der für die Verschlechterung der Spektren verantwortlich ist. Allerdings erfaßt diese Messung wegen der geringen Eindringtiefe der α-Teilchen nur Oberflächeneffekte bis zu etwa 30 μm. Dieser Randzonen-Effekt wurde auch von Kollewe [KOL87] beobachtet. Im EDDA-Detektor werden die PIN-Dioden ohne Blenden verwendet. Durch den eben beschriebenen Effekt verringert sich dann die Peak-Effizienz, also das Verhältnis der energetisch korrekt gemessenen Signale zu den insgesamt registrierten Ereignissen [KNO79].

3.3.2 Energiekalibrierung von PIN-Dioden mit Elektronen im Bereich von 50 bis 500 keV

Effizienztests und Energiekalibrierung mit α-Spektren besitzen den Nachteil, daß eine annehmbare Auflösung nur im Vakuum erreicht wird und die Energien bei den verwendeten Präparaten mit ca. 5.5 MeV deutlich höher liegen als der interessierende Bereich für Sekundärelektronen, der im EDDA-Experiment unter anderem vermessen werden soll

[5] Der zweite schwache Peak bei etwas höheren Energien stammt wahrscheinlich von der 98.86 keV γ-Linie des ^{244}Cm.

(ca. 300-1000 keV für Elektronen, vgl. Kap.2; ca. 2-4 MeV für Protonen, vgl. Kap. 6). Außerdem können wegen der geringen Eindringtiefe der α-Teilchen nur Aussagen über die Oberflächenschicht des Halbleiters gemacht werden. Aus diesem Grund wurde zusätzlich eine einfache Meßapparatur aufgebaut, mit der auch schon unter Atmosphärendruck mit einem β-Präparat geeigneter Energie PIN-Dioden vermessen werden können. Erste Versuche mit einem ^{90}Sr-Präparat wurden eingestellt, da das kontinuierliche Spektrum bis 2.3 MeV nur schwer zu interpretieren ist. Der Grund dafür ist, daß die hochenergetischen Elektronen nicht von der Diode gestoppt werden und so die Form des Spektrums nicht korrekt wiedergegeben wird. Als geeignete Quelle bot sich das Isotop ^{175}Hf an, das durch Elektroneneinfang mit einer Halbwertszeit von 70 Tagen in ^{175}Lu zerfällt. Dabei entstehen monoenergetische Linien von Konversionselektronen bis ca. 400 keV. In Tab. 3.2 sind Intensitäten und Energien einiger Übergänge aufgeführt, Abb. 3.7 zeigt das Zerfallsschema.

E_γ [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
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	0.1021	K	102.10	280.1
		0.0144	L_1	14.40	332.5
		0.0046	M/N	4.60	341.1
432.8	17.0	0.0576	K	0.98	369.5
		0.0081	L_1	0.14	421.9

Tab. 3.2 : Linienintensitäten und Elektronenenergien im Übergang ^{175}Hf → ^{175}Lu [nach LAN73b]

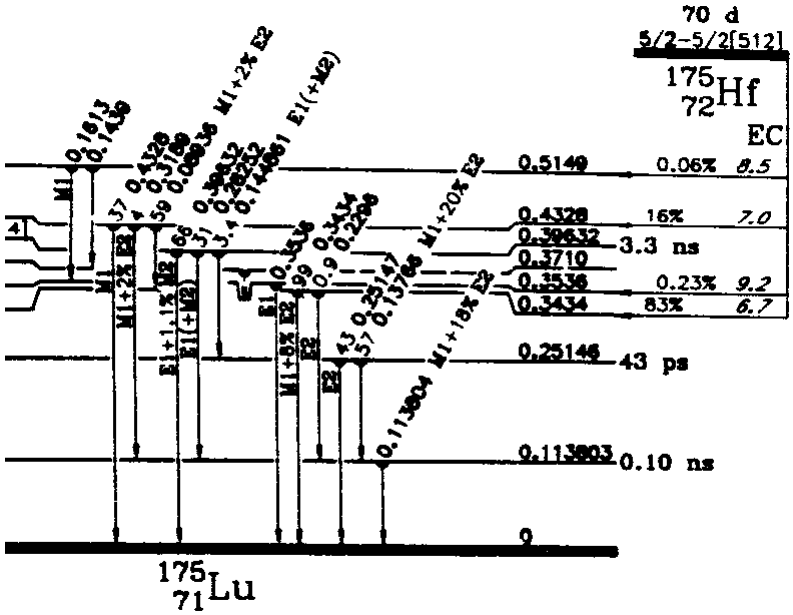

Abb. 3.7 : Übergang des ^{175}Hf in ^{175}Lu durch EC-Zerfall [aus LED78]

Abb. 3.8 zeigt ein mit einer Diode vom Typ SFH521 bei Raumtemperatur erhaltenes Spektrum. Die Daten wurden mit der gleichen Elektronik aufgenommen, wie sie für das EDDA-Experiment vorgesehen ist. Da die Messungen unter Luftdruck stattfanden, wurde ein Teil der Elektronenenergie in der Luft zwischen Quelle und Detektor (ca. 3 mm) deponiert, wodurch sich die erreichbare Auflösung zusätzlich verringerte. Es ergibt sich insgesamt eine beste Auflösung von 2-3% bei 280 keV. Dies liegt etwa beim doppelten Wert der von den Vorverstärkern erzeugten elektronischen Rauschanteile von ca. 4 keV. Bessere Werte (bis 0.7% bei 280 keV) sind nur unter Vakuum mit gekühlter Diode und Elektronik realisierbar [MÜL92]. Das Eigenrauschen des Detektorsystems verhindert Messungen unterhalb von ca. 45 keV. Es wurden keine Messungen mit Kühlung durchgeführt, da dies auch für den Einsatz im EDDA-Detektor nicht möglich ist.

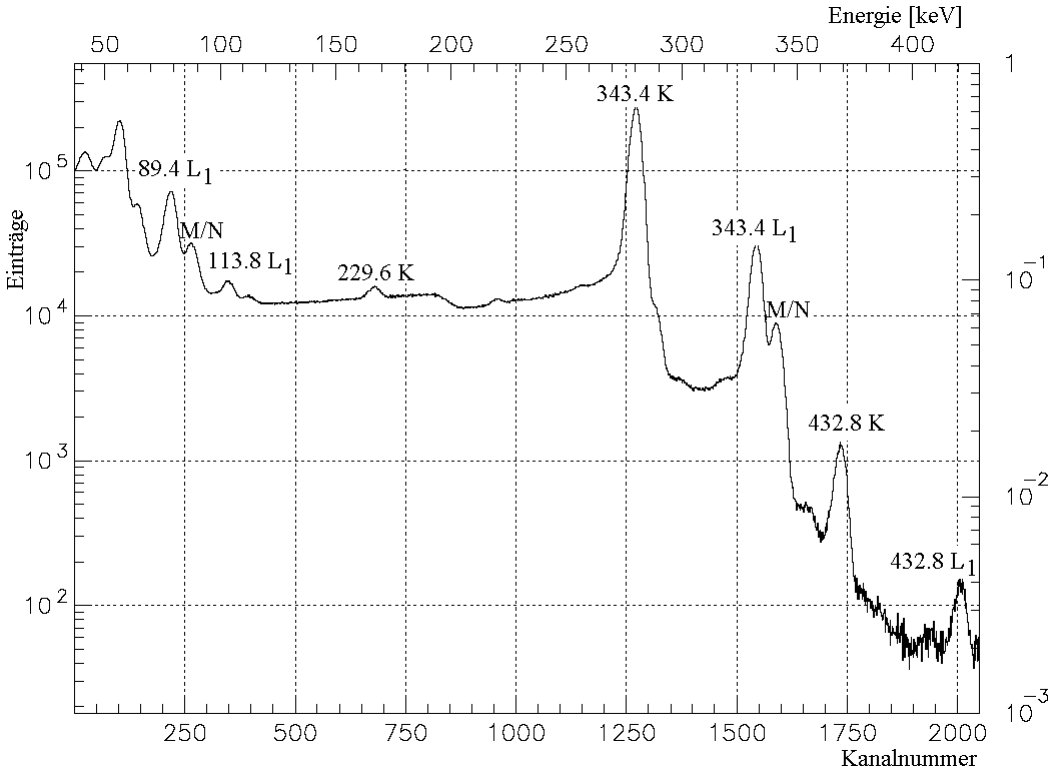

Abb. 3.8 : Konversionselektronenspektrum $^{175}Hf \rightarrow {}^{175}Lu$, gemessen mit Diodentyp SFH521 bei Atmosphärendruck und Raumtemperatur.

Der deutliche Abfall auf der niederenergetischen Seite der Linien ist wahrscheinlich auf Elektronen zurückzuführen, die im Detektor rückgestreut werden und die Diode verlassen, so daß nur ein Teil der Energie in der Diode deponiert wird. Der Rückstreukoeffizient η, also das Verhältnis der rückgestreuten zu den einlaufenden Elektronen steigt mit wachsender Target- bzw. Detektordicke an, bis etwa bei einer Dicke der halben praktischen Reichweite der Elektronen eine Sättigung erreicht wird [LAN74], [EVE60]. Bei sehr kleinen Energien ist η annähernd unabhängig von der primären Elektronenenergie T_e und lediglich eine Funktion von Z_d (Ordnungszahl des Detektor- oder Targetmaterials) [DAR75]. Erst bei höheren Energien muß η als Funktion von Z_d und T_e ausgedrückt werden. Es existieren empirische Formeln, die beide Bereiche beschreiben [TAB71] :

$$\eta = \frac{1}{2} a_1 \left[1 - \tanh\left(\frac{1}{2} \left(\ln a_2 + a_3 \ln \frac{T_e}{mc^2} \right) \right) \right] = \frac{a_1}{1 + a_2 \left(\frac{T_e}{mc^2} \right)^{a_3}} \qquad (3.3.1)$$

mit
$$a_1 = 1.15 \cdot \exp\left(-8.35 \cdot Z_d^{-0.525}\right)$$
$$a_2 = 0.0185 + 15.7 \cdot Z_d^{-1.59}$$
$$a_3 = 1.56 - \frac{4.42}{Z_d}$$

Für kleine Energien dominiert die 1 im Nenner von Gl. (3.2.1) und der Ausdruck reduziert sich auf

$$\eta = a_1 = 1.15 \cdot \exp\left(-8.35 \cdot Z_d^{-0.525}\right) \quad ; \quad T_e << a_2^{-\frac{1}{a_3}} \cdot mc^2 \qquad (3.3.1a)$$

Abb. 3.9 zeigt Gl. 3.2.1 für Aluminium, Silizium und Kunststoff (Mylar). Dabei ist zu beachten, daß die Formel nur für $Z_d \geq 6$ Gültigkeit hat und deshalb bei Kunststoffen mit kleinem mittleren Z nicht anwendbar ist.

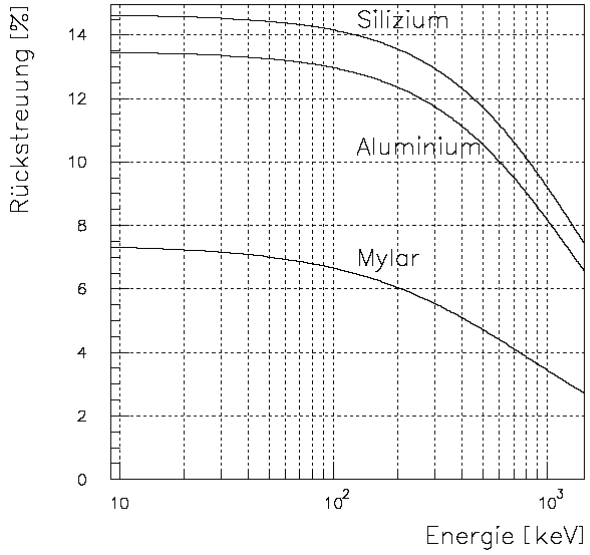

Abb. 3.9 : Rückstreuwahrscheinlichkeit für senkrecht auf ein dickes Target einfallende Elektronen

Bisher wurde die Abhängigkeit des Rückstreukoeffizienten vom Winkel des einlaufenden Elektrons nicht berücksichtigt. So ist z.B. die Rückstreuwahrscheinlichkeit bei senkrecht in den Detektor einlaufenden Elektronen weit geringer als bei einem flachen Eintrittswinkel. Darlington [DAR75] beschreibt die Winkelabhängigkeit von η mit

$$\eta_\alpha = B \left(\frac{\eta_0}{B} \right)^{\cos\alpha} \qquad (3.3.2)$$

η_0 ist der Rückstreukoeffizient bei senkrechtem Eintritt (also α=0°) des Elektrons, η_α die entsprechende Größe für den Einfallswinkel α. Der Wert B wurde für experimentelle Daten im Bereich um 10 keV gefittet und wird mit 0.891 angegeben. Unter Experimentbedingun-

gen bei EDDA beträgt der Einfallswinkel etwa 47°-53°. Mit Gl. (3.2.1) und (3.2.2) erhält man eine Rückstreuwahrscheinlichkeit für den Siliziumkristall von etwa 25% bei einer Elektronenenergie von 280 keV. Die als Luminositätssignal dienende integrale Zählrate der δ-Elektronen muß bis zu einigen 100 keV in den PIN-Dioden bestimmt werden. Ein derart hoher Wert für η würde sich hier störend auswirken, da wegen des Rauschens des Detektorsystems die Integration erst ab einer Schwelle von etwa 45 keV möglich ist. Daher entfallen alle Elektronen, die weniger Energie im Detektor deponieren, als dieser Schwelle entspricht. Deshalb sollte dieser Effekt in Zukunft noch genauer untersucht werden, insbesondere, was die Gültigkeit von Gl. (3.3.2) bei Energien oberhalb von 50 keV betrifft.
Unter EDDA-Bedingungen werden ein Viertel bis ein Drittel aller einlaufenden Elektronen aus dem Detektor wieder herausgestreut. Da diese rückgestreuten Elektronen vorher einen Teil ihrer Energie deponieren, erzeugen sie bei einer monoenergetischen Linie einen Ausläufer zu niedrigen Energien hin. Je nach Nachweiseffizienz und Schwelle des beobachteten Energiefensters geht damit ein Teil der nachgewiesenen Elektronen verloren. Allerdings wird ein geringer Teil dieser Elektronen vom Alufenster des Strahlrohrs „reflektiert“ und gelangt erneut in den Detektor. Da dies innerhalb der Nachweiszeit der Aufnahmeelektronik geschieht, erhöht sich so die Nachweiseffizienz wieder. Abb. 3.10 soll schematisch mögliche Wege der Elektronen und die dabei deponierten Energieanteile veranschaulichen.

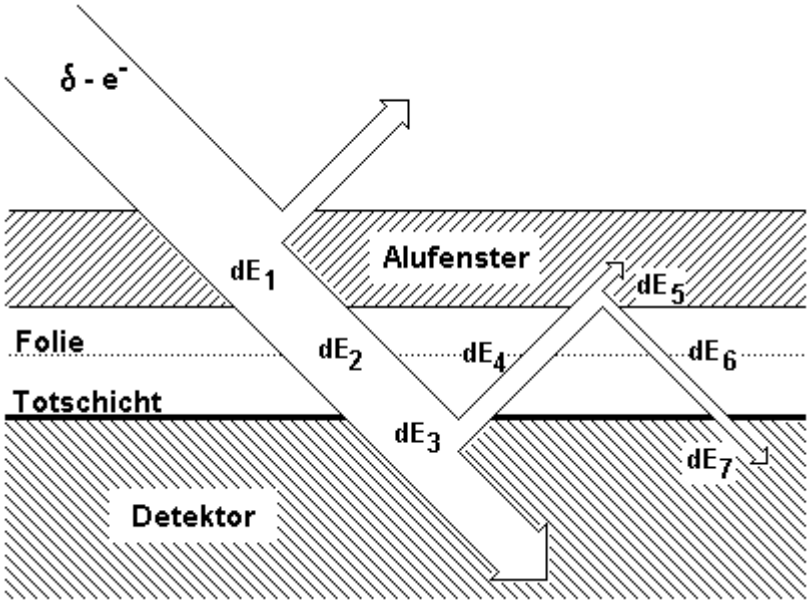

Abb. 3.10 : Schematische Bilanz der von einer PIN-Diode nachgewiesenen Elektronen

Die Elektronen treffen unter einem Winkel von θ=50° zur Senkrechten auf das Alufenster. Dabei geht bereits ein Teil (ca. 30%, s. Gl. (3.3.2)) durch Rückstreuung verloren. Man betrachte nun ein mehrfach gestreutes Elektron : Nach einem Energieverlust dE_1 im Fenster des Strahlrohrs durchdringt es unter einem weiteren Energieverlust dE_2 die Luft, die Mylarfolie und die Totschicht der Pindiode, ehe es unter einem Winkel θ_2 in das aktive Volumen des Detektors gelangt. (Rückstreuung an Luft, Folie und Totschicht sei wegen der geringen Massenbelegung vernachlässigt.) Hier deponiert das Elektron die Energie dE_3 und wird mit

der Wahrscheinlichkeit $\eta(\theta_2)$ rückgestreut. Auf dem Weg zum Strahlrohr verliert es die Energie dE_4 und trifft im Winkel θ_3 auf das Aluminium. Dort findet der Energieverlust dE_5 statt, und mit der Wahrscheinlichkeit $\eta(\theta_3)$ verläßt es diese Schicht wieder. Bis zum erneuten Auftreffen auf das aktive Diodenvolumen verliert es den Energiebetrag dE_6 und gibt schließlich seine restliche Energie dE_7 an den Detektor ab[6]. Als Energiebilanz erhält man danach

$$E_0 = \sum_{i=1}^{7} dE_i \tag{3.3.3}$$

Davon entfällt auf die intrinsische Schicht

$$E_d = E_3 + dE_7 \tag{3.3.4}$$

Betrachtet man nun alle Elektronen, die einen solchen Weg zurücklegen, so wird E_d außer durch die elektronische Auflösung noch durch die Fluktuationen der Energieverluste in den passiven Volumina verbreitert. Diese Fluktuationen sind abhängig von Energie und Winkel der Elektronen beim Auftreffen auf die jeweilige Schicht. Um also die endgültige Form einer ursprünglich monoenergetischen Elektronenlinie zu erhalten, müßten die Energieverlustverteilungen in den verschiedenen Schritten bestimmt werden und entsprechend ihrer Wahrscheinlichkeit zum Gesamtspektrum addiert werden. Da aber die genaue Energieverteilung der rückgestreuten Elektronen nicht bekannt ist, führt eine analytische Betrachtung nicht zu einer Lösung. Statt dessen werden im folgenden Abschnitt Daten aus Simulationen vorgestellt [GRO94]. Diese Daten wurden auch verwendet, um Hinweise auf die zu erwartenden Spektren zu bekommen. In den Simulationen sind die im letzten Abschnitt aufgeführten Rückstreueffekte größtenteils berücksichtigt, was sich auch am Verlauf der Elektronenspektren erkennen läßt (s. Abb. 3.12).

3.4. Messungen an EDDA

Für die nachfolgend beschriebenen Messungen an COSY wurde der in Abb. 3.11 dargestellte Meßaufbau verwendet. Die eingerahmten Komponenten befanden sich dabei innerhalb der COSY-Halle. Der untere Ast diente lediglich zu Koinzidenzmessungen und wird im endgültigen Aufbau nicht vorhanden sein. Nicht aufgeführt sind die Triggerlogik für die PIN-Dioden und die Einbindung in die Datenaufnahme des Gesamtexperiments (vgl. dazu Kap. 4).
Der Meßaufbau gestattete sowohl die Aufnahme der Pulshöhenspektren als auch eine Zählratenbesimmung der Elektronen. Wie bereits zu Beginn von Kapitel 3.3 erwähnt wurde, ist die Kenntnis der Elektronenspektren erforderlich, um eine eindeutige Festlegung der Schwelle zwischen Rauschen und Nutzsignal zu gewährleisten.

[6] Eine weitere Verfolgung von Rückstreueffekten ist nicht erforderlich, da bis zu diesem Punkt die Anzahl der Elektronen bzgl. der einlaufenden Elektronenzahl auf wenige Prozent abgesunken ist.

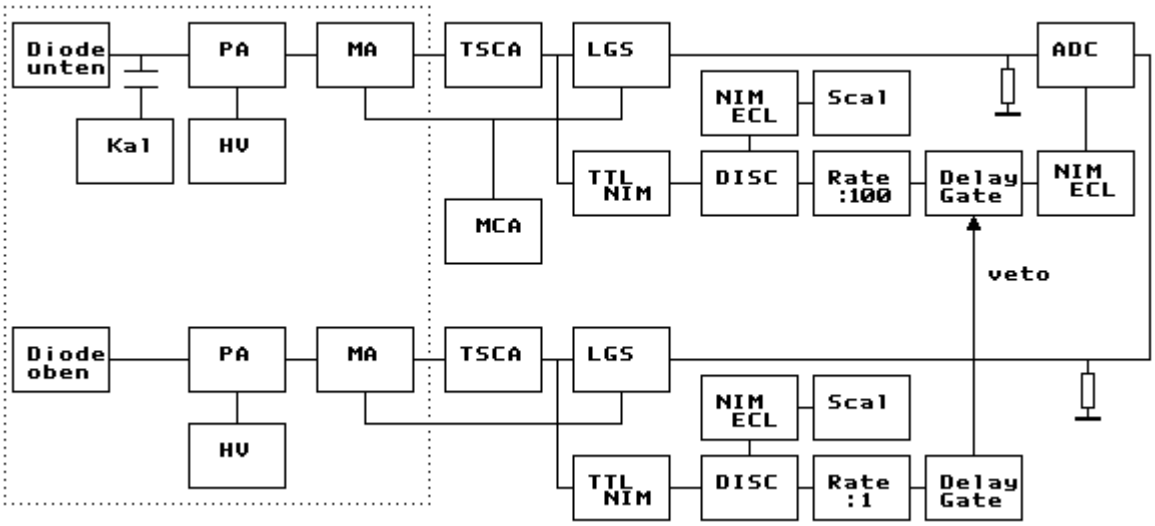

Abb. 3.11 : Meßaufbau für PIN-Diodenmessungen für Einzel- und Koinzidenzbetrieb an einer Fensterposition. Komponenten innerhalb des gestrichelten Bereiches befanden sich im Tunnel des COSY-Rings.

PA : Vorverstärker Ortec 142A bzw. Vitrohm 559-064
MA : Hauptverstärker Ortec 572
HV : Spannungsversorgung Canberra 3102/2
TSCA : Timing single channel analyser Ortec 551
LGS : Linear gate stretcher Ortec 442
MCA : Multi channel analyser Northern 7200
Scal : latching ECL-Scaler LeCroy 4443
Delay/Gate : Delay & Gategenarator SIN DT 104
ADC : Silena peak sensing ADC 4418/V
Rate : Rate Divider ESN RD 2000
Kal : Pulser BNC 9010

Im folgenden soll sprachlich unterschieden werden zwischen Untergrund und Rauschen. Dabei ist mit Rauschen die Auflösung der Spektren gemeint, die sich durch das Eigenrauschen der Diode sowie das Verstärkerrauschen des Vor- und Hauptverstärkers inklusive der daran beteiligten Kabel mit ihren Kapazitäten (entsprechend Abb. 3.2) ergibt. Untergrund hingegen soll bedeuten, daß die Auflösung der Spektren verschlechtert wird durch Einstreuungen von außen, z.B. durch Mikrophonie oder elektromagnetische Störungen (vgl. Kap.4).

Untergrundmessungen während der Wartungszeiten an COSY zeigten, daß durch Störeinflüsse laufender Aggregate (z.B. Pumpen, Netzteile sowie die getaktete Ansteuerung des Linearmotors des Targetwechslers) bereits ein so hoher Störpegel im Meßaufbau verursacht wird, daß die anvisierte Energieauflösung im Bereich von ca. 100 keV bereits völlig überdeckt wird. Lediglich ein kleiner Teil davon konnte durch Umbauten an den Störquellen beseitigt werden, so z.B. durch den Ersatz der getakteten Linearmotoransteuerung durch eine kontinuierliche. Auch der Versuch, die Vertiefung im Strahlrohr durch eine Abdeckung aus Kupferfolie zu einem Faraday-Käfig zu ergänzen, hatte nur geringen Erfolg. Es liegt die Vermutung nahe, daß der Hauptanteil der Störungen kapazitiv vom Strahlrohr in die

PIN-Diode eingekoppelt wird. Dazu betrachtet man die Diode als Platte eines Plattenkondensators zum Strahlrohr und erhält mit einem Abstand zum Strahlrohr von d=0.5 mm :

$$C = \frac{A}{d} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_L = 2.1 \mu F \tag{3.4.1}$$

ε_L : Dielektrizitätszahl der Luft
A : Diodenfläche

Nach Gl. (3.1.2) ist bereits ein Potentialunterschied von

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{E_0 e_0 d}{E_i A \varepsilon_0 \varepsilon_L} = 2.1 mV \tag{3.4.2}$$

ausreichend, um Messungen von Teilchenenergien kleiner als 100 keV zu erschweren bzw. unmöglich zu machen. Um diese kapazitive Kopplung zu unterbinden, wurden die Dioden in einen Faradayschen Käfig eingebaut, der auf dem Massepotential der Biasspannung lag und gegen das Strahlrohr isoliert montiert war. Die Amplituden der Störungen konnten durch diese Maßnahme um einen Faktor von mehr als 20 reduziert werden. Der Käfig besteht aus einem U-förmigen Aluminiumgehäuse, in das die Diode eingeschoben wird. Um den Energieverlust zwischen Target und Detektor zu minimieren, ist die Vorderseite mit einer aluminiumbedampften Mylarfolie überzogen. Die Dicke der Folie wurde über den Energieverlust von α-Teilchen bestimmt und beträgt 2-3 μm. Die leitende Seite der Folie zeigt zur Diode und ist mit Silberleitlack an das Gehäuse angeschlossen. Gleichzeitig bildet der Kunststoff die Isolation zum Strahlrohr.
Mit dem derart modifizierten Aufbau konnten die Störsignale auf Werte unter 100 keV reduziert werden, so daß für weitere Messungen an EDDA dieser Faradaykäfig standardmäßig verwendet wird.
Um zu testen, ob es sich bei den Spektren um Signale von Elektronen handelt, wurde zunächst ein Aufbau verwendet, bei dem 2 Dioden hintereinander in Koinzidenz bzw. Antikoinzidenz betrieben wurden. Entsprechend der praktischen Reichweite von Elektronen nach Gl. (2.2.11) werden durch die Diode Elektronen bis zu 540 keV unter Berücksichtigung des schrägen Durchtritts gestoppt. Durch die zusätzliche passive Massenbelegung (Aluminiumfenster, Trägerplatte der Diode) können auch höherenergetische Elektronen bis ca. 850 keV den Detektor nicht mehr passieren. Die vom Target gestreuten Protonen hingegen deponieren nur einen geringen Teil ihrer Energie in der ersten Diode und gelangen dann in die zweite Diode, wo ein weiteres Signal erzeugt wird (s. Tab. 3.3).

Material	**$d_\perp$ / $d_\angle$[mm]**	**Energieverlust [MeV]**
Aluminiumfenster	0.250 / 0.389	0.20
1. PIN-Diode	0.500 / 0.778	0.36
1. Träger (Pertinax)	1.000 / 1.556	0.38
2. PIN-Diode	0.500 / 0.778	0.36

Tab. 3.3 : Mittlerer Energieverlust von Protonen mit einer Startenergie von 750 MeV und schrägem Eintritt in das Fenster mit 40°
$d_\perp$, $d_\angle$: Materialstärke bei senkrechtem bzw. schrägem Eintritt

Man erhält also im Koinzidenzbetrieb Protonenspektren und im Antikoinzidenzbetrieb Elektronenspektren. Dabei wird vorausgesetzt, daß andere Teilchensorten keine Einträge in den Detektoren verursachen (geringe Energie und / oder große Masse) oder bzgl. der Protonen- und Elektronenzahl vernachlässigbar sind.
Abb. 3.12 zeigt die zu erwartenden Energieverluste in der Diode, getrennt nach Protonen und Elektronen, wie sie mit Hilfe von Simulationen ermittelt wurden [GRO94]. Das simulierte Elektronenspektrum zeigt wie erwartet einen niederenergetischen Ausläufer. Die Maxima der Spektren liegen beide bei rund 400 keV, so daß eine Teilchentrennung auf der Basis eines Energievergleichs nicht möglich ist. Die in den Simulationen angegebenen integralen Raten entsprechen nicht dem Verhältnis der erwarteten Zählraten für Protonen und Elektronen, sondern einer willkürlich vorgegebenen Zahl von simulierten Ereignissen. Für die Simulation wurden Elektronen mit Energien gemäß Gl. 2.2.6 angenommen. Kleinwinkelstreuung und Energieverluste im Target sind nicht berücksichtigt. Außerdem wurde nur das aktive Diodenvolumen ohne Randzoneneffekte angenommen.

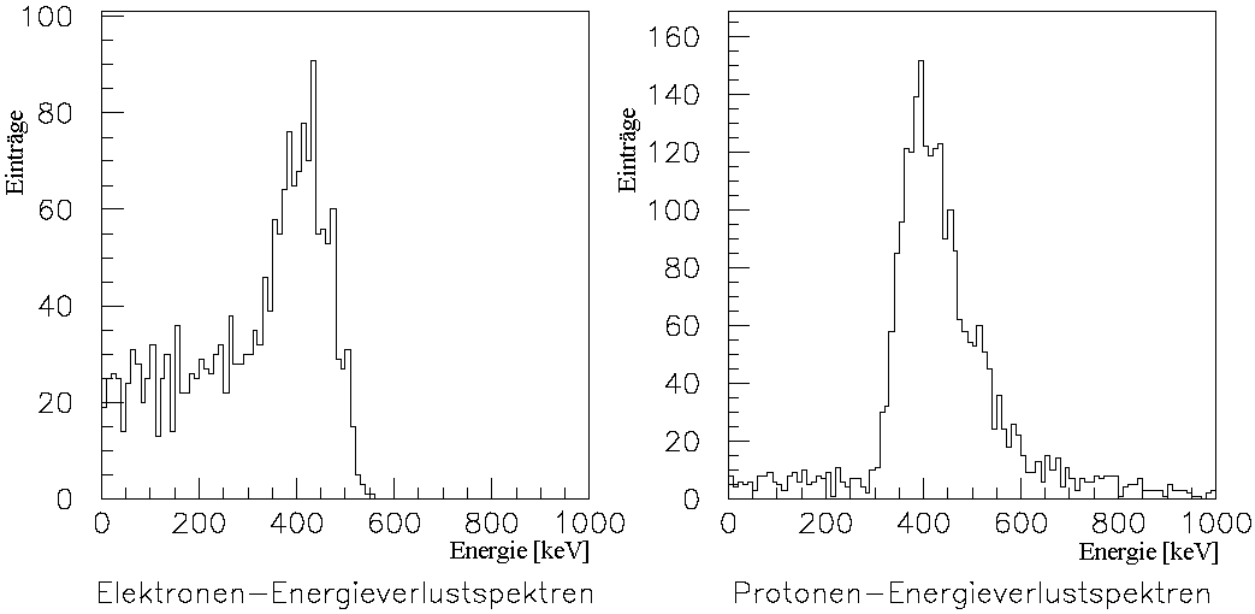

Abb. 3.12 : Simulierte Pulshöhenspektren in einer PIN-Diode bei einer Energie des einlaufenden Protons von 785 MeV [GRO94]

In Abb. 3.13 sind die Ergebnisse einer mit zwei hintereinander angeordneten Dioden durchgeführten Messung dargestellt. Soweit nicht anders angegeben, wurden alle Daten bei einem konstanten Protonenimpuls von 1200 MeV/c aufgenommen. Das obere Teilbild zeigt ein Spektrum, wie es von der ersten Diode ohne Koinzidenzbedingung aufgenommen wird. Da hier sowohl Elektronen als auch Protonen registriert werden, wird es nachfolgend als Summenspektrum bezeichnet. Für die Koinzidenz- und Antikoinzidenzspektren wurde eine Darstellung gewählt, die den Vergleich mit den simulierten Daten erleichtern soll.
Vergleicht man die Koinizidenz- mit der Antikoinzidenzmessung, so findet man zunächst einen recht ähnlichen Verlauf der ADC-Spektren. Das bedeutet, daß Protonen wie Elektronen etwa die gleiche Energie in der Diode deponieren, was auch den theoretischen Über-

legungen sowie der Simulation entspricht. Die gemessenen Spektren sind wenig differenziert und auch vom Rauschanstieg nur schwer abzutrennen. Die Gründe dafür werden später erläutert. Der Peak im Bereich des ADC-Kanals 700 (oberes Teilbild) ist ein mit dem Chargeterminator eingekoppeltes Pulsersignal und entspricht einer Energie von etwa 300 keV (vgl. Abschnitt 3.3.1). Die integralen Zählraten der Messung liegen um einen Faktor 10 auseinander. Dies entspricht dem in Kapitel 2 angegebenen erwarteten Verhältnis von Elektronen- zu Protonenzählrate. Durch die vergleichsweise geringe integrale Rate im Koinzidenzspektrum unterscheiden sich Summen- und Antikoinzidenzspektum nur wenig.

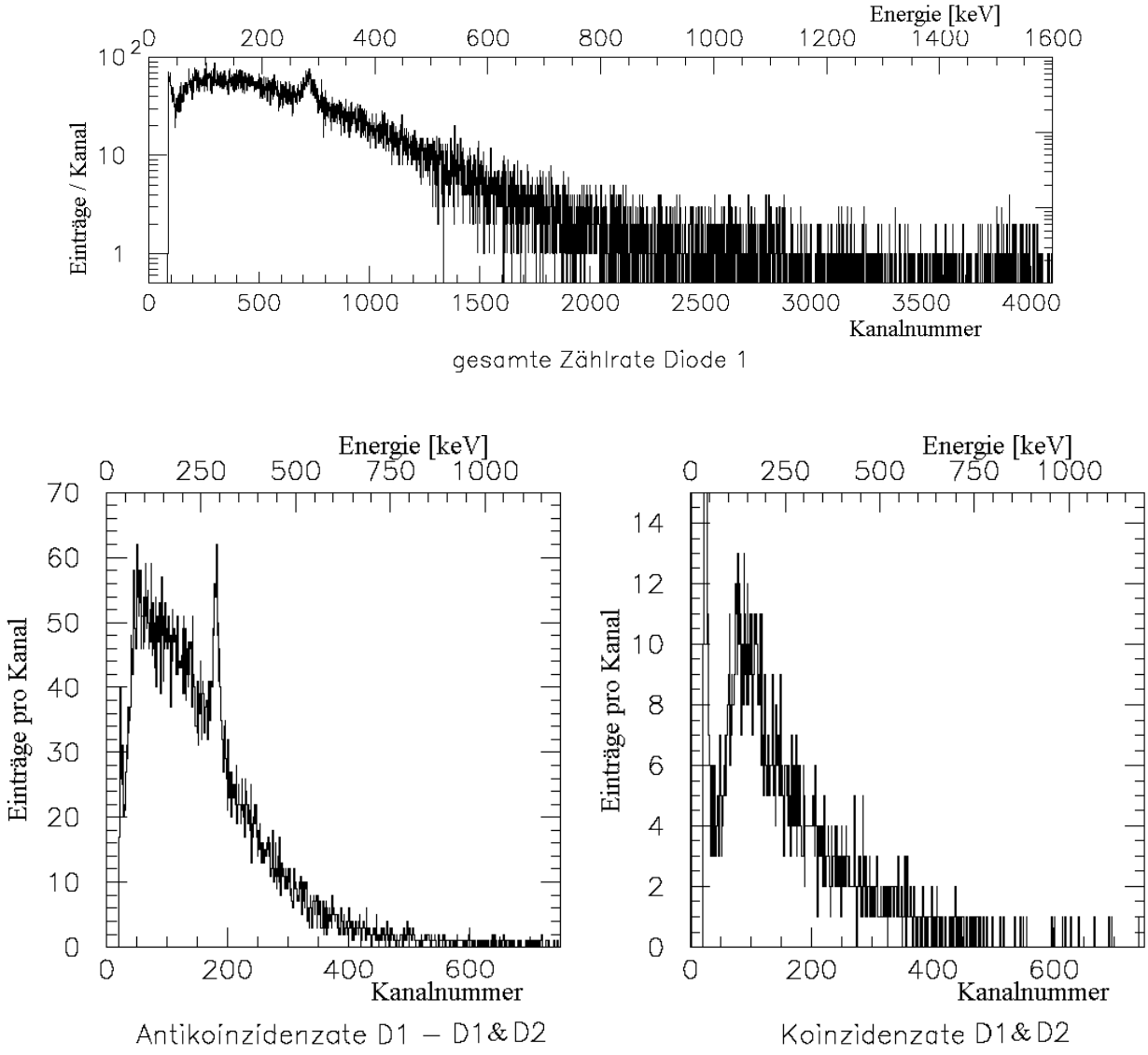

Abb. 3.13 : ADC-Spektren aus PIN-Dioden in Koinzidenz- und Antikoinzidenzbetrieb.
oben : Summenspektrum Einzeldiode (ohne Koinzidenzbedingung)
unten links : Koinzidenzspektrum
unten rechts : Differenzspektrum (Antikoinzidenz)

Vergleicht man den Verlauf der Spektren mit den vorliegenden Simulationen, so kann keine gute Übereinstimmung festgestellt werden. Die Überlagerung des Elektronen- und des

Protonenspektrums sollte ein deutliches Maximum bei etwa 400 keV zeigen. Tatsächlich befindet sich bezüglich des Kalibriersignals das Maximum unabhängig für die betrachtete Teilchenart deutlich unterhalb von 300 keV. Auch der Abfall der Kurven zu hohen Energien stimmt mit den Simulationen nicht überein. Im Summen- und Differenzspektrum gibt es viele Einträge bei Energien oberhalb von 1 MeV, die nicht durch Elektronen erklärt werden können. Deshalb stellt sich die Frage, ob meßtechnische Probleme die Form der aufgenommenen Spektren verfälschen.
Die beobachteten hohen Zählraten lassen Pile-up-Effekte vermuten. Um diese Vermutung zu erhärten, wurden die Daten in Abhängigkeit von der momentanen Strahlstromstärke ausgewertet. Abb. 3.14 zeigt ein Summenspektrum, wie es zu Beginn eines Miniruns[7] gemessen wird, im Vergleich zu entsprechenden Daten am Ende desselben Miniruns.

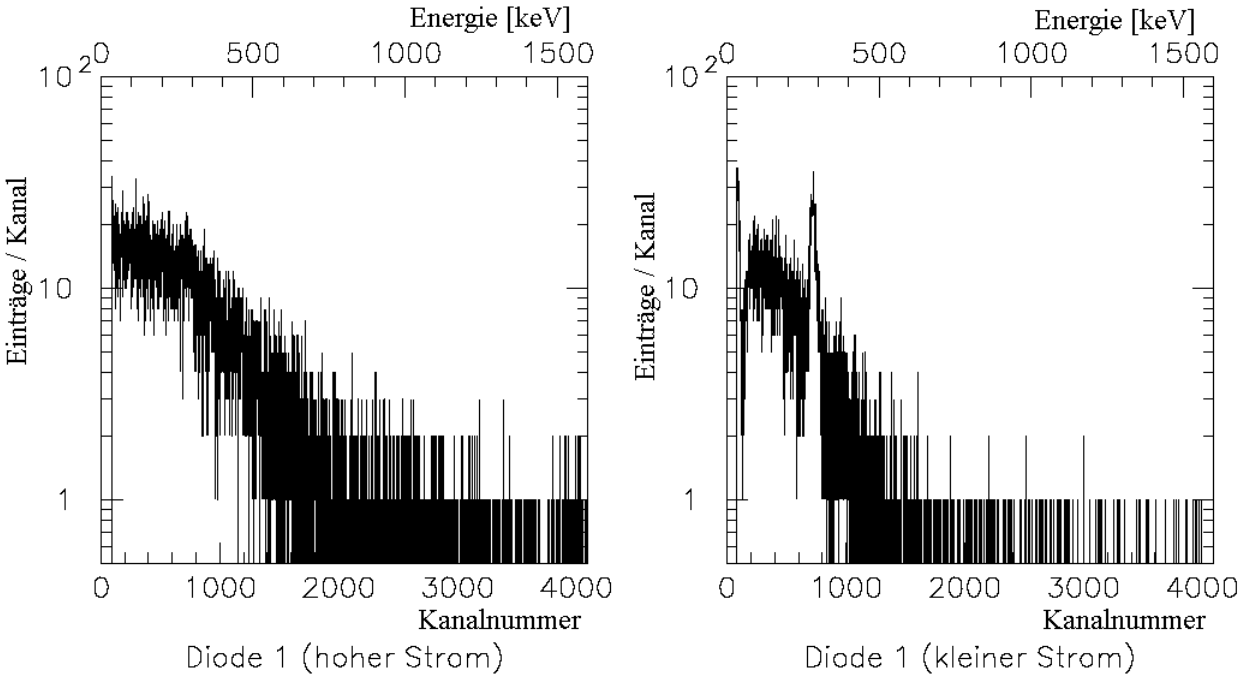

Abb. 3.14 : ADC-Spektren der PIN-Diode in Abhängigkeit von der Strahlstromstärke
links : Beginn des Miniruns, aktueller Strom > 2/3 I_{max}
rechts : Ende des Miniruns, aktueller Strom < 1/4 I_{max}

Es ist leicht erkennbar, daß mit kleiner werdendem Strahlstrom die Qualität der Spektren besser wird, da die Wahrscheinlichkeit für Pile-up Effekte entsprechend geringer ist. Erst im letzten Abschnitt des Miniruns ist es möglich, eine geeignete Schwelle für die Abtrennung des Rauschens zu setzen. (Der schmale Peak im rechten Teilbild ist das Referenzsignal des Pulsers). Wird zusätzlich nur das Differenzspektrum betrachtet, so verringert sich die Zahl der hochenergetischen Einträge in den Spektren weiter. Allerdings wird der Verlauf der simulierten Pulshöhenspektren immer noch nicht wiedergegeben. Hierzu bedarf es wohl einer drastischen Reduzierung der Targetdicke und / oder einer Reduzierung des Strahlstroms.

[7] Als Minirun soll im nachfolgenden ein Meßzyklus (beginnend mit dem Verfahren des Targets in den Strahl bis zur Rückkehr des Targets in die Ruheposition) bezeichnet werden.

Beide Maßnahmen sind auch im Hinblick auf die Zählrate im EDDA-Detektor erforderlich und inzwischen größtenteils realisiert. Sie sind insbesondere nötig, um ein ausgeprägtes Minimum zwischen Rauschen und Nutzsignal zu erzielen und um Diskriminatorschwellen entsprechend eindeutig setzen zu können. Bisher war dies nicht möglich. Die in den PIN-Dioden registrierten Zählraten sind deshalb als Luminositätssignal noch nicht hinreichend vertrauenswürdig.

3.5. Strahlenschäden an PIN-Dioden

Viele vorteilhafte Eigenschaften von Halbleiterdetektoren basieren auf der annähernd idealen Einkristallstruktur des Siliziums. Strahlenschäden sind hier in erster Linie Störungen im Gittergefüge. So können durch einlaufende Partikel z. B. Atome auf einen Zwischengitterplatz gehoben oder Versetzungen erzeugt werden. Dabei ist die Dichte der erzeugten Schäden bei schweren Partikeln größer als bei leichten. Allgemein können Schäden beliebiger Art als zusätzliche Haftstellen angesehen werden. Die maximal zulässige Konzentration für Störstellen liegt in der Größenordnung von 10^{10} cm^{-3}. Wird diese Konzentration überschritten, so summieren sich die Trapping-Zeiten der Ladungsträger nach Gl. (3.1.4) bis zum Verlassen der Diode so weit, daß Ladung für den Einzelpuls verloren geht. Außerdem wird durch das Trapping die Rekombinationswahrscheinlichkeit erhöht, so daß in der Summe mit einer Verschlechterung der Auflösung durch zu niederenergetische Pulse zu rechnen ist.
Meßgrößen zur Erfassung der Strahlenschäden sind nach [DAB91] z.B. der Dunkelstrom und die Diodenkapazität bei konstanter Sperrspannung sowie das Rauschen innerhalb eines bestimmten Frequenzbereichs. Das Rauschband ist dabei allerdings nur eine redundante Aussage, da Dunkelstrom und Kapazität die Auflösung bzw. das Rauschen beeinflussen (vgl. Anh. C). Eigene Messungen zeigten ebenfalls eine deutliche Abhängigkeit der Auflösung (und damit des Rauschbandes) von der Strahlenbelastung der Diode. So war bei einer Diode (eigene Kennzeichnung S1) nach mehrwöchigem Betrieb an COSY eine Auflösung wie im Neuzustand selbst bei Erhöhung der Biasspannung bis auf Maximalwerte um 150 V (statt 30 V bei der Vergleichsmessung) nicht mehr erreichbar. Außerdem zeigte sich bei Spannungen oberhalb von 130 V eine unruhige Nullinie, was auf beginnende Mikrodurchbrüche hinweist. Wegen der zu geringen Auflösung der Stromanzeige im Bias-Netzteil wurde bislang der Dunkelstrom nicht ausgewertet.
Als Richtwerte für Strahlenschäden werden recht unterschiedliche Zahlen und Testverfahren genannt. In Tab. 3.3 sind einige Daten aus verschiedenen Quellen zusammengestellt.

Eine genaue Rekonstruktion der Strahlenbelastung der Diode S1 ist nicht möglich, da hierzu alle COSY-Betriebsdaten am TP2 im Zeitraum vom mehrern Wochen bekannt sein müßten. Einen Anhaltspunkt kann aber eine grobe Abschätzung liefern, die auf folgenden Annahmen basiert :

- Vernachlässigt werden alle Betriebszeiten von COSY außerhalb der EDDA-Strahlzeiten, da in dieser Zeit keine Streuung von Protonen am Target stattfand.
- Relevant sind danach 15 Tage Strahlzeit, von denen 5 im Schichtbetrieb (24 h) und der Rest mit je ca. 15 h genutzt wurden.

- Die mittlere Wiederholrate der Miniruns lag bei ca. 10 s, daraus ergeben sich für die Strahlzeiten insgesamt maximal ca. 10^6 Miniruns.
- Die mittlere Ringfüllung betrug ca. 10^8 Protonen mit 1200 MeV/c, die effektive Anfangsluminosität betrug für Elektronen ca. $18 \cdot 10^{31}$ $cm^{-2}s^{-1}$, für Nukleonen $32 \cdot 10^{31}$ $cm^{-2}s^{-1}$ (Durchmesser des CH_2-Targets war 14 μm).
- Es werden nur Elektronen und Protonen unabhängig von ihrer Eintrittsenergie in den Detektor berücksichtigt, Massenbelegungen vor dem Detektor sind vernachlässigt.
- Der Wirkungsquerschnitt im Bereich der PIN-Dioden sei für Elektronen $\sigma_e \approx 400$ mb und für Protonen $\sigma_p \approx 40$ mb.
- Die mittlere Lebensdauer des Strahls betrug τ=50-100 ms.

In dem Raumwinkel, der durch eine PIN-Diode definiert wird (4.7 msr bei θ=40°, vgl. Abschnitt 2.2.2) erhält man damit ca. 25000 Elektronen und 4500 Protonen pro Minirun. Über die gesamte betrachtete Strahlzeit führt dies zu einer Strahlenbelastung von $25 \cdot 10^9$ Elektronen sowie $4.5 \cdot 10^9$ Protonen pro cm^2. Die Zahl der Elektronen liegt weit unter den Werten, die in der Literatur als relevant für Strahlenschäden angegeben sind. Die abgeschätzte Protonenrate liegt aber nur unwesentlich unter dem Wert, den Ortec [ORT91] angibt. Somit könnte die beobachtete Verringerung der Auflösung auf Schäden durch Protonen zurückgeführt werden.
Berücksichtigt man, daß in Zukunft mit einem dünneren Target und eventuell auch einer geringeren Ringfüllung gearbeitet werden soll, so kann die Strahlenbelastung noch nach unten korrigiert werden. Dadurch erhöht sich die Standzeit der Dioden, für eine genaue Prognose sind die obigen Abschätzungen aber nicht ausreichend.
Auf Grund dieser Überlegungen und der bisher gemachten Erfahrungen wurde für den EDDA-Detektor ein Wechselmechanismus geschaffen, der ohne Demontage der übrigen Komponenten einen Austausch der Dioden inklusive Abschirmung ermöglicht und sich dabei möglichst homogen in die Massenbelegung unter der Innenlage integriert.

Quelle	Testverfahren	Mindestdosis
[ORT91]	erhöhter Dunkelstrom (?)	10^{13} Elektronen/cm^2
	Rauschanstieg (?)	10^{10} Protonen/cm^2
		10^9 α-Teilchen/cm^2
[DAB91]	Kapazität + 10%	$1\text{-}2 \cdot 10^{12}$ Neutronen/cm^2
[HAM92]	erhöhter Dunkelstrom (?)	$2.5 \cdot 10^{13}$ Neutronen/cm^2
[SIE93a]	Dunkelstrom ·10 bei U_B=10V	$3 \cdot 10^8$ α-Teilchen/cm^2
	Dunkelstrom ·100 bei U_B=10V	$3 \cdot 10^9$ α-Teilchen/cm^2
	Dunkelstrom ·1000 bei U_B=10V	$5 \cdot 10^{10}$ α-Teilchen/cm^2
[EGI93]	Auflösung - 10%	10^7 schwere Partikel/cm^2
[EYR93]	verringerte Auflösung (?)	$5 \cdot 10^{13}$ Elektronen/cm^2

Tab. 3.3 : Testverfahren und Dosisangaben für Strahlenschäden an PIN-Dioden
Der Hinweis (?) beim Testverfahren bedeutet, daß hier keine konkreten Zahlenwerte angegeben wurden.