

Experimentelle Untersuchungen
zur Entwicklung
eines 2π -Spaltfragmentdetektors

Diplomarbeit

von

Armin Kleinböhl

Institut für Kernphysik
der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Dezember 1998

"All systems are polyhedra."

R. Buckminster Fuller

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Spaltprozesse	4
2.2	Detektorrelevante Grundlagen	7
2.2.1	Energieverlust in Materie	7
2.2.2	Funktionsweise einer Ionisationskammer	10
2.2.3	Funktionsweise eines Silizium-Halbleiterdetektors	15
3	Experiment mit spontaner Spaltung von $^{250,252}\text{Cf}$	19
3.1	Experimentaufbau	19
3.2	Durchführung	24
3.3	Auswertung	25
4	Entwicklung und Aufbau eines neuen Detektors	35
4.1	Tests von PIN-Dioden als Detektoren für Spaltfragmentenergien	35
4.2	Studien zur Verwendung von Gitterelektroden	38
5	Experiment mit der Reaktion $^{238}\text{U}(p,f)$	51
5.1	Experimentaufbau	51
5.2	Durchführung	56
5.3	Auswertung	56
5.3.1	Theoretische Beschreibung der gemessenen Daten	56
5.3.2	Abschätzung des Wirkungsquerschnittes für die Reaktion $^{238}\text{U}(p,f)$	61
5.3.3	Auswertung des γ -Spektrums	63
6	Entwicklungsvorschlag für einen 2π-Detektor	69
7	Zusammenfassung	82

Literatur

1 Einführung

Ein bedeutender Zweig aktueller Kernstrukturforschung befaßt sich mit der Untersuchung von Atomkernen, die weitab vom Stabilitätstal liegen. Insbesondere auf der Seite der neutronenreichen Kerne gibt es Bereiche in der Nuklidkarte, die bislang nur unzureichend erforscht wurden. Ein Zugang zu diesen Kernen besteht in der spontanen oder teilcheninduzierten Spaltung von Aktiniden. Die dabei entstehenden Spaltfragmente sind neutronenreich und werden in meist hochangeregten Zuständen erzeugt. Spektroskopie der beim γ -Zerfall dieser Kerne emittierten Strahlung gibt Aufschluß über ihre Struktur. Abbildung 1 zeigt den Bereich, in dem Kerne durch die spontane Spaltung von ^{252}Cf populiert werden, und die relative Häufigkeit, mit der dies geschieht.

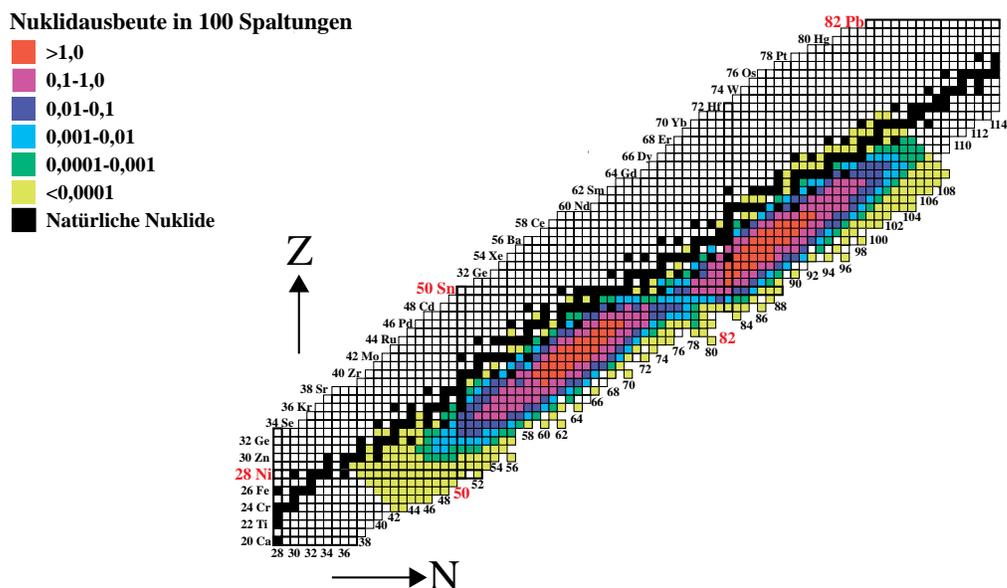


Abbildung 1: Ausschnitt aus der Nuklidkarte. Nuklide, die durch die Spaltung von ^{252}Cf bevölkert werden, sind farbig hervorgehoben. Modifiziert aus [GUEC98].

Die ersten breiter angelegten Studien von promptem γ -Zerfall nach spontaner Spaltung wurden 1970 von Cheifetz et al. [CJTW70, WTJC70] durchgeführt. In diesen Arbeiten wurden verschiedene Rotationsbanden neutronenreicher Kerne bis zu Drehimpulsen von $8 \hbar$ identifiziert und Anzeichen für eine Region deformierter Kerne in der Umgebung von $Z=40$, $N=62$ gefunden.

Die Möglichkeit der Nutzung großer γ -Spektrometerarrays gab 1986 Anstoß zu neuen Messungen dieser Art. Phillips et al. [PAE⁺86, PAE⁺88] führten mit einer ^{252}Cf -Quelle Messungen von γ - γ -Koinzidenzen mit Hilfe von 7 Compton-unterdrückten Germanium-Detektoren und einem Detektor für niederenergetische Photonen (LEPS) durch. Man erhielt unter anderem Aufschluß

über die Existenz von statischer Oktupoldeformation in einer Region von Kernen um $Z=56$ und $N=88$.

In den letzten Jahren sind umfangreiche Messungen durchgeführt worden, unter anderem mit ^{252}Cf , ^{248}Cm - und ^{242}Pu -Quellen an den Ge-Detektorarrays Gammasphere [Lee92], EUROGAM [Bec92] und EUROBALL [GL92], wobei γ - γ -, Röntgen- γ - γ - und γ - γ - γ -Koinzidenzen aufgenommen wurden. Dabei konnte eine Fülle neuer Erkenntnisse über neutronenreiche Kerne der Elemente Sr bis Sm mit Drehimpulsen von bis zu $20 \hbar$ gewonnen werden. Auch relative Isotopausbeuten und Neutronenmultiplizitäten konnten bestimmt werden, woraus sich wichtige Informationen über den Spaltprozess extrahieren ließen. Viele Ergebnisse dieser aktuellen Messungen wurden von Hamilton et al. in [HRZ⁺95] zusammengefaßt.

Die besonders interessierenden, sehr exotischen Kerne werden im Spaltprozeß nur in geringem Umfang populiert. Um sie spektroskopisch untersuchen zu können, ist daher eine hohe Kanalselektivität zur Unterdrückung der dominanten Populationskanäle erforderlich. Bei den angeführten Ge-Detektorarrays wird diese Selektivität durch Koinzidenzen von drei oder mehr γ -Quanten erreicht. Nachteil dieses Verfahrens ist, daß nur der Bruchteil der exotischen Kerne, der mit hohem Drehimpuls populiert wird, nennenswert beiträgt, und daß die verbleibende Spektrumsintensität mit jeder Koinzidenzstufe um ca. eine Größenordnung abnimmt. Daher erfordert die Fortführung solcher Experimente eine andere Methode der Spaltfragmentselektion. Mit Hilfe von Silizium-Halbleiterdetektoren oder Gasionisationskammern ist es möglich, die kinetischen Energien beider Spaltfragmente aus einer auf eine dünne Folie aufgebrachten Spaltquelle zu messen und daraus die Massen der Fragmente zu berechnen. Dieser Ansatz wurde mit der Entwicklung des SAPHIR-Detektors von Theisen et al. [TGH⁺97] realisiert. Hierbei handelt es sich um ein Array aus Solarzellen, das eine solche Messung in einem Raumwinkel von annähernd 4π ermöglichen soll. Andere Experimente mit Hilfe einer Doppelionisationskammer [Kle95] sind bei der GSI in Vorbereitung [Wol]. Da bei dieser Technik die γ -Quanten von Spaltfragmenten im Flug emittiert werden, ist eine Dopplerkorrektur der aufgenommenen γ -Spektren notwendig.

Die Messung der kinetischen Energie eines Spaltfragments allein reicht nicht zur Massenbestimmung aus, da bei spontaner Spaltung, beispielsweise von ^{252}Cf , die Streubreite der kinetischen Energie verschiedener Fragmente einer bestimmten Masse bis zu 15 MeV betragen kann [SNW66]. Um die Fragmentmasse bestimmen zu können, ist in diesem Fall auch eine Flugzeitmessung erforderlich. Ein solcher Ansatz ist von Pearson et al. mit dem in [PVPD95] beschriebenen Spektrometer, das einen Raumwinkel von $35,2 \text{ msr}$ abdeckt, realisiert worden. Der Vorteil einer solchen „einarmigen“ Messung ist, daß das zweite Spaltfragment, wenn die Spaltquelle auf einer soliden Metallplatte aufgebracht ist, innerhalb von ungefähr einer Pikosekunde gestoppt wird, so daß es seine γ -Strahlung in Ruhe abgibt [PVPD95]. Die γ -Linien dieser Fragmente sind im Spektrum somit weder Dopplerverschoben noch verbreitert.

In dieser Arbeit soll eine andere Möglichkeit eines „einarmigen“ Experiments untersucht werden. Mit Hilfe der Messung des Energieverlustes (ΔE) sowie der Restenergie (E_r) eines Spaltfragments soll versucht werden, dessen Kernladungszahl zu bestimmen. Messungen dieser Art sind von Barette et al. [BBMG75] mit Ionen aus einem Schwerionenbeschleuniger sowie von Siegert et al. [SWG⁺74] und Sistemich et al. [SAB⁺76] mit massen- und energieseptierten Spaltfragmenten durchgeführt worden. Dabei wurden jedoch keine γ -spektroskopischen Methoden eingesetzt. Die Ergebnisse der Spaltfragmentexperimente wurden von Armbruster et al. in [ASB⁺76] zusammengefaßt.

Im folgenden ist ein Testexperiment mit einem bestehenden ΔE - E_r -Teleskop [Goh94] in Koinzidenz

mit promptem γ -Zerfall nach spontaner Spaltung durchgeführt worden. Das Teleskop bestand aus einer Ionisationskammer zur Messung des Energieverlustes, die ein elektrisches Feld senkrecht zur mittleren Spaltfragmenttrajektorie besaß, sowie einem ionenimplantierten Si-Halbleiterdetektor zur Messung der Restenergie. Es deckte nur einen sehr kleinen Raumwinkel ab.

Ein für Koinzidenzmessungen mit γ -Detektoren optimiertes ΔE - E_r -Spektrometer sollte einen Raumwinkel abdecken, der möglichst nahe an 2π ist, um möglichst viele der von der Quelle emittierten Spaltfragmente nutzen zu können. Eine Ionisationskammer mit einem elektrischen Feld, das parallel zur mittleren Spaltfragmenttrajektorie gerichtet ist, stellt einen Ansatz zur Realisierung eines solchen Konzepts dar, da sich eine solche Feldgeometrie leichter auf einen großen Raumwinkel erweitern läßt. Bei einer Ionisationskammer dieser Art ist die ausschließliche Verwendung von Gitterelektroden notwendig, um eine Transmission der Spaltfragmente mit möglichst geringem Energieverlust zu gewährleisten. Darüber hinaus liegt es nahe, den ionenimplantierten Si-Halbleiterdetektor durch einen weniger kostenintensiven Detektor zu ersetzen.

Auf der Basis dieser Ansätze ist ein Prototyp konstruiert, gebaut und mit einem Experiment getestet worden. Bei dem Experiment wurde protoninduzierte Spaltung als Quelle neutronenreicher Kerne benutzt, um Spaltfragment- γ -Koinzidenzen zu messen. Abschließend wird in dieser Arbeit eine Möglichkeit der Realisierung eines 2π -Spaltfragmentdetektors anhand der Geometrie des Detektorsystems EUROSIB [dAP⁺96] diskutiert.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Spaltprozesse

Da die Spaltung von Atomkernen in dieser Arbeit nur Mittel zum Zweck der Produktion neutronenreicher Kerne ist, soll auf den Spaltprozeß nur in Kürze eingegangen werden. Der der Spaltung zugrunde liegende Mechanismus wurde bereits von Bohr und Wheeler 1939 anhand des Modells des elektrisch geladenen Flüssigkeitstropfens beschrieben [BW39]. Die Grundzustandsenergie eines Kerns ist demnach durch die semiempirische Formel

$$E = E_{vol} + E_{surf} + E_{coul} + E_{asym} + E_{pair} = c_1 A - c_2 A^{\frac{2}{3}} - c_3 Z^2 A^{-\frac{1}{3}} - c_4 \frac{(Z - \frac{A}{2})^2}{A} \pm \delta \quad (1)$$

gegeben [MK92]. Da der Kernradius proportional zu der dritten Wurzel der Nukleonenzahl A ist, wird der erste Term als Volumenenergie des Kerns bezeichnet, die frei wird, wenn die Nukleonen sich zum Kern vereinigen. Der zweite Term beschreibt die Oberflächenenergie. Er verringert den Volumenenergiebeitrag, da Nukleonen an der Oberfläche weniger Bindungspartner besitzen als im Innern des Kerns. Der dritte Term beschreibt die Energieverringerung durch Coulomb-Abstoßung der Protonen im Kern. Er ist daher dem Quadrat der Kernladungszahl Z und dem Kehrwert des Kernradius proportional. Der vierte Term ist ein Korrekturterm, der die Differenz zwischen Protonen- und Neutronenzahl unter Zuhilfenahme des Fermi-Gas-Modells berücksichtigt. Der fünfte Term schließlich beschreibt den quantenmechanischen Effekt der Paarungsenergie, die für gg-Kerne addiert bzw. für uu-Kerne subtrahiert werden muß. Dabei gilt näherungsweise die empirische Beziehung $\delta \approx c_5 A^{-\frac{1}{2}}$.

Es kann nun gezeigt werden, daß ein sphärischer Flüssigkeitstropfen stabil gegen kleine Störungen ist, wenn das Verhältnis der Coulomb-Energie zur zweifachen Oberflächenenergie kleiner als eins ist [VH73]. In Analogie zu Bohr und Wheeler definiert man daher den Spaltparameter X als

$$X = \frac{E_{coul}}{2E_{surf}} = \frac{c_3 Z^2}{2c_2 A}. \quad (2)$$

Für $X > 1$ bedeutet dies, daß der Tropfen nicht stabil gegenüber einer spontanen Teilung ist. Spaltparameter von Kernen aus der Gruppe der Aktiniden liegen üblicherweise im Bereich $0,7 \lesssim X \lesssim 0,8$.

Zur Beschreibung der Form eines solchen Flüssigkeitstropfens hat sich die Entwicklung nach Legendre-Polynomen als angemessen erwiesen [VH73]. Damit gilt für den Tropfenradius R bei axialsymmetrischer Deformation in Abhängigkeit vom Winkel θ des Radiusvektors

$$R(\theta) = \frac{R_0}{\lambda} \left(1 + \sum_{n=1} \beta_n P_n(\cos \theta) \right). \quad (3)$$

λ ist hierbei lediglich ein Skalierungsparameter, der das Tropfenvolumen gleich dem Volumen einer Kugel des Radius R_0 hält. Die β_n stellen die Koeffizienten der Legendre-Polynomentwicklung dar. Bei der Beschreibung der Kerndeformation sind im wesentlichen die Quadrupol- und Hexadekupolkoeffizienten (β_2 und β_4) zu berücksichtigen. Abbildung 2 (oben) zeigt ein typisches Potentialgebirge in

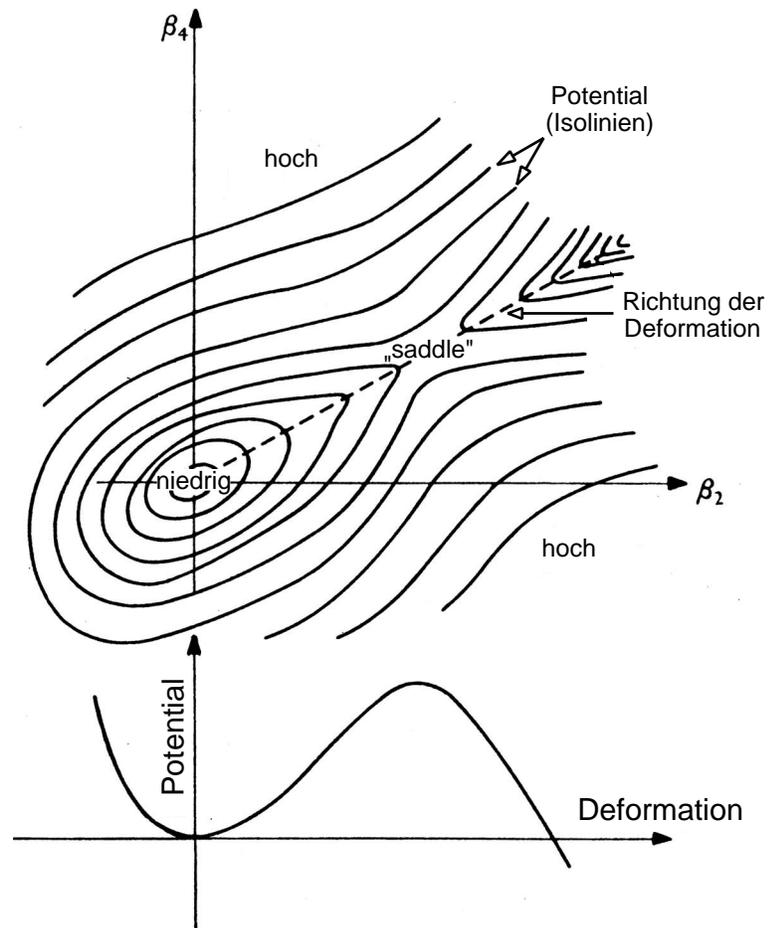


Abbildung 2: Typisches Potentialgebirge eines Kerns in Abhängigkeit von den Deformationskoeffizienten β_2 und β_4 (oben) und Potentialverlauf entlang der gestrichelten Linie im oberen Diagramm (unten). Modifiziert aus [BL80].

Abhängigkeit dieser Deformationskoeffizienten, welches durch Betrachtung der Tropfenoberflächen- und -Coulomb-Energie gewonnen werden kann. Der energetisch günstigste, zu einer Spaltung führende Weg ist durch die gestrichelte Linie angedeutet. Der Potentialverlauf entlang dieser Linie ist in dem Diagramm in Abbildung 2 (unten) dargestellt. Man erkennt eine Potentialbarriere, die überwunden werden muß, um eine Spaltung des Kerns zu erreichen. Der mit „saddle“ gekennzeichnete Punkt in Abbildung 2 (oben) trägt diese literaturübliche Bezeichnung aufgrund der Sattelform des Potentialgebirges in seiner Umgebung. Seine Position entspricht der des relativen Maximums in Abbildung 2 (unten). In einfachen Betrachtungen kann der Verlauf dieser Spaltbarriere durch das umgekehrte Potential eines harmonischen Oszillators approximiert werden [VJW66]. Detailliertere Beschreibungen müssen auch Einflüsse wie Schaleneffekte im Atomkern berücksichtigen, was zu komplizierteren Spaltbarriereformen führt, oft mit zwei Maxima im Potentialverlauf [Str67, BL80].

Zwei Vorgänge können das Überwinden der Spaltbarriere bewirken. Zum einen kann der Kern durch eine Reaktion in einen Zustand gehoben werden, der energetisch höher liegt als die Spaltbarriere, zum anderen kann der Potentialwall durchtunnelt werden. Der zweite Effekt tritt bei spontaner Spaltung auf. Die Transmissionswahrscheinlichkeit ist dabei empfindlich von der Höhe wie auch von der Breite der Spaltbarriere abhängig. Daher spielt spontane Spaltung erst im Bereich der schweren Aktiniden eine nennenswerte Rolle beim radioaktiven Zerfall, für leichtere Kerne ist sie sehr unwahrscheinlich. Bei dem mit Hilfe von spontaner Spaltung durchgeführten Experiment wurde im wesentlichen die Spaltung von ^{252}Cf ausgenutzt. Die Höhe der Spaltbarriere beträgt bei diesem Isotop rund 5,30 MeV [DVS82]. Es zerfällt zu ca. 96,9% durch α -Zerfall und zu ca. 3,1% durch spontane Spaltung [FS96].

Beim Prozeß der protoninduzierten Spaltung von ^{238}U , die ebenfalls zur Produktion neutronenreicher Kerne benutzt wurde, kann von einer Compoundkernreaktion ausgegangen werden, die einen ^{239}Np -Kern mit einer Anregungsenergie jenseits der Spaltbarriere erzeugt. Messungen von Baba et al. [BUB71] zeigen, daß direkte Reaktionen, die zu einer Spaltung führen, im wesentlichen im Bereich von $\gtrsim 45$ MeV Einschußenergie zu berücksichtigen sind. Für die Spaltbarriere von ^{239}Np wird von Viola und Wilkins [VJW66] ein theoretischer Wert von 5,553 MeV angegeben, Boyce et al. [BHB⁺74] geben einen experimentellen Wert von ca. 5,30 MeV an.

Bei spontaner Spaltung von ^{252}Cf ist die Massenverteilung der Spaltfragmente stark asymmetrisch mit Maxima in der Umgebung von $A \approx 100$ und $A \approx 140$. Dies ist auch bei protoninduzierter Spaltung von ^{238}U der Fall, zumindest bei niedrigen Einschußenergien [BUB71]. Die kinetischen Energien der Produkte aus spontaner Spaltung von ^{252}Cf liegen bei ca. 104 MeV für die leichte Fragmentgruppe und ca. 80 MeV für die schwere Fragmentgruppe [HFB73]. Bei protoninduzierter Spaltung von ^{238}U betragen diese Werte ungefähr 90 bzw. 65 MeV [CMF63]. Genaue Verteilungen der Massen- und Kernladungszahl der Spaltprodukte aus spontaner Spaltung von ^{252}Cf sind von Wahl in [Wah88] zusammengestellt worden. Für protoninduzierte Spaltung von ^{238}U sind solche Verteilungen von Yokohama et al. [YTN⁺96] sowie von Baba et al. [BUB71, BYT⁺96] bei verschiedenen Anregungsenergien gemessen worden.

2.2 Detektorrelevante Grundlagen

2.2.1 Energieverlust in Materie

Da die Bestimmung der Kernladungszahl eines Spaltfragments mit Hilfe einer Messung des Energieverlustes des Spaltfragments in einem Gas realisiert werden soll, wird im folgenden Abschnitt kurz auf die Ansätze der theoretischen Beschreibung des Energieverlustes schwerer Ionen in Materie eingegangen. Der spezifische Energieverlust (Stopping Power) eines Ions in einem Targetmaterial ist definiert durch

$$\frac{dE}{dx} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta x}, \quad (4)$$

wobei ΔE der mittlere Energieverlust ist, den das Ion beim Durchfliegen eines Targets der Dicke Δx erfährt. Im folgenden ist Z_1 die Kernladungszahl des Projektils, Z_2 die Kernladungszahl des Targetkerns und $S = -\frac{dE}{dx}$.

Bei hohen Geschwindigkeiten verliert das Ion im wesentlichen aufgrund von inelastischen Zusammenstößen mit Elektronen des Targetmaterials Energie, weshalb dieser Vorgang auch als elektronischer Energieverlust bezeichnet wird. Der elektronische Energieverlust in Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit hat ein Maximum (Bragg-Maximum) in der Größenordnung von $Z_1^{\frac{2}{3}} v_0$ [LSS63], wobei $v_0 = \frac{e^2}{\hbar} \approx 2,19 \cdot 10^6 \frac{m}{s}$ die Bohrsche Geschwindigkeit ist. Bei niedrigeren Geschwindigkeiten gewinnt der Vorgang von elastischen Zusammenstößen mit Atomen des Targetmaterials an Bedeutung. Da der übertragene Impuls im wesentlichen vom Kern des Targetatoms übernommen wird, wird dies als nuklearer Energieverlust bezeichnet. Inelastische Zusammenstöße mit Atomkernen können bei Energieverlustbetrachtungen vernachlässigt werden [Ahl80]. Die Prozesse des elektronischen und nuklearen Energieverlustes können in erster Näherung als unkorreliert betrachtet werden. Dann läßt sich der gesamte Energieverlust als die Summe des elektronischen und des nuklearen Energieverlustes schreiben:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_e + \left(\frac{dE}{dx} \right)_n. \quad (5)$$

Geht man von einer Ionengeschwindigkeit aus, bei der die Ionen beim Durchgang durch Materie voll gestrippt sind ($v \gg Z_1^{\frac{2}{3}} v_0$), so wird der Energieverlust sehr gut durch die Bethe-Formel beschrieben. Sie resultiert aus einer quantenmechanischen Betrachtung in der ersten Bornschen Näherung und lautet in ihrer relativistischen Formulierung [Fan63]

$$S_e = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} N Z_2 \left(\ln \frac{2mv^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right). \quad (6)$$

Hierbei ist N die Teilchenzahldichte der Atome im Targetmaterial, m die Elektronenmasse, e die Elementarladung, v die Projektilgeschwindigkeit und I das mittlere Ionisationspotential eines Targetelektrons. In den relativistischen Korrekturtermen ist β der Quotient aus Projektil- und Lichtgeschwindigkeit. Fano [Fan63] führt weiterhin jeweils einen Korrekturterm für Schalen- sowie für Dichteeffekte ein. Eine noch bessere Beschreibung erhält man durch weitere Korrekturterme [Ahl82].

Bei niedrigeren Geschwindigkeiten ($v \approx Z_1^{\frac{2}{3}} v_0$) wird die Beschreibung des Energieverlustes komplizierter, da nun Elektroneneinfang- und -verlustprozesse möglich sind, die zu einer statistisch fluktuierenden Ladung des Projektils führen. Als Projektilladung kann daher nicht mehr die Kernladung angesetzt werden, vielmehr dominieren die Umladungsprozesse in der Atomhülle die Projektilladung. Bei einer ausreichenden Anzahl von Umladungsstößen bildet sich eine Gleichgewichtsprojektilladung aus, die vom Eingangsladungszustand unabhängig ist und sich bei zunehmender Targetdicke nur geringfügig ändert.

Eine abgeschlossene theoretische Beschreibung des spezifischen Energieverlustes in diesem Energiebereich gibt es bis heute nicht. Daher stützt man sich auf semiempirische Beziehungen, die im wesentlichen auf dem Konzept eines effektiven Ladungszustands q_{eff} basieren, den ein Projektil beim Durchgang durch Materie annimmt. q_{eff} stimmt nach Betz [Bet72] näherungsweise mit dem mittleren Ladungszustand eines Projektils nach Durchgang durch ein Gas überein. Daher geht man bei der Bestimmung von q_{eff} meist von semiempirischen Gleichungen der Form

$$q_{eff} = Z_1 \left(1 - a \cdot \exp \left(-\frac{v}{Z_1^b v_0} \right) \right) \quad (7)$$

aus [BM72], wobei a und b Parameter sind, die an experimentelle Ergebnisse angepaßt werden. Der spezifische Energieverlust eines Schwerions wird dann berechnet, indem der Energieverlust eines Protons der gleichen Geschwindigkeit mit dem Quadrat von q_{eff} bei dieser Geschwindigkeit skaliert wird [Bet72]:

$$S_{Z_1}(v) = q_{eff}^2(v) \cdot S_p(v). \quad (8)$$

Vergleichbare Ansätze liegen auch den Energieverlusttabellen von Northcliffe und Schilling [NS70] zugrunde. Oszillationen des spezifischen Energieverlustes aufgrund von Schaleneffekten im Atomaufbau, die sowohl in Abhängigkeit von Z_1 bei konstantem Z_2 , wie auch in Abhängigkeit von Z_2 bei konstantem Z_1 gefunden werden [FHS66, CP69], sind in dieser Betrachtung nicht enthalten. Dennoch haben sich die Daten von Northcliffe und Schilling bei vielen Experimenten bewährt und auch neuere Tabellen von Ziegler [Zie80] bringen keine repräsentative Verbesserung [Gei82]. Abbildung 3 zeigt Kurven des spezifischen Energieverlustes in Abhängigkeit von der Energie für verschiedene neutronenreiche Schwerionen in Kohlenstoff (links) und in Wasserstoff (rechts). Man erkennt die Positionen des Bragg-Maximums für verschiedene Ionen und Targetmaterialien. Auffällig ist, daß sich die spezifischen Energieverluste verschiedener Ionen für Energien oberhalb des Bragg-Maximums deutlich unterscheiden, während diese Unterschiede unterhalb des Bragg-Maximums marginal werden. Dies bedeutet, daß eine Messung des Energieverlustes mit dem Ziel der Bestimmung der Kernladungszahl eines Schwerions im Bragg-Maximum bzw. oberhalb des Bragg-Maximums stattfinden muß. Vergleicht man Abbildung 3 mit den in Kapitel 2.1 angegebenen Spaltfragmentenergien, so fällt auf, daß dies für leichte Spaltfragmente wie Yttrium oder Technetium gut erfüllt ist, schwere Spaltfragmente wie Jod oder Cäsium aber bereits unterhalb ihres Bragg-Maximums liegen. Dies deutet darauf hin, daß es schwierig sein wird, für diese Fragmente eine Auflösung nach der Kernladungszahl zu erreichen.

Bei Geschwindigkeiten unterhalb des Bragg-Maximums ($v < Z_1^{\frac{2}{3}} v_0$) wird der Energieverlust proportional zur Geschwindigkeit des Projektils. Lindhard und Scharff [LS61] leiten auf der Grundlage des Thomas-Fermi-Atommodells die Beziehung

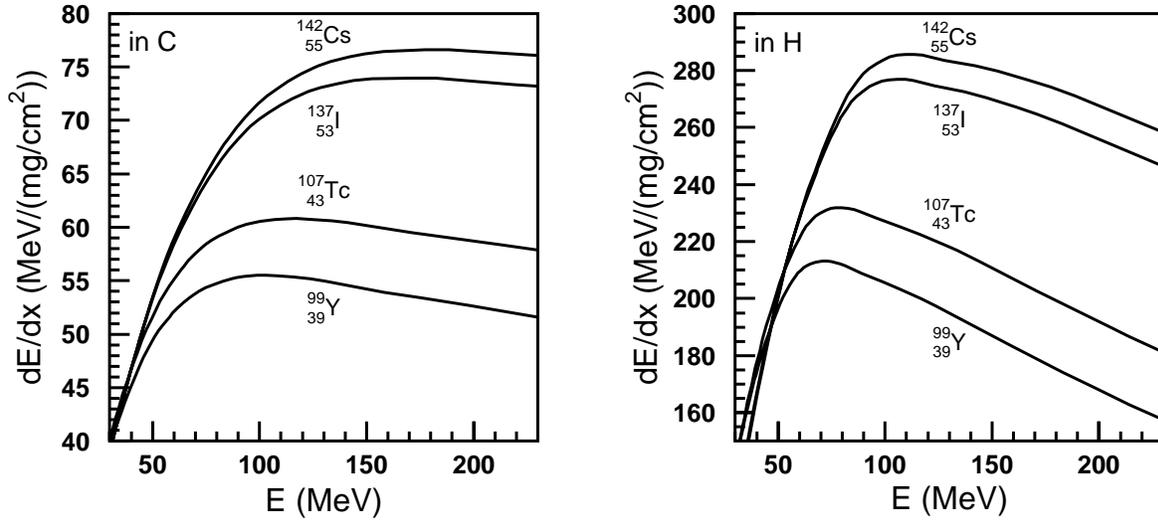


Abbildung 3: Energieverlustkurven für verschiedene Schwerionen in Kohlenstoff (links) und in Wasserstoff (rechts) nach [NS70].

$$S_e = 8\pi\xi_e N a_0 e^2 \frac{Z_1 Z_2 v}{Z v_0} \quad (9)$$

her, wobei $a_0 \approx 5,29 \cdot 10^{-11}$ m der Bohrsche Radius und Z durch die Gleichung $Z = \left(Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{3}{2}}$ gegeben ist. Die Größe ξ_e variiert ungefähr mit $\xi_e \approx Z_1^{\frac{1}{6}}$.

Gleichung 9 beschreibt den elektronischen Energieverlust bis hin zu sehr niedrigen Geschwindigkeiten. Bei solch niedrigen Geschwindigkeiten ($v \ll Z_1^{\frac{2}{3}} v_0$) gewinnt auch der nukleare Energieverlust zunehmend an Bedeutung. Nach Ziegler [Zie80] beträgt der nukleare Energieverlust bei Projektilenergien über 200 keV/u jedoch weniger als 1% des elektronischen Energieverlustes, daher kann man den nuklearen Beitrag bei den hier vorliegenden Betrachtungen vernachlässigen. Für eine mathematische Beschreibung des nuklearen Energieverlustes sei auf Ziegler et al. [ZBL85] verwiesen.

Da der Energieverlust eines Projektils ein statistischer Prozeß ist, wird eine Gruppe monoenergetischer Projektils nach Austritt aus dem Target eine Energieverteilung besitzen. Dies wird als Energieverluststreuung bzw. als Energie-Straggling bezeichnet. Für eine theoretische Beschreibung des Energie-Stragglings von Schwerionen bei niedrigen Energien wird häufig eine von Hvelplund [Hve71] gefundene Beziehung benutzt:

$$\Omega^2 [eV^2] = 8 \cdot 10^{-15} N \Delta x (Z_1 + Z_2)^{\frac{8}{3}} \left(\frac{v}{v_0}\right)^2 \quad (10)$$

Hierbei ist Ω^2 die mittlere quadratische Abweichung der Energieverteilung. $N\Delta x$ ist in $\frac{\text{Atomen}}{\text{cm}^2}$ anzugeben. Zur Herleitung dieser Beziehung wurde nach [Hve71] eine Formel von Firsov benutzt, die gültig ist, wenn sich die Kernladungszahlen von Projektil und Target um maximal einen Faktor vier unterscheiden. Somit versagt die Formel für sehr leichte Projektile auf schwere Targets wie auch für schwere Projektile auf sehr leichte Targets.

Ein anderer Ansatz wurde von Schmidt-Böcking und Hornung [SBH78] gewählt. Auf der Basis des q_{eff} -Konzepts leiteten sie eine semiempirische Beziehung für die Breite der Energieverteilung (FWHM) her:

$$\alpha[k\epsilon V] \approx 14 \cdot \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{Z_1^{\frac{1}{3}} + Z_2^{\frac{1}{3}}}} \frac{\Delta E^{0,53} S(E - \overline{\Delta E})}{S(E)}, \quad (11)$$

mit $\overline{\Delta E}$ in MeV. Mit dieser Formel konnten Schmidt-Böcking und Hornung das Stragglings verschiedener Projektile mit unterschiedlichen Energien in Argon-Methan gut beschreiben. Die Abhängigkeit von Z_2 konnte mit den in [SBH78] angegebenen Messungen jedoch nicht gezeigt werden. Besonders bei sehr leichten Targetmaterialien scheint eine der benutzten Näherungen nicht mehr gültig zu sein, was auch durch ebenfalls in [SBH78] veröffentlichte Messungen mit Cl-Ionen in Isobutan bestätigt wird.

2.2.2 Funktionsweise einer Ionisationskammer

Gasionisationskammern sind bewährte Instrumente zum Nachweis von ionisierender Strahlung. Ihr Aufbau ist vergleichsweise einfach, er entspricht im Prinzip einem gasgefüllten Plattenkondensator, in dessen Gasvolumen ein eintretendes Teilchen primäre Ionisation hervorruft. Die dabei entstehenden Ladungsträger werden durch eine an die Platten angelegte elektrische Spannung abgesaugt. Der dabei entstehende Spannungsabfall an den Platten ist proportional zu der auf den Platten influenzierten Ladung und kann von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verarbeitet werden. Aufgrund dieser einfachen Konstruktionsweise haben Ionisationskammern den Vorteil, im Gegensatz zu Halbleiterdetektoren unempfindlich gegen Strahlenschäden und darüber hinaus sehr flexibel einsetzbar zu sein. Durch Variation der Länge oder des Gasdrucks lassen sie sich als Detektoren für die Teilchenenergie einsetzen, falls die Teilchen im Gasvolumen gestoppt werden, oder sie können, wie in der vorliegenden Arbeit, als Detektoren für die Ladung eines Teilchens durch Messung seines Energieverlustes im Gas benutzt werden.

Aufgrund ihres hohen Ladungszustands bei vergleichsweise geringer Energie haben Spaltfragmente eine Reichweite von nur 12 - 15 μm in Halbleitermaterialien (vgl. [NS70]). Messungen des Energieverlustes von Spaltfragmenten mit einem 8 μm dicken Silizium-Oberflächensperrschichtdetektor sind von Siegert et al. [SWG⁺74] durchgeführt worden. Allerdings mußte hierzu die aktive Detektorfläche von 25 mm^2 auf 1 - 2 mm^2 abgeblendet werden, um die Variationen der Detektordicke für eine präzise Energieverlustmessung ausreichend klein zu halten. Daher scheinen Ionisationskammern die praktikablere Lösung für Energieverlustmessungen an Spaltfragmenten zu sein, wenn dabei ein großer Raumwinkel abgedeckt werden soll.

Abbildung 4 zeigt eine typische Kennlinie für einen gasgefüllten Detektor. Diese Kennlinie kann in verschiedene Bereiche aufgeteilt werden [Kno89]. Der erste Bereich ist der sogenannte Rekombinationsbereich. Hier gibt es aufgrund der niedrigen Spannung noch große Wahrscheinlichkeiten

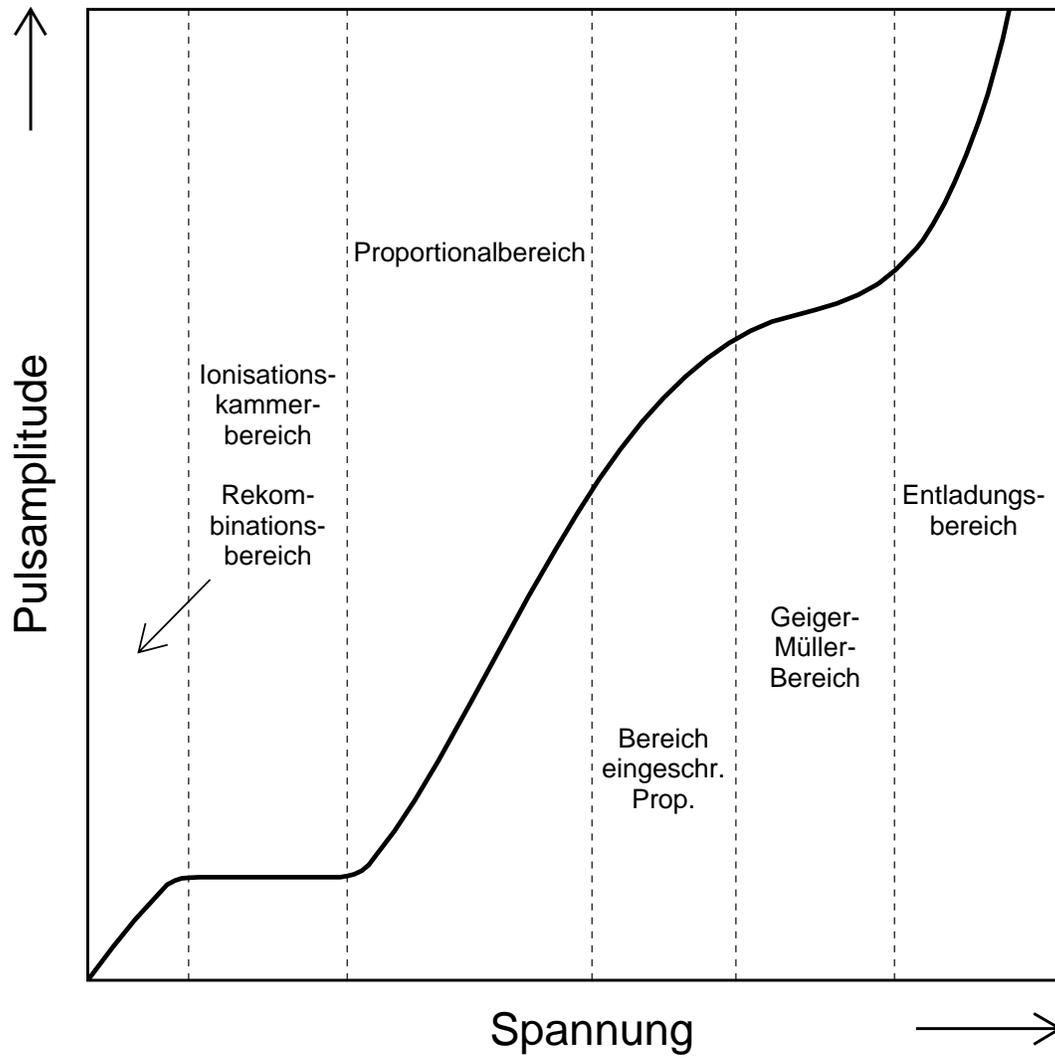


Abbildung 4: Kennlinie eines Gasdetektors.

für die Rekombination der durch Ionisation entstandenen Elektron-Ion-Paare. Das Detektorsignal ist demnach stark von der angelegten Spannung abhängig. In dem darauffolgenden Bereich ist die Spannung ausreichend hoch, um eine sehr geringe Rekombinationswahrscheinlichkeit zu erreichen, aber noch nicht hoch genug, um die Ladungsträger so stark zu beschleunigen, daß Sekundärionisation auftreten würde. Das Detektorsignal ist somit weitgehend unabhängig von der angelegten Spannung und der Detektor arbeitet in diesem Bereich als Ionisationskammer. Jenseits des Ionisationskammerbereichs kommt es zu sekundärer Ionisation, ausgelöst durch die durch primäre Ionisation erzeugten freien Elektronen, die das Detektorsignal wieder spannungsabhängig macht. Das Signal ist dann noch immer der durch Primärionisation erzeugten Anzahl von Ladungsträgern proportional. Bei weiterer Erhöhung der Spannung treten Raumladungseffekte auf, die durch die große Zahl der sich langsam bewegenden, positiv geladenen Ionen hervorgerufen werden, welche ebenfalls bei der Sekundärionisation entstehen. Dies bewirkt eine zunehmende Nichtlinearität des Signals, so daß beim Übergang in den Geiger-Müller-Bereich die Information über die durch Primärionisation erzeugte Anzahl von Ladungsträgern vollständig verloren geht. Der Geiger-Müller-Bereich wiederum geht in den Bereich selbständiger Entladungen über, der nicht mehr für Strahlungs- oder Teilchennachweis genutzt werden kann.

Ionisationskammern können mit unterschiedlichen Gasarten betrieben werden. Interessant für die Gaswahl ist die zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares benötigte Energie, die durch den W-Wert beschrieben wird. Er ist immer kleiner als das Ionisationspotential des Gases, da Energieverlust eines Teilchens im Gas auch durch Prozesse verursacht werden kann, die keine Ionisation des Gasatoms oder -moleküls zur Folge haben [Goh94]. Die Anzahl der primären Ladungsträgerpaare ist somit durch die einfache Beziehung

$$N = \frac{E}{W} \quad (12)$$

gegeben, wobei E die im Gas deponierte Energie und W der W-Wert des Gases ist. Eine Zusammenstellung verschiedener Gase mit den jeweils zugehörigen W-Werten und Ionisationspotentialen findet sich in Tabelle 1. Zum Erreichen einer möglichst hohen Auflösung ist es notwendig, möglichst viele Ladungsträger pro deponierter Energie zu erzeugen. Nach Gleichung 12 erfordert dies ein Gas mit geringem W-Wert. Isobutan zeichnet sich nach Tabelle 1 durch einen besonders geringen W-Wert aus und hat sich außerdem beim Einsatz in Ionisationskammern bewährt, so daß in den folgenden Experimenten ausschließlich Isobutan verwendet wurde.

Gas	H ₂	He	N ₂	O ₂	Ar	CH ₄	C ₄ H ₁₀
W (eV)	41,3	41,3	34,9	31,3	26,4	28,1	23
I (eV)	15,4	24,6	15,5	12,2	15,8	13,1	10,8

Tabelle 1: W-Werte und Ionisationspotentiale einiger Gase. Werte entnommen aus [Goh94].

Sind elektronegative Moleküle wie beispielsweise Sauerstoff im Zählgas enthalten, so können Elektro-

nen aus dem Ionisationsprozess von solchen Molekülen eingefangen werden, wobei schwere, langsame negative Ionen entstehen. Dieser Prozeß wird im allgemeinen als Attachment bezeichnet [Ful79]. Die eingefangenen Elektronen sind für den Meßprozeß verloren. Ausreichend reines Zählgas, nicht ausgasende Materialien im Detektor und der Betrieb des Detektors im Gasdurchfluß stellen sicher, daß der Effekt des Attachments vernachlässigbar bleibt.

Beim Prozeß der primären Ionisation werden Elektron-Ion-Paare erzeugt, die sich im elektrischen Feld zu den Elektroden der Ionisationskammer bewegen. Die Beschleunigung der Ladungsträger geht mit einer Zunahme ihrer kinetischen Energie einher. Dieser Energiebetrag wird dem elektrischen Feld entzogen. Mit diesem Ansatz ist es möglich zu zeigen, daß die effektive Ladung q , die durch die Bewegung eines Elektrons im elektrischen Potential der Ionisationskammer transportiert wird,

$$q = e \frac{\Delta V}{V_0} \quad (13)$$

beträgt [Ful79], wobei e die Elementarladung, ΔV die von dem Elektron durchlaufende Potentialdifferenz und V_0 die an den Elektroden der Ionisationskammer anliegende Spannung ist. Ebenso läßt sich die Gleichung auf das einfach geladene Ion anwenden, so daß die gesamte effektive Ladung, die von einem Elektron-Ion-Paar transportiert wird, e beträgt.

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und Ionen in der Ionisationskammer ist eine Funktion der reduzierten Feldstärke $\frac{E}{p}$, wobei E die elektrische Feldstärke in der Ionisationskammer und p den Gasdruck darstellt. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen liegt, abhängig von der Gasart und der reduzierten Feldstärke, in der Größenordnung von $10^6 - 10^7 \frac{cm}{s}$. Demgegenüber ist die Driftgeschwindigkeit der positiven Ionen meist um mindestens einen Faktor 1000 geringer, üblicherweise kleiner als $10^3 \frac{cm}{s}$ [Ful79]. Der langsame ionische Signalbeitrag wird daher in der Regel nicht genutzt, er kann statt dessen leicht durch ein Hochpaßfilter, wie in Vor- oder Hauptverstärkern, herausgefiltert werden.

Damit entsteht das Problem, daß das in einem ladungsempfindlichen Vorverstärker gemessene elektronische Signal nach Gleichung 13 von der von dem Elektron durchlaufenen Potentialdifferenz und damit vom Entstehungsort des Elektron-Ion-Paares abhängt. Eine Ionisationskammer, die wie ein Plattenkondensator aufgebaut ist und von den zu spektroskopierenden Teilchen senkrecht zum elektrischen Feld in der Kammer durchflogen wird, könnte somit nicht für hochauflösende Spektroskopie eingesetzt werden. Diese Problem kann gelöst werden, in dem die Anode der Ionisationskammer, an der das Signal abgenommen wird, elektrisch von dem Volumen, in dem die Primäronisation stattfindet, abgeschirmt wird. Dies wird am einfachsten durch den Einbau eines Frisch-Gitters (Abb. 5) realisiert [BCH49]. Die Primäronisation durch die zu spektroskopierenden Teilchen findet dann im Ionisationsvolumen statt. Eine Spannung zwischen Kathode und Gitter bewegt die Elektronen zum Gitter, wobei nur ein sehr geringes Signal an der Anode induziert wird. Das eigentliche Signal entsteht, nachdem die Elektronen das Gitter passiert haben, und wird durch die Potentialdifferenz zwischen Gitter und Anode definiert. Ein etwaiger langsamer ionischer Signalbeitrag wird durch das Gitter ebenso abgeschirmt.

Ionisationskammern dieser Art sind von Bunemann et al. [BCH49] bereits 1949 ausgiebig untersucht worden. Bei diesen Studien wurde ein Maß für die Effizienz einer solchen Gitterabschirmung gefunden. Effizienz bedeutet hier der Anteil, zu welchem eine auf der Elektrode B induzierte Ladung unabhängig

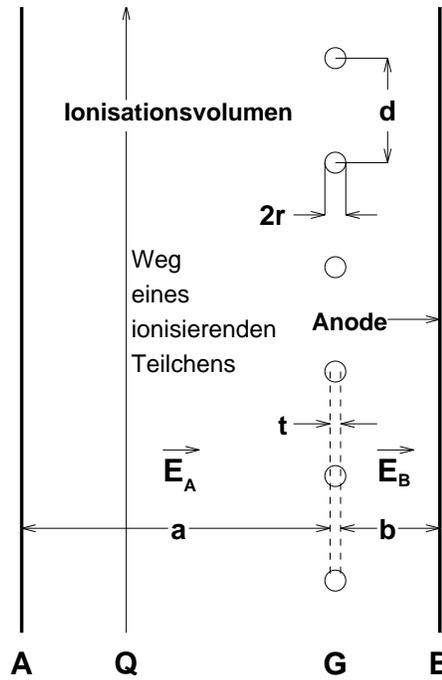


Abbildung 5: Geometrie einer Ionisationskammer mit Frisch-Gitter (G).

von der Ladungsbewegung im Feld \vec{E}_A ist. Demnach wird die Ineffizienz einer Gitterabschirmung definiert durch

$$\sigma = \frac{dE_B}{dE_A}. \quad (14)$$

Bunemann et al. berechnen die Ineffizienz für den Fall einer Ionisationskammer mit planparallelen Elektroden und einem Gitter aus parallelen Drähten. Abbildung 5 erläutert die für die Berechnung der Ineffizienz wesentlichen Größen. Damit gilt

$$\sigma = \frac{l}{b+l} \approx \frac{d}{2\pi b} \ln \frac{d}{2\pi r}, \quad (15)$$

wobei

$$l = \frac{d}{2\pi} \left(\frac{1}{4} \rho^2 - \ln \rho \right),$$

$$t = \frac{d}{2\pi} \rho^2 = \rho r$$

und

$$\rho = \frac{2\pi r}{d}.$$

Die durch eine bei Q erzeugte Elementarladung auf B induzierte Ladung ist dann ein Produkt aus der Ineffizienz, der Elementarladung und dem Verhältnis der Strecken \overline{AQ} und \overline{AG}

$$q_{ind} \approx \sigma e \frac{\overline{AQ}}{\overline{AG}}. \quad (16)$$

Somit ist für eine effektive Abschirmung eine geringe Ineffizienz wünschenswert. Nach Gleichung 15 kann dies vor allem durch eine kleine Maschenweite des Gitters erreicht werden. Damit erhöht man jedoch auch die Wahrscheinlichkeit, daß Meßelektronen auf das Gitter auftreffen, anstatt es zu passieren, und so dem Meßprozeß verloren gehen. Um diesen Effekt zu minimieren, geben Bunemann et al. folgende Beziehung für das Verhältnis zwischen den Potentialen an Kathode, Gitter und Anode an:

$$\frac{V_B - V_G}{V_G - V_A} \geq \frac{b + b\rho + 2l\rho}{a - a\rho - 2l\rho}. \quad (17)$$

Eine Verringerung der Ineffizienz ist nach Gleichung 15 am effektivsten mit einer Verkleinerung der Maschenweite d des Gitters sowie einer Vergrößerung des Abstands zwischen Anode und Gitter zu erreichen. Man erkennt, daß dies bei gegebener Spannung zwischen Kathode und Gitter eine Erhöhung der Spannung zwischen Anode und Gitter erfordert, um den Verlust von Meßelektronen klein zu halten. Aufgrund von Diffusion ist ein geringer Verlust von Meßelektronen jedoch nie zu vermeiden.

2.2.3 Funktionsweise eines Silizium-Halbleiterdetektors

Zur Messung der Restenergie der Spaltfragmente nach deren Durchquerung der Ionisationskammer wurde ein Silizium-Halbleiterdetektor benutzt. Der Aufbau eines solchen Detektors entspricht dem einer Halbleiterdiode. Deren Merkmal ist ein Übergang zwischen einem p-dotierten und einem n-dotierten Halbleitermaterial. Durch Einbringen von Atomen der V. Hauptgruppe des Periodensystems wird das Silizium n-dotiert, und es herrscht ein Überschuß an Leitungselektronen in dem Material. Die Leitungselektronen sind die Majoritätsladungsträger in n-dotiertem Halbleitermaterial. Dagegen werden, um einen p-dotierten Halbleiter herzustellen, Atome der III. Hauptgruppe eingebracht, wodurch ein Mangel an Leitungselektronen entsteht. Die Leitung erfolgt deshalb vorwiegend durch die fehlenden Elektronen, die deshalb auch als Löcher bezeichnet werden. Sie stellen die Majoritätsladungsträger in p-dotiertem Material dar. Am pn-Übergang driften nun durch Diffusion Elektronen auf die p-Seite und Löcher auf die n-Seite des Halbleiters, wo Rekombination mit den jeweiligen Majoritätsladungsträgern eintritt. Dadurch bildet sich am pn-Übergang eine ladungsträgerverarmte Zone, die sogenannte Sperrschicht aus. Durch Anlegen einer positiven Spannung an den n-Kontakt bzw. einer negativen Spannung an den p-Kontakt kann diese Sperrschicht noch vergrößert werden. Deponiert nun ein ionisierendes Teilchen Energie in dieser Sperrschicht, so entstehen Elektron-Loch-Paare in dem Festkörper, äquivalent zu Elektron-Ion-Paaren in einem Gas. Das durch die Raumladung aufgrund der Dotierung des Halbleiters vorhandene und durch die angelegte Sperrspannung noch verstärkte elektrische Feld in der Sperrschicht bewirkt eine

Driftbewegung der Elektronen zum n-Kontakt sowie eine Driftbewegung der Löcher zum p-Kontakt des Halbleiterdetektors. Im Gegensatz zu Elektronen und Ionen in einer Ionisationskammer bewegt sich die Driftgeschwindigkeit von Elektronen und Löchern in einem Halbleiterdetektor in ungefähr der gleichen Größenordnung (vgl. Tab. 2). Die bei der Drift der Elektronen und Löcher influenzierte Ladung ist der entstehenden Spannungsänderung am Halbleiterdetektor proportional, die wiederum mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verarbeitet werden kann.

	Silizium	Germanium
Kernladungszahl	14	32
relative Atommasse	28,09	72,6
Dichte bei 300 K ($\frac{g}{cm^3}$)	2,33	5,32
Atomdichte ($\frac{1}{cm^3}$)	$4,96 \cdot 10^{22}$	$4,41 \cdot 10^{22}$
Elektronenbeweglichkeit bei 300 K ($\frac{cm^2}{Vs}$)	1350	3900
Löcherbeweglichkeit bei 300 K ($\frac{cm^2}{Vs}$)	480	1900
Energieaufwand		
zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares bei 300 K (eV)	3,62	-

Tabelle 2: Einige Kennwerte von intrinsischem Silizium bzw. Germanium. Werte entnommen aus [Kno89].

Tabelle 2 zeigt auch, daß der Energieaufwand zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in einem Halbleiterdetektor um circa einen Faktor 10 kleiner ist als in einer Ionisationskammer zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares. Diese bessere Ausbeute an Ladungsträgern pro deponierter Energiemenge bewirkt, daß ein Halbleiterdetektor einer Ionisationkammer bezüglich der Energieauflösung überlegen ist. Demgegenüber steht, daß ionisierende Strahlung der Gitterstruktur des Kristalls eines Halbleiterdetektors Schäden zufügen kann. Die dann entstehenden Fehlstellen im Kristallgitter können Ladungsträger einfangen, was zu einer unvollständigen Ladungssammlung und damit zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führt. Dieser Effekt ist klein bei β - oder γ -Strahlung, bei Strahlung, die aus schwereren geladenen Teilchen besteht, ist er jedoch nicht zu vernachlässigen. So wird längerer oder intensiver Beschuß eines Siliziumdetektors mit Spaltfragmenten unweigerlich eine meßbare Erhöhung des Leckstroms und einen deutlichen Verlust an Energieauflösung nach sich ziehen.

Während die Höhe des Signals eines Halbleiterdetektors bei Messungen von leichten Ionen wie Protonen oder α -Teilchen bezüglich deren Energie einen sehr linearen Verlauf zeigt, treten bei der Messung von Schwerionen wie beispielsweise Spaltfragmenten Nichtlinearitäten auf, die die Pulshöhe verringern im Vergleich zu leichten Ionen gleicher Energie. Dies wird als Pulshöhendefekt bezeichnet und definiert als Differenz zwischen der wahren Energie der Schwerionen und ihrer scheinbaren Energie aus einer Kalibrierung des Detektors mit α -Teilchen. Als Ursache des Pulshöhendefekts werden drei Vorgänge angegeben [Kno89]. Der erste Beitrag resultiert aus dem Energieverlust des Schwerions im Eintrittsfenster und der toten Schicht des Detektors. Da die Energien von Spaltfragmenten nahe des Braggmaximums der Energieverlustkurve liegen, verlieren

sie in der toten Schicht des Detektors anteilmäßig mehr Energie, als dies bei α -Teilchen der Fall ist, deren typische Energien von rund 6 MeV oberhalb des Bragg-Maximums liegen. Der zweite Beitrag zum Pulshöhendefekt resultiert aus dem zunehmenden Anteil des nuklearen Bremsvermögens gegenüber dem elektronischen Bremsvermögen bei niedrigen Energien. Energieverlust durch solche elastischen Stöße erzeugt langsame Rückstoßkerne, die eine wesentlich geringere Wahrscheinlichkeit für elektronische Wechselwirkungen haben, woraus eine Verringerung der Gesamtzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare folgt. Dieser Effekt liefert für schwere Ionen einen größeren Beitrag als für leichte Ionen. Der dritte Vorgang liegt in der hohen Anzahl und Dichte der Elektron-Loch-Paare begründet, die bei Energieverlust eines schweren Ions entlang dessen Trajektorie im Detektor entstehen. Die hohe Ladungsträgerdichte begünstigt die Rekombination von Elektronen und Löchern. Dieser Effekt kann zusätzlich von der Orientierung der Trajektorie bezüglich des elektrischen Feldes im Detektor abhängen. Er kann durch ein möglichst starkes elektrisches Feld im Detektor verringert werden.

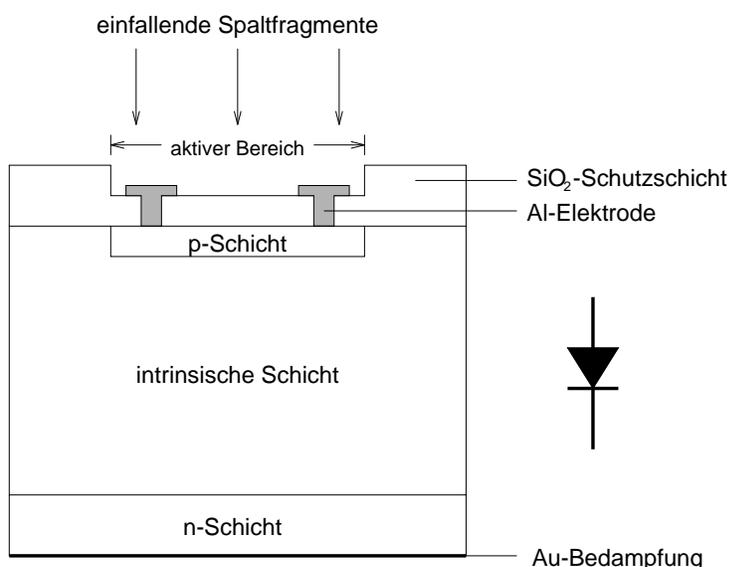


Abbildung 6: Schematischer Aufbau einer PIN-Diode.

Messungen von Schmitt et al. [SKW65] sowie von Weissenberger et al. [WGO⁺86] zeigen einen linearen Zusammenhang zwischen Pulshöhe und wahrer Ionenenergie bei fester Ionenmasse sowie zwischen Ionenmasse und wahrer Ionenenergie bei fester Pulshöhe. Dies legt eine Kalibrierungsgleichung der Form

$$E = (a + a'M)X + b + b'M \quad (18)$$

nahe, wobei E die wahre Energie des Ions, M seine Masse und X die im Detektor gemessene Pulshöhe ist. Weissenberger et al. geben in [WGO⁺86] eine Beziehung an, mit der sich die Werte von

a , a' , b und b' für einen bestimmten Typ von Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren aus dem Spaltfragment-Spektrum einer ^{252}Cf -Quelle extrahieren lassen.

In den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wurden ein ionenimplantierter Halbleiterdetektor sowie eine fensterlose PIN-Photodiode zur Messung der Spaltfragmentenergie benutzt. Bei ersterem wird die Dotierung des Halbleitermaterials durch Implantierung von Ionen (in der Regel Phosphor- bzw. Bor-Ionen) erreicht, die von einem Beschleuniger mit typischerweise rund 10 kV Beschleunigungsspannung geliefert werden. Bei PIN-Dioden wird die Dotierung durch Diffusion erreicht, d. h. die Oberfläche des Halbleitermaterials wird dotiert, indem sie einem Dampf des Dotierungselements ausgesetzt wird. Bei den hier verwendeten PIN-Dioden wird ein schwach n-vordotierter Silizium-Wafer als Substratmaterial benutzt. Auf eine Seite der Diode wird eine stark p-dotierte Schicht, auf die andere Seite eine stark n-dotierte Schicht aufgebracht [Ham97]. Abbildung 6 zeigt schematisch den Aufbau einer solchen PIN-Diode. Durch Anlegen einer Spannung an die in Sperrichtung gepolte PIN-Diode breitet sich eine ladungsträgerverarmte Zone von der p-Schicht über den intrinsischen Bereich bis hinein in die n-Schicht aus. Lediglich die dünne SiO_2 -Schutzschicht sowie ein Teil der p-dotierten Schicht bleiben eine tote Zone für die zu spektroskopierenden Spaltfragmente in der dargestellten Konfiguration.

3 Experiment mit spontaner Spaltung von $^{250,252}\text{Cf}$

3.1 Experimentaufbau

Zum Test der Meßmethode wurden γ -Teilchen-Koinzidenzmessungen mit einer $^{250,252}\text{Cf}$ -Quelle und einem konventionellen ΔE -E-Teilchendetektor durchgeführt, der von der Universität Bonn für ERDA-Messungen entwickelt worden war [Goh94].

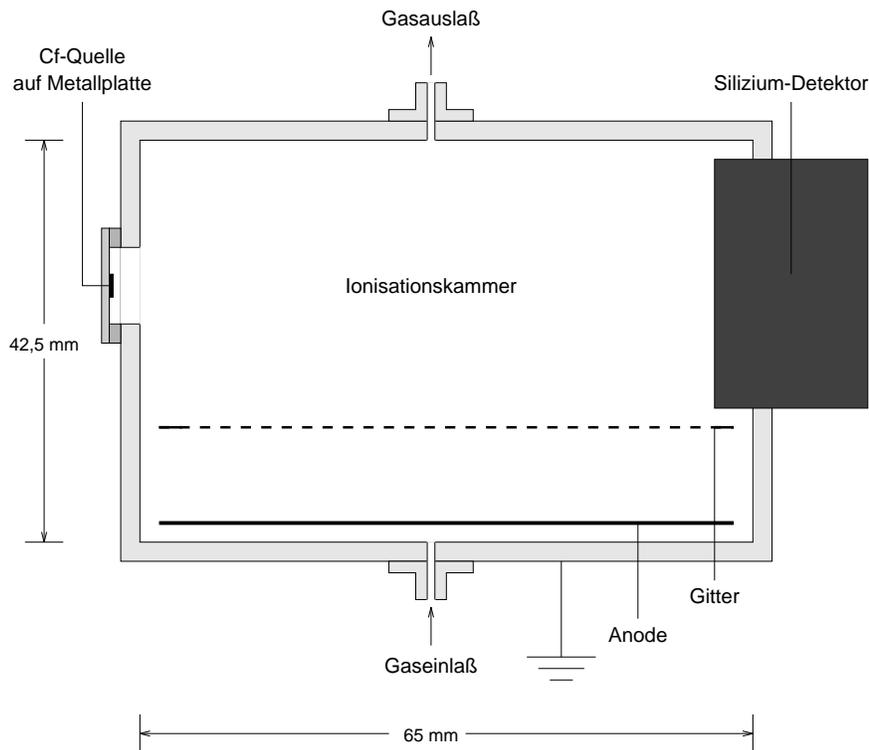


Abbildung 7: Schematischer Aufbau des ΔE -E-Detektors.

Bei der benutzten Spaltquelle handelt es sich um eine Mischquelle, bestehend aus ^{250}Cf und ^{252}Cf . Das Californium ist auf eine 25,4 mm durchmessende Platte aus Edelstahl aufgebracht. Der aktive Durchmesser der Quelle beträgt 7 mm. Das Präparat zerfällt durch α -Zerfall und durch spontane Kernspaltung. Die nominelle Aktivität betrug 20 kBq am 8. Juni 1995. Nach Angaben der Herstellerfirma bestehen Mischquellen dieser Art bei Herstellung zu ca. 90% aus ^{252}Cf und zu ca. 10% aus ^{250}Cf [Thi]. Die Halbwertszeit von ^{252}Cf beträgt 2,645 Jahre, ^{250}Cf hat eine Halbwertszeit von 13,08 Jahren [FS96]. Damit und mit Hilfe der Grundgleichungen des radioaktiven Zerfalls

$$A(t) = \frac{N(t)}{T_{\frac{1}{2}}} \cdot \ln 2 \quad (19)$$

und

$$N(t) = N(0) \exp\left(-\frac{t}{T_{\frac{1}{2}}} \cdot \ln 2\right) \quad (20)$$

[BS92], wobei N die Anzahl der Kerne, A die Aktivität, $T_{\frac{1}{2}}$ die Halbwertszeit des radioaktiven Isotops und t die Zeit ist, ergibt sich, daß sich das Mischungsverhältnis zu Beginn der Messungen, also rund zwei Jahre und 7 Monate nach dem Referenzdatum, zu ca. 84% ^{252}Cf und ca. 16% ^{250}Cf verschoben hat. Die Gesamtaktivität der Quelle ist bis zu diesem Zeitpunkt auf 10,31 kBq zurückgegangen. Da ^{252}Cf zu 3,11% durch spontane Spaltung zerfällt, ^{250}Cf jedoch nur zu 0,077% [FS96], können die Messungen mit dieser Quelle mit Messungen von reinen ^{252}Cf -Quellen verglichen werden.

Abbildung 7 zeigt schematisch den Aufbau des verwendeten Teilchendetektors. Hierbei handelt es sich um einen kombinierten Detektor, der aus einer Ionisationskammer zur Messung des Energieverlustes ΔE der Spaltfragmente in einem Gas sowie aus einem ionenimplantierten Silizium-Halbleitendetektor zur Messung der Restenergie E_r der Spaltfragmente nach deren Durchquerung des Gases besteht. Die Elektroden der Ionisationskammer sind das geerdete Aluminiumgehäuse der Kammer selbst als Kathode, eine Edelstahlplatte als Anode und ein Frisch-Gitter zur Abschirmung der Anode. Das Gitter besteht aus gekreuzten Edelstahldrähten mit 28 μm Drahtdurchmesser. Es hat eine Maschenweite von 0,48 mm. Der Abstand zwischen der Anode und dem Gitter beträgt 9,5 mm, der Abstand zwischen dem Gitter und der Oberkante des Gehäuses 28,5 mm. Die Ineffizienz des Gitters ist in dieser Konfiguration sicher kleiner als der nach Gleichung 15 errechnete Wert von $\sigma = 0,0136$, da Gleichung 15 für den Fall eines Gitters aus parallelen Drähten hergeleitet wurde. Die Hochspannungen werden über vakuumdichte BNC-Anschlüsse an die Anode und das Gitter angelegt, die Gitterspannung direkt, die Anodenspannung über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker, um das Signal der Ionisationskammer von der Hochspannung auskoppeln zu können.

Um die Spaltquelle von außen montieren zu können, gibt es in der dem Si-Detektor gegenüberliegenden Kammerwand ein Loch von 15 mm Durchmesser. Über dieses kann ein O-Ring mit Zentrierring gelegt werden, gegen den dann die Quelle mit Hilfe eines Kleinflansches und einer Schraubmechanik gedrückt wird. Die Entfernung von der Quelle zum Si-Detektor beträgt damit rund 75 mm, die aktive Länge des Gasvolumens der Ionisationskammer beläuft sich auf 50 mm.

Aus den in Kapitel 2.2.2 erläuterten Gründen wurde die Ionisationskammer mit Isobutan im Durchfluß betrieben. Abbildung 8 zeigt schematisch die Gasapparatur, die hierfür gebaut worden ist. Mit einer Drehschieberpumpe kann die Apparatur auf Vorvakuum evakuiert bzw. Gas aus einer Isobutan-Gasflasche durch die Apparatur gepumpt werden. Die Saugleistung der Pumpe sowie der Gaszufluß aus der Flasche können über Nadelventile geregelt werden. Ein Belüftungsventil ermöglicht die Belüftung der Anlage. Drei Vakuummeter, die in verschiedenen Druckbereichen arbeiten, dienen zur Kontrolle des Drucks. Mit dem mechanischen Vakuummeter P_1 läßt sich der Abpumpvorgang überwachen. Das Pirani-Vakuummeter P_3 zeigt das erreichte Vorvakuum bei vollständiger Evakuierung. Zur dauerhaften Überwachung des Gasdrucks ist das mechanische Vakuummeter P_2 am besten geeignet, da es in dem für die Messungen interessanten Druckbereich von 1 - 20 Torr am präzisesten

mißt und darüber hinaus mit einer Spiegelskala ausgestattet ist.

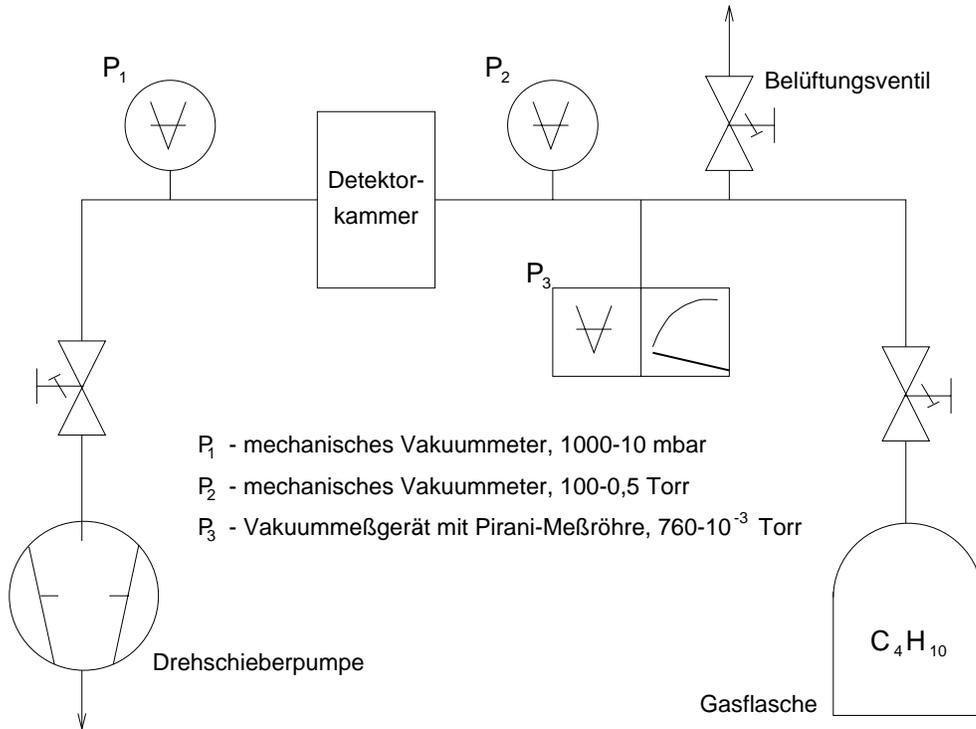


Abbildung 8: Blockschaltbild der Gasapparatur.

Bezüglich des einzustellenden Gasdrucks findet man einen Trade-off vor. Einerseits sollte der Gasdruck möglichst niedrig gehalten werden, da die Spaltfragmente bei hohem Gasdruck viel Energie im Gas verlieren und auf der Kurve des Energieverlustes ΔE über der Restenergie der Fragmente E_r in Bereiche gelangen können, in denen nur noch geringe Auflösung zwischen den einzelnen Kernladungszahlen erwartet werden kann. Außerdem ändert sich der effektive Ladungszustand mit der Teilchenenergie. Andererseits muß der Gasdruck ausreichend hoch sein, damit sich erstens ein effektiver Ladungszustand des Spaltfragments im Gas ausbilden kann und zweitens Elektron-Ion-Paare in ausreichender Zahl erzeugt werden, um daraus ein nutzbares Signal zu erhalten. Vorexperimente zeigten, daß ein Gasdruck von einem Torr ausreicht, um ein Signal von rund 2 mV Höhe nach dem Vorverstärker zu erhalten. Signale dieser Höhe können von den unten beschriebenen Hauptverstärkern weiterverarbeitet werden. Als Gitterspannung wurde 150 V, als Anodenspannung 200 V benutzt. Diese Spannungen sind verhältnismäßig konservativ gewählt, um bei der relativ engen Geometrie der Kammer vor Spannungsüberschlägen sicher zu sein, die den Si-Detektor beschädigen könnten. Die Spannungen reichen jedoch aus, um sicher im Ionisationskammerbereich des Detektors zu operieren und die oben angegebene Signalhöhe bei einer hinreichend kurzen Anstiegszeit von durchschnittlich

rund 170 ns zu gewährleisten. Die Anstiegszeit wurde mit einem Digitaloszilloskop der Firma Hewlett Packard gemessen, bei dem als Anstiegszeit die Zeit zwischen dem Erreichen von 10% und dem Erreichen von 90% der maximalen Signalamplitude definiert wird.

Der Si-Detektor ist zylindrisch und hat einen aktiven Durchmesser von ca. 20 mm. Für die Geometrie eines zylindrischen Detektors des Radius r mit einer punktförmigen Quelle im Abstand d in der Zylinderachse läßt sich der von der Detektorfläche eingenommene Raumwinkel Ω_c in einer geschlossenen Form angeben. Nach Gardner und Carnesale [GC69] gilt

$$\Omega_c = 2\pi \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{d^2}}} \right). \quad (21)$$

Damit nimmt der Si-Detektor im vorliegenden Aufbau einen Raumwinkel von $\Omega \approx 0,055$ sr ein, was etwa 0,44% von 4π entspricht. Die Spannung für den Si-Detektor wird wiederum über einen vakuumdichten BNC-Anschluß zugeführt. Vorexperimente, bei denen das Peak zu Valley-Verhältnis bezüglich des Peaks der leichten Spaltfragmente des Teilchenenergiespektrums der $^{250,252}\text{Cf}$ -Quelle untersucht wurde (vgl. Abb. 10), haben ergeben, daß der Detektor bei einer Betriebsspannung von +10 V optimale Resultate liefert. Da es nicht notwendig ist, diese geringe Spannung über ein externes Hochspannungsmodul zuzuführen, wurde in den ladungsempfindlichen Vorverstärker, mit dem der Detektor betrieben wurde, eine Spannungsteilerschaltung eingebaut, die die 10 V für den Si-Detektor aus der +12 V-Versorgungsspannung für den Vorverstärker gewann.

Zur Messung der von den Spaltfragmenten emittierten γ -Strahlung wurde ein hochreiner Germanium-Detektor der Firma Detector Systems GmbH verwendet. Bei dem Kristall des Detektors handelt es sich um einen p-Typ in koaxialer, einseitig geschlossener Geometrie [Kno89, Pet94]. Zum Betrieb muß der Detektorkristall auf die Temperatur flüssigen Stickstoffs gekühlt werden. Die relative Photopeakeffizienz des Detektors wird mit 30% bezüglich eines zylindrischen 3 inch \times 3 inch Natriumjodid-Szintillationskristalls angegeben. Die Auflösung wurde durch eine Messung mit einer ^{60}Co -Eichquelle bestimmt. Aufgrund leichter Neutronenschäden betrug sie 3,0 keV (FWHM) bei der 1333 keV γ -Linie der ^{60}Co -Quelle. Um das Peak zu Total-Verhältnis des vergleichsweise kleinen Detektors zu erhöhen, wurde eine aktive Abschirmung aus Wismut-Germanat (BGO) verwendet. BGO ist ein Szintillationsmaterial mit sehr hoher Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Strahlung. Bei dem hier verwendeten Abschirmungsschild handelt es sich um einen achtfach im Polarwinkel segmentierten Hohlzylinder, dessen innere Öffnung genau auf den Radius des Germanium-Detektors zugeschnitten ist. Um den Schild vor direkter γ -Einstrahlung aus der Umgebung zu schützen, ist er mit einem 20 mm dicken Wolfram-Mantel umgeben. Wird ein γ -Ereignis im Schild nachgewiesen, so kann davon ausgegangen werden, daß es sich um ein Compton-gestreutes γ -Quant aus dem Germanium-Detektor gehandelt hat. Die acht Segmente des Schilds sind gegeneinander lichtdicht isoliert und werden einzeln durch Photomultiplier ausgelesen. Deren Ausgangssignale werden mit Hilfe eines achtfachen Constant Fraction-Diskriminators in logische Signale umgewandelt. Mit einer Antikoinzidenzschaltung des auf 300 ns verbreiterten logischen Oder-Signals der acht Segmente mit dem kurzen logischen Signal des Germanium-Detektors können Compton-gestreuete Ereignisse erkannt und verworfen werden. Damit ist es gelungen, das Peak zu Total-Verhältnis, gemessen mit der ^{60}Co -Quelle als das Verhältnis der Summe der untergrundkorrigierten Flächen unter den beiden Peaks zur Fläche unter dem Gesamtspektrum ab 100 keV, von 16,2% ohne Schild auf 29,1% mit Schild zu verbessern.

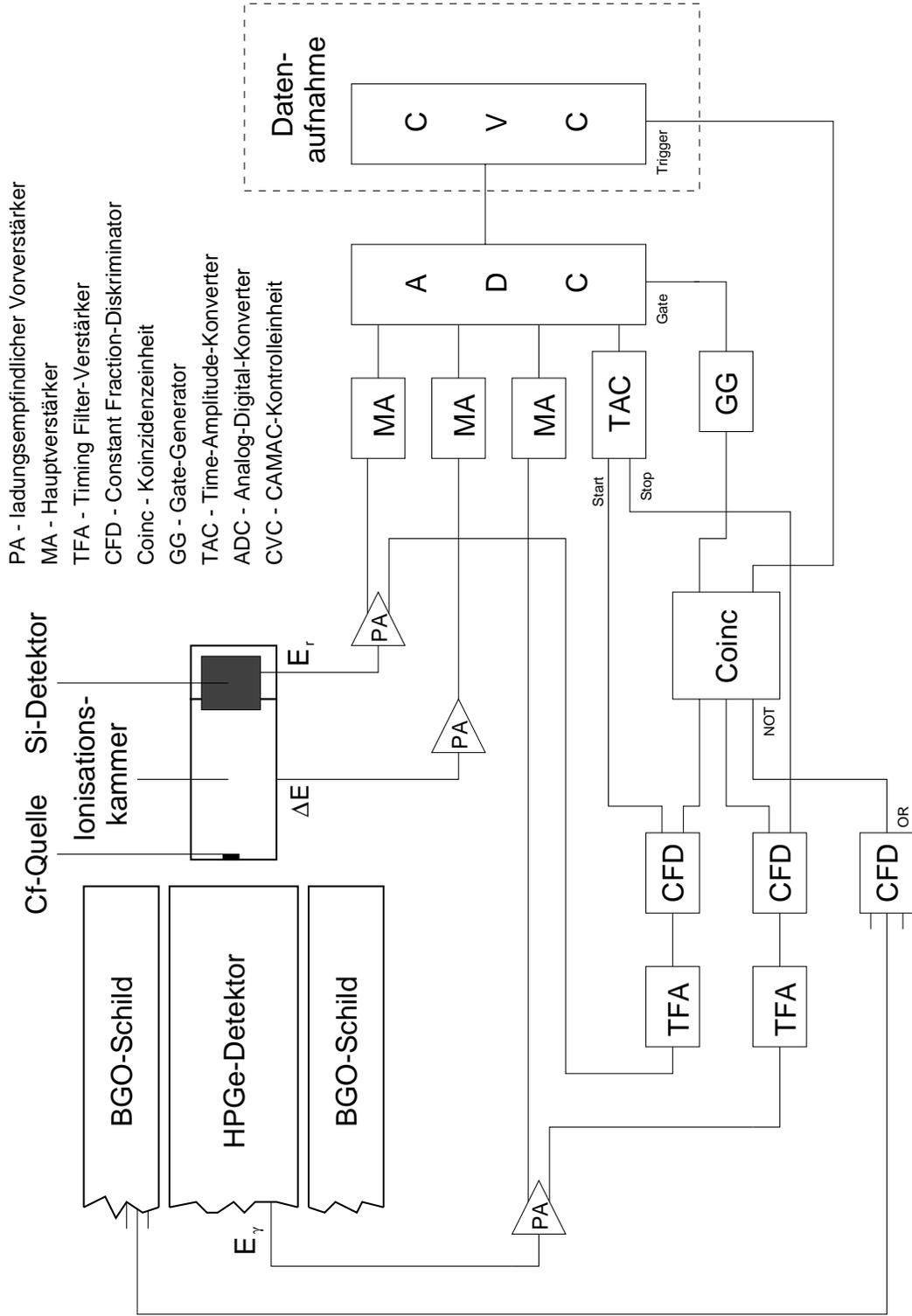


Abbildung 9: Blockschaubild der Experimentelektronik.

Bei der Koinzidenzmessung von Spaltfragmenten und γ -Quanten wurde der Germanium-Detektor im Abstand von etwa 20 mm von der in den Teilchenzähler eingebauten Spaltquelle aufgebaut. Dies entspricht einem Abstand von schätzungsweise 30 mm zwischen Germanium-Kristall und Quelle. Bei einem Kristalldurchmesser von ca. 60 mm ergibt sich nach Gleichung 21, daß der Kristall einen Raumwinkel von $\Omega \approx 1,8$ sr abdeckt, was ungefähr 14% von 4π entspricht.

Ein Blockschaltbild des verwendeten elektronischen Aufbaus ist in Abbildung 9 zu sehen. Die Signale von Si-Detektor, Ionisationskammer und Ge-Detektor werden über jeweils einen ladungsempfindlichen Vorverstärker und je einen Hauptverstärker einem auf dem CAMAC-Standard [CAM69] basierenden Analog-Digital-Konverter (ADC) der Marke Silena, Modell 4418/V zugeführt. Beim Vorverstärker des Si-Detektors handelte es sich um einen handelsüblichen Vorverstärker der Marke Canberra, Modell 970, für die Ionisationskammer wurde ein von GSI entwickelter Standard-Vorverstärker, Modell VV 1001 benutzt. Der Vorverstärker des Ge-Detektors ist bereits in dessen Elektronik integriert. Beim Hauptverstärker des Si-Detektors handelte es sich um einen Gaußverstärker der Marke Silena, Modell 7613, beim Hauptverstärker der Ionisationskammer um einen Gaußverstärker der Marke Canberra, Modell 2010 und beim Hauptverstärker des Ge-Detektors um einen Flat-Top-Verstärker der Marke Silena, Modell 7618, der bei einem Eingangssignal in Form einer abfallenden Exponentialfunktion ein trapezförmiges Ausgangssignal liefert. Die eingestellten Shapingzeiten betragen im Fall des Ionisationskammersignals 4 μs , in den beiden anderen Fällen 3 μs .

Zusätzlich zu den Energiesignalen wurden Zeitsignale des Si- und Ge-Detektors gewonnen. Dazu wurden die Vorverstärkersignale dieser Detektoren mit Hilfe von Timing Filter-Verstärkern differenziert und mit Constant Fraction-Diskriminatoren in logische Signale umgewandelt. Mit einem Time-Amplitude-Konverter (TAC) wurde die Zeitdifferenz zwischen den beiden Signalen bestimmt, wobei das Signal des Si-Detektors benutzt wurde, um den TAC zu starten, und das um rund 200 ns verzögerte Ge-Detektorsignal als Stoppsignal diente.

Der Trigger für die Elektronik wurde ebenfalls aus den Zeitsignalen von Si- und Ge-Detektor generiert. Vorexperimente haben ergeben, daß die Hinzunahme eines Zeitsignals der Ionisationskammer überflüssig ist. Das Triggersignal wird mit einer Koinzidenzschaltung aus Si- und Ge-Zeitsignal erzeugt, wobei das Ge-Signal auf 500 ns verbreitert wurde, nachdem es die oben beschriebene Antikoinzidenzschaltung mit dem Schild durchlaufen hatte. Diese Schaltungsweise bewirkt, daß das schnelle Signal des Si-Detektors zeitbestimmend ist. Aus dem so gewonnenen Triggersignal wurde zum einen mit Hilfe eines Gate-Generators ein ca. 5 μs breites Gate für den ADC erzeugt, zum anderen triggerte es die bei GSI entwickelte und von der Firma Struck hergestellte CAMAC-Kontrolleinheit CVC, die mit der bei GSI entwickelten Datenaufnahmesoftware MBS (Multi-Branch-System) betrieben wird und somit die erste Stufe des Datenaufnahmesystems darstellt. Von der CVC wurden die aufgenommenen Daten mit Hilfe eines über einen SCSI-Bus angeschlossenen Bandlaufwerks direkt auf Magnetbänder des Typs DLT CompacTape III der Firma Digital geschrieben, sowie über das lokale Netzwerk der GSI auf eine Workstation der Modellserie Alpha der Firma Digital übermittelt, wo sie mit Hilfe des GSI-eigenen Datenanalysesystems GOOSY [GOO94] online analysiert werden konnten.

3.2 Durchführung

Mit den im vorigen Kapitel erläuterten Geometrien und Einstellungen wurde eine umfangreiche Messung mit der $^{250,252}\text{Cf}$ -Spaltquelle durchgeführt. Aufgrund der vergleichsweise geringen Aktivität

der Quelle sowie des kleinen Raumwinkels des Si- und der geringen Effizienz des Ge-Detektors wurde annähernd 8 Wochen kontinuierlich gemessen, mit mehreren Unterbrechungen von jeweils einigen Minuten bis zu wenigen Stunden. Die Größe der auf Magnetband geschriebenen Dateien war mit 10 MBytes so gewählt, daß etwa alle zwei Stunden eine Datei geschlossen und die nächste geöffnet wurde. Dies wurde vom Datenaufnahmesystem automatisch durchgeführt. Da die verwendete Gasapparatur keine automatische Gasdruckregelung hatte, mußte der Druck hin und wieder von Hand nachgeregelt werden. Auch hiernach wurde meist eine neue Datei geöffnet. Insgesamt wurden rund 357000 Ereignisse von Spaltfragmenten im Teilchendetektor mit promptem γ -Zerfall im Germanium-Detektor (vgl. Abb. 13) aufgenommen. Vor und nach der Messung wurden jeweils präzise Energieeichungen des Ge-Detektors mit Hilfe von ^{60}Co - und ^{152}Eu -Eichquellen durchgeführt.

3.3 Auswertung

Die Auswertung der Daten wurde, wie auch die Online-Analyse, mit dem GSI-eigenen Datenanalysesystem GOOSY [GOO94] durchgeführt. Abbildung 10 zeigt das aufgenommene Spektrum der Restenergie der Spaltfragmente nach deren Durchflug durch die Ionisationskammer, aufgenommen mit dem Si-Detektor. Das Spektrum entspricht dem aus der Literatur bekannten Energiespektrum von Spaltfragmenten einer ^{252}Cf -Quelle [SP66, Kno89]. Gut zu erkennen ist die meist asymmetrische Spaltung des Californiums in ein leichtes und ein schweres Fragment, wobei die leichten Fragmente aufgrund der Impulserhaltung beim Spaltprozeß eine größere kinetische Energie haben als die schweren Fragmente. Wegen des geringen Gasdrucks ist die Restenergie der leichten Spaltfragmente nur um rund 2,1 MeV geringer als ihre kinetische Energie nach Neutronenemission, bei den schweren Fragmenten beträgt die Differenz etwa 2,4 MeV, berechnet nach der in Kapitel 5.3.1 beschriebenen Methode.

Eine noch bessere Trennung von schweren und leichten Spaltfragmenten erhält man, wenn man zusätzlich zur Restenergie das Energieverlustsignal der Ionisationskammer betrachtet. In Abbildung 11 ist die Ereignisanzahl über einer zweidimensionalen Ebene aus Energieverlust und Restenergie dargestellt. Man erkennt, daß die schweren Spaltfragmente entsprechend ihres höheren effektiven Ladungszustands aufgrund ihrer höheren Kernladungszahl einen größeren Energieverlust im Gas erfahren als die leichten Fragmente, und dementsprechend auch ein höheres Ionisationskammersignal erzeugen.

Da das Ionisationskammersignal sehr empfindlich von Gasdruckschwankungen abhängt und der Gasdruck mehrmals nachgeregelt werden mußte, wurden diese Gasdruckschwankungen per Software nachträglich korrigiert. Mit dem Datenanalysesystem GOOSY [GOO94] ist es möglich, polygonförmige Fenster in zweidimensionalen Spektren wie in Abbildung 11 zu definieren und sich Daten unter der Bedingung anzuschauen, daß das jeweils prozessierte Ereignis innerhalb (oder außerhalb) des abgefragten Polygon-Fensters liegt. Somit wurden Polygone definiert, die recht genau den Umrissen der Strukturen in Abbildung 11 für die schweren bzw. leichten Spaltfragmente entsprechen. Mit Hilfe dieser Bedingung wurden Energieverlustspektren separat für schwere und leichte Fragmente akkumuliert. Hierbei wurde für einen Block von in der Regel je drei Dateien auf Magnetband je ein Mittelwert des Energieverlustes für schwere Spaltfragmente $\Delta E_{block,s}$ bzw. leichte Spaltfragmente $\Delta E_{block,l}$ gebildet. Ein Dateiblock umfaßt somit eine Meßzeit von ca. 6 Stunden. Anschließend wurde je ein Mittelwert für schwere Fragmente $\Delta E_{ges,s}$ bzw. leichte Fragmente $\Delta E_{ges,l}$ von allen Dateien gebildet. Diese Mittelwerte wurden mit Hilfe von Gleichung 22 zur Bestimmung einer Geradensteigung

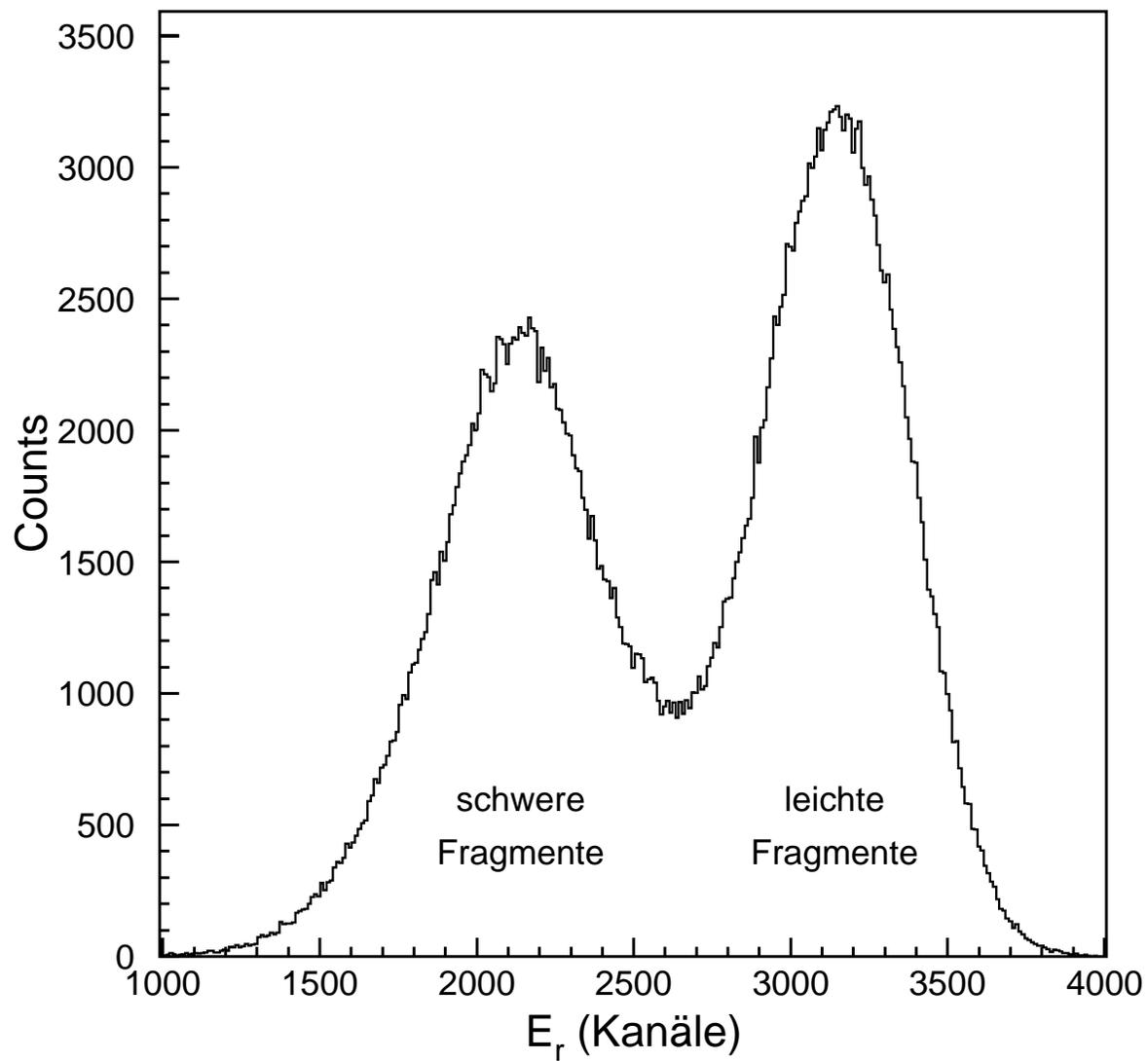


Abbildung 10: Spektrum der Restenergie E_r der Spaltfragmente nach deren Durchflug durch die Ionisationskammer.

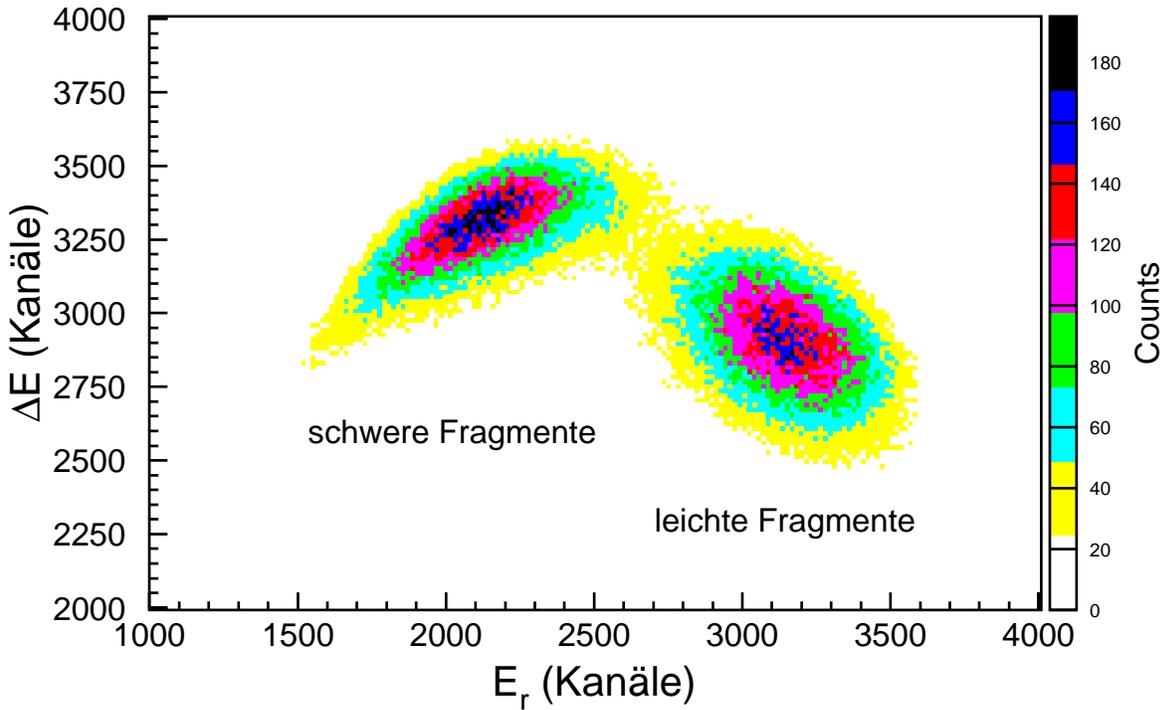


Abbildung 11: Zweidimensionales ΔE - E_r -Spektrum der Spaltfragmente. Deutlich lassen sich schwere und leichte Spaltfragmente trennen.

$$A = \frac{\Delta E_{ges,s} - \Delta E_{ges,l}}{\Delta E_{block,s} - \Delta E_{block,l}} \quad (22)$$

und 23 zur Bestimmung eines Offsets

$$B = \Delta E_{ges,s} - A \Delta E_{block,s}, \quad (23)$$

in einen Gain A und einen Offset B umgesetzt, der für jeweils einen Dateienblock gilt, wobei Gleichung 23 ebenso mit den Daten der leichten Fragmente benutzt werden kann. In den folgenden Analysen wird nun jedes ΔE -Ereignis mit den seinem Dateienblock zugehörigen Koeffizienten linear korrigiert. Ein Effekt dieser Korrektur kann in einem zweidimensionalen Spektrum wie in Abbildung 11 nicht erkannt werden, wohl aber in dessen Projektion auf die ΔE -Achse. Wie Abbildung 12 zeigt, bilden die Peaks der schweren und leichten Spaltfragmente vor der Gasdruckkorrektur ein nahezu homogenes Plateau, während nach der Gasdruckkorrektur eine Peakstruktur zu erkennen ist.

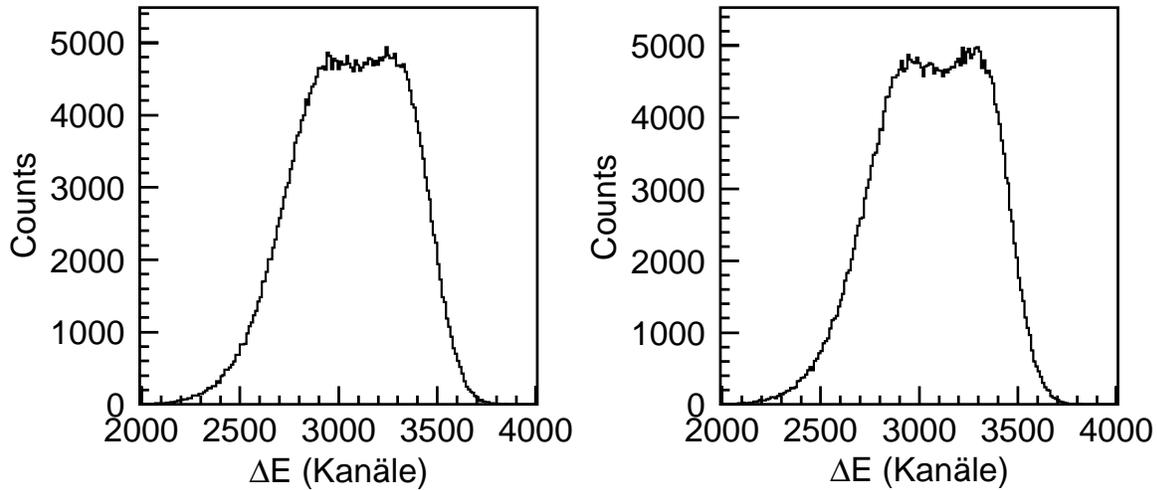


Abbildung 12: ΔE -Spektrum der Spaltfragmente vor der Korrektur des Gasdrucks in der Ionisationskammer (links) und nach der Gasdruckkorrektur (rechts).

Um im γ -Spektrum prompte Zerfälle der Spaltfragmente von verzögerten Ereignissen, wie beispielsweise dem Nachweis von Neutronen im Ge-Detektor oder dem Zerfall eines Spaltfragments aus einem isomeren Zustand oder nach β -Zerfall, unterscheiden zu können, wurde das Zeitspektrum betrachtet, das mit dem TAC aufgenommen worden war. Der TAC wurde von einem Teilchen im Silizium-Detektor gestartet und von einem Ereignis im Germanium-Detektor gestoppt. Das Spektrum ist in Abbildung 13 dargestellt und zeigt einen markanten Peak von 12,7 ns Halbwertsbreite mit einem exponentiell abfallenden Fuß zu größeren Zeiten. Der Peak entspricht dabei den prompten Zerfällen während der Fuß aufgrund von verzögerten Ereignissen zustandekommt. Die Halbwertsbreite des Peaks wird im wesentlichen durch die Zeitauflösung des Ge-Detektors bestimmt, der Si-Detektor hat aufgrund seiner geringeren Größe und einfacheren Geometrie eine wesentlich bessere Zeitauflösung. Durch Setzen eines Fensters auf den Peak der prompten Zerfälle, wie in Abbildung 13 durch die gestrichelten Linien angedeutet, lassen sich die γ -Spektren im weiteren Analyseprozeß weitgehend von verzögerten Ereignissen befreien.

Die Energieeichung der γ -Spektren wurde mit Hilfe der aufgenommenen Eichdaten der ^{60}Co - und ^{152}Eu -Quellen durchgeführt. Ein Vergleich der vor und nach der Cf-Messung aufgenommenen Eichdatensätze ließ keine nennenswerte Drift in der Verstärkung erkennen. Es wurde jeweils eine quadratische Eichung für die Bereiche unter bzw. über 692 keV mit vergleichbaren Gains und Offsets und jeweils einem sehr kleinem quadratischen Beitrag durchgeführt. Die Aufteilung des Spektrums in diese beiden Bereiche stellte sicher, daß die wahren Peakpositionen der Eichquellen niemals mehr als 250 eV von den mit der Kalibrierung errechneten Positionen abwichen.

Mit Hilfe von Polygon-Fenstern im ΔE - E_r -Spektrum ist es möglich, das aufgenommene γ -Spektrum der Spaltfragmente nach Zerfällen in schweren und leichten Fragmenten zu selektieren. Wie in der Einleitung beschrieben wurde, gibt das in der Metallplatte des Quellen-Backings gestoppte Fragment

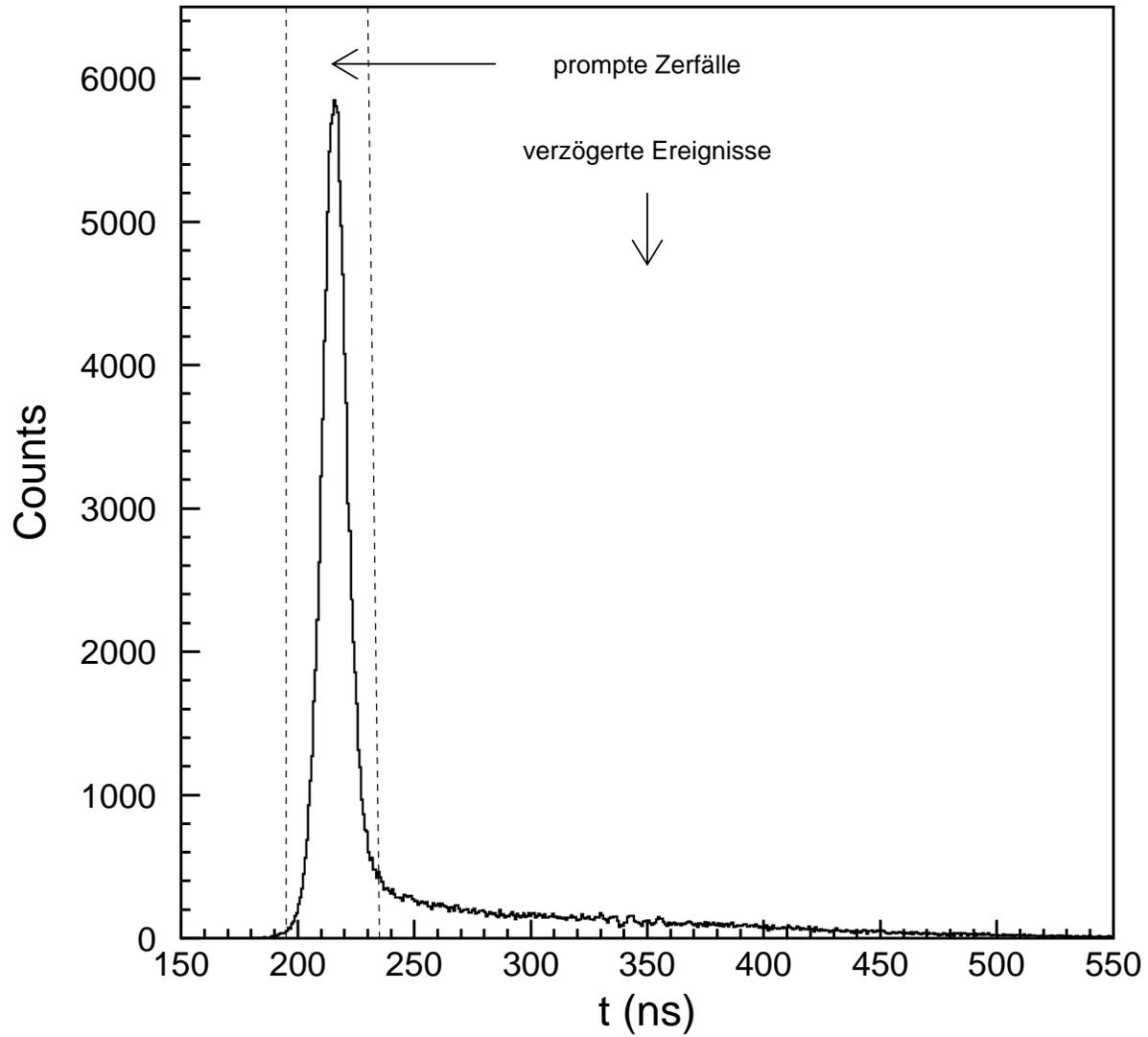


Abbildung 13: Zeitspektrum mit Si-Detektorsignal als Start- und Ge-Detektorsignal als Stoppsignal. Prompte γ -Zerfälle und verzögerte Ereignisse sind deutlich zu unterscheiden.

seine γ -Quanten in Ruhe ab, während das im Teilchendetektor nachgewiesene Fragment seine γ -Quanten im Flug emittiert. Dies bewirkt eine Dopplerverschiebung und -verbreiterung der γ -Linien dieser Fragmente (vgl. [PVPD95]), so daß für die im Teilchenzähler nachgewiesenen Fragmente keine scharfen γ -Linien zu erwarten sind.

Da die oben beschriebene Gasdruckkorrektur das ΔE - E_r -Spektrum nicht wesentlich in seiner Struktur verändert, können die für diesen Zweck definierten Polygone auch zur γ -Selektion verwendet werden. Das Resultat ist in Abbildung 14 für den Fall von schweren Spaltfragmenten im Teilchenzähler zu sehen. Dies ist korreliert mit markanten Linien von leichten Fragmenten im γ -Spektrum. Abbildung 15 zeigt den umgekehrten Fall von leichten Fragmenten im Teilchendetektor, was mit scharfen Linien von schweren Fragmenten im γ -Spektrum einhergeht. Die wichtigsten Linien in beiden γ -Spektren wurden anhand von Datenmaterial von Firestone et al. [FS96] identifiziert. Von großer Hilfe war dabei auch die im Literaturverzeichnis angegebene Seite des World Wide Webs, die eine Zusammenstellung von spaltungsrelevanten Daten bietet sowie Aktualisierungen zur Verfügung stellt, die noch nicht in das gedruckte Tabellenwerk aufgenommen werden konnten. Bei den identifizierten Kernen handelt es sich in erster Linie um γ -Emissionen aus 2^+ und 4^+ -Zuständen von gg-Kernen, die nach England und Rider [ER94a] durch spontane Spaltung von ²⁵²Cf im Prozentbereich populiert werden. Die Dominanz dieser Linien rührt von der Tatsache her, daß gg-Kerne vergleichsweise einfache Niveauschemata besitzen und angeregte Zustände meist über den 4^+ und 2^+ -Zustand in den Grundzustand zerfallen.

Um nun zu prüfen, ob und inwieweit eine Teilchenzähleranordnung von einer Ionisationskammer und einem Silizium-Detektor auf die Kernladungszahl von Spaltfragmenten sensitiv ist, wurden Fenster auf γ -Linien gesetzt und unter dieser Bedingung die Teilchenzählerspektren untersucht. Dabei wurden die polygonförmigen Fenster zur Selektion von schweren bzw. leichten Spaltfragmenten sowie die Zeitbedingung zum Ausschluß von Beiträgen aus verzögerten Ereignissen beibehalten. Die in dem Experiment aufgenommene Statistik reicht leider nicht aus, um direkt im ΔE - E_r -Spektrum Effekte beobachten zu können. Es bleibt jedoch die Projektion des Spektrums auf die ΔE -Achse, um Informationen zu erhalten. Das Setzen von Fenstern auf die markanten γ -Linien der Übergänge von ¹⁰⁴Mo($2^+ \rightarrow 0^+$), ¹⁰⁰Zr($2^+ \rightarrow 0^+$), ¹¹⁰Ru($2^+ \rightarrow 0^+$) sowie ¹¹⁴Pd($2^+ \rightarrow 0^+$) im Spektrum mit schweren Spaltfragmenten im Teilchenzähler (Abb. 14) bringt leider keine signifikanten Ergebnisse im ΔE -Spektrum. Die erreichte Statistik nach Setzen einer Bedingung auf eine einzelne γ -Linie ist vergleichsweise gering, so daß nur schwer Aussagen gemacht werden können. Das Setzen von Bedingungen auf mehrere Linien eines Elements ist in diesem Spektrum sehr schwierig, da zum Teil Linien verschiedener Elemente dicht beieinander liegen, wie beispielsweise ¹⁰⁶Mo($4^+ \rightarrow 2^+$) und ¹⁰⁰Zr($4^+ \rightarrow 2^+$). Darüber hinaus ist es fraglich, ob für die schweren Spaltfragmente eine Auflösung nach der Kernladungszahl überhaupt erreicht werden kann, da der Energiebereich dieser Fragmente bereits unterhalb des Bragg-Maximums der Energieverlustkurven für diese Isotope im ΔE - E -Diagramm liegt und sich damit der Abstand zwischen den einzelnen Energieverlustkurven in ΔE -Richtung verringert (vgl. Kap. 2.2.1).

Mehr verspricht aus diesen Gründen die Auswertung des Spektrums mit leichten Fragmenten im Teilchenzähler (Abb. 15), da sich diese in einem Energiebereich bewegen, der bereits oberhalb des Bragg-Maximums liegt. Dazu wurden Fenster auf die γ -Linien der im Spektrum in Abbildung 15 markierten Übergänge der Elemente Barium und Xenon gesetzt. Um die Statistik für das einzelne Element zu erhöhen, wurden die Ereignisse der verschiedenen Linien eines Elements aufeinanderakkumuliert. Das Resultat der Projektion des daraus entstehenden ΔE - E -Spektrums auf die ΔE -Achse ist in Abbildung 16 (links) aufgezeigt. Die grüne Linie entspricht dabei einem Barium-Übergang im γ -Detektor, das dazu korrespondierende Spaltfragment im Teilchendetektor ist Molybdän. Analog

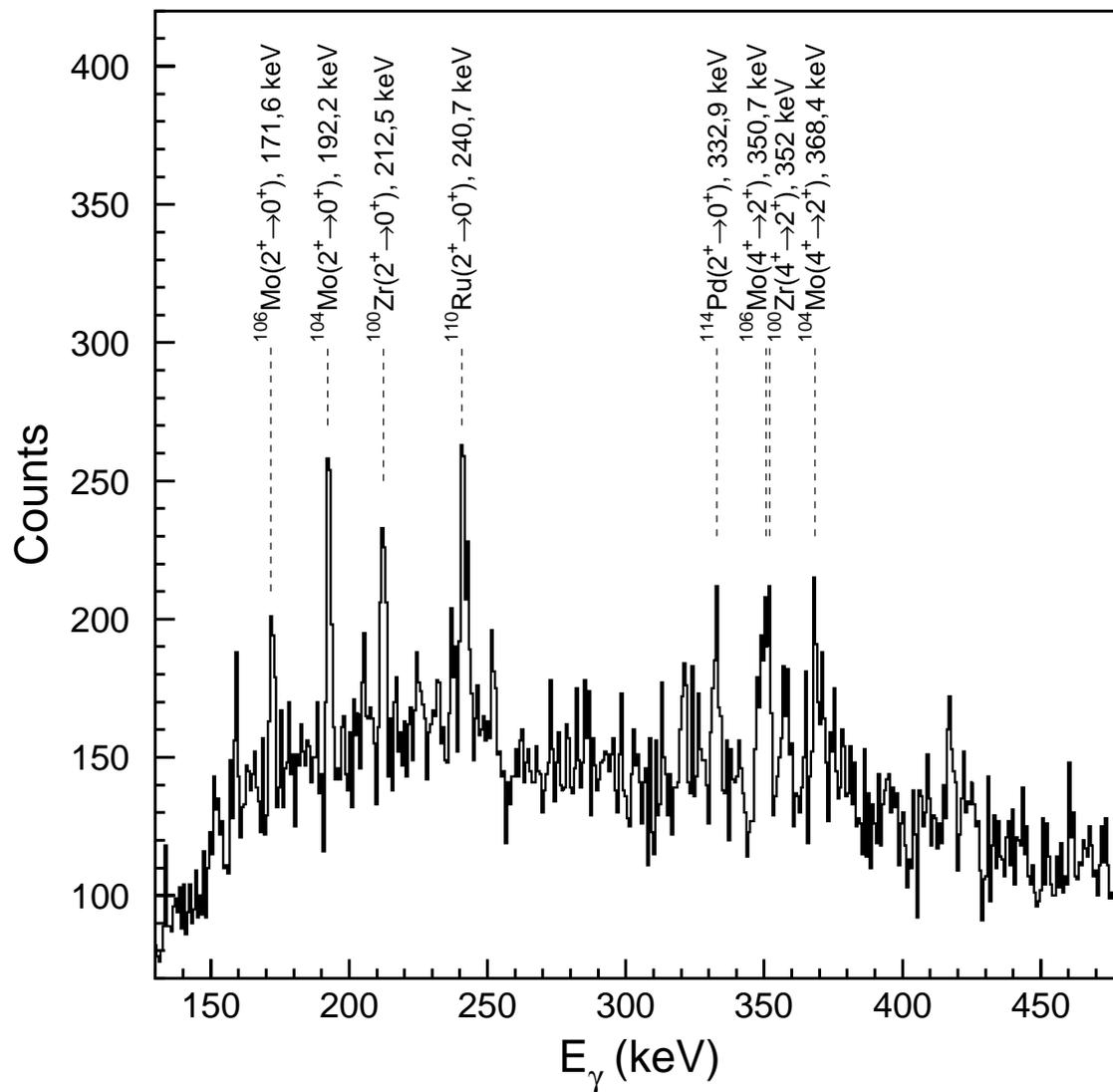


Abbildung 14: γ -Spektrum in Koinzidenz mit schweren Spaltfragmenten im Teilchenzähler.

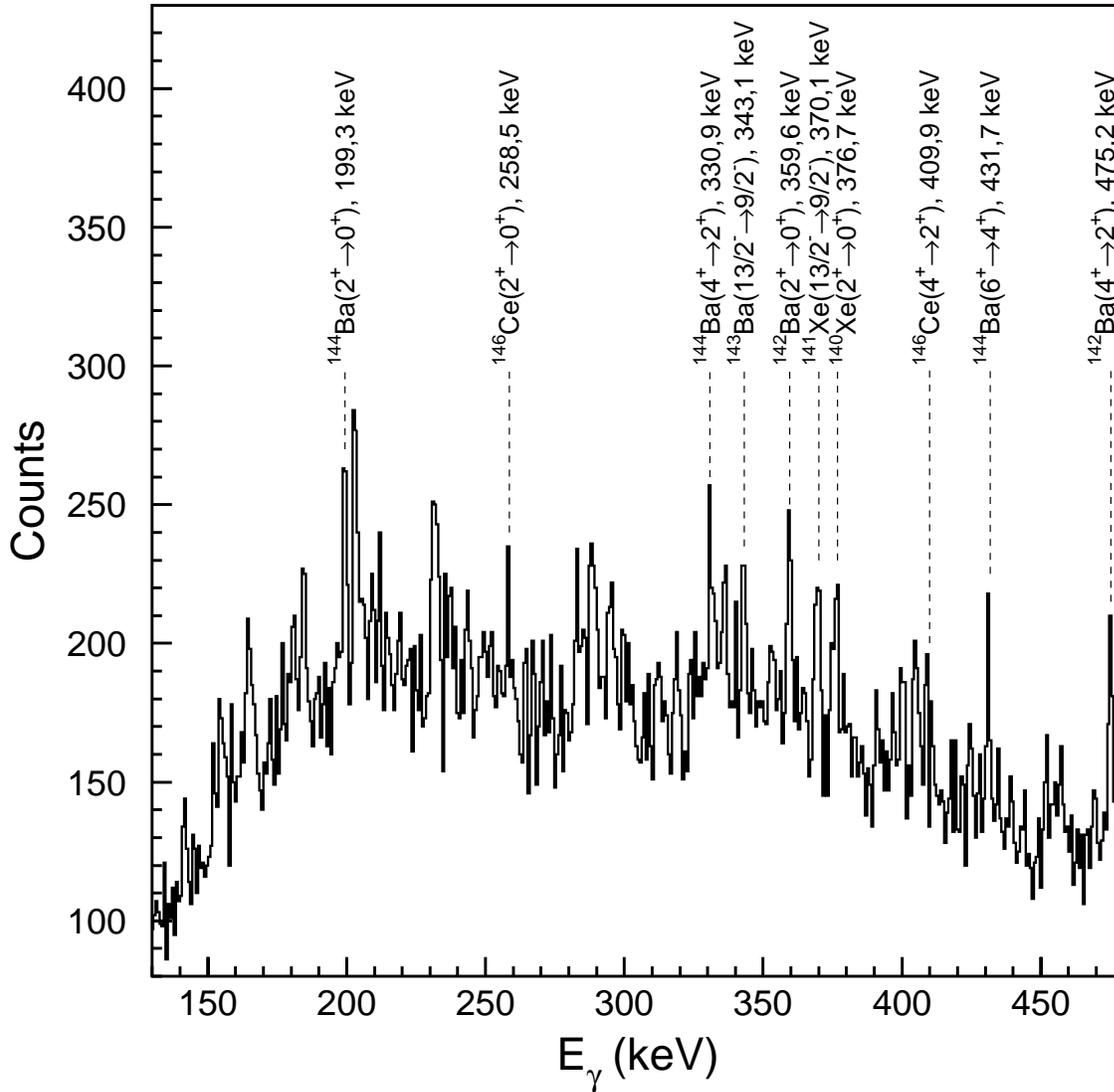


Abbildung 15: γ -Spektrum in Koinzidenz mit leichten Spaltfragmenten im Teilchenzähler.

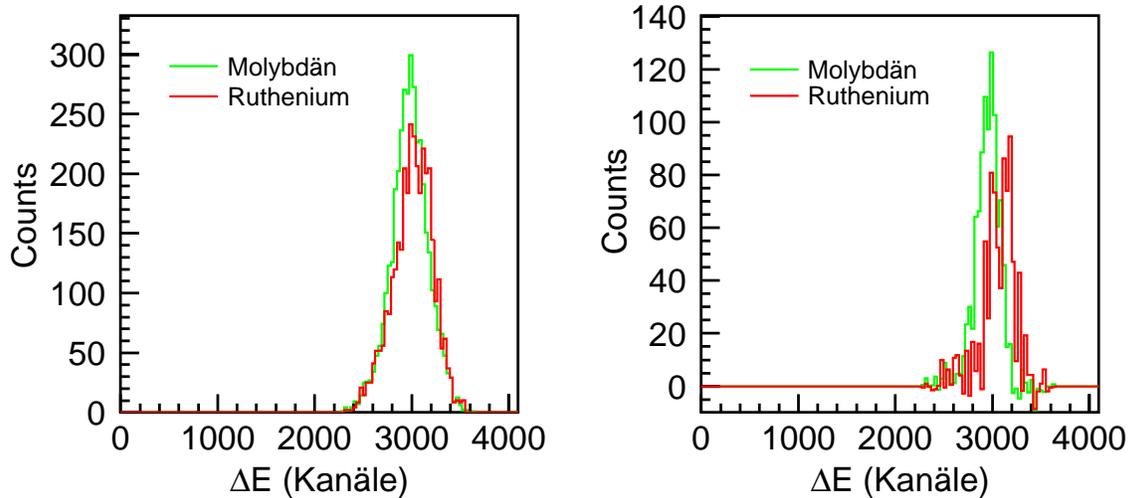


Abbildung 16: ΔE -Spektrum in Koinzidenz mit γ -Linien von Barium, das zu Molybdän im Teilchendetektor korrespondiert (grün), bzw. Xenon, welches zu Ruthenium im Teilchenzähler korrespondiert (rot), vor Untergrundsubtraktion (links) und nach Untergrundsubtraktion (rechts). Zum besseren Vergleich wurde die Ruthenium-Verteilung in beiden Fällen zweifach überhöht dargestellt.

gilt dies für die rote Linie eines Xenon-Übergangs bezüglich Ruthenium. Man erkennt, daß der Schwerpunkt der Ruthenium-Verteilung sichtbar gegenüber der Molybdän-Verteilung zu höherem Energieverlust hin verschoben ist. Da Ruthenium mit $Z=44$ eine höhere Kernladungszahl besitzt als Molybdän mit $Z=42$ ist dieser Effekt mit den im Kapitel 2.2.1 beschriebenen Überlegungen zu verstehen.

Um den Effekt deutlicher herauszuarbeiten, kann eine Untergrundsubtraktion durchgeführt werden, da die γ -Linien, auf die Fenster gesetzt wurden, sich auf einem diffusen Untergrund befanden, dessen Höhe die Höhe der eigentlichen Linien meist übertraf. Daher wurde zu jedem in der Auswertung berücksichtigten Peak die Höhe des Untergrunds abgeschätzt und mit der Breite der zugehörigen Fensterbedingung multipliziert. Diese Beträge wurden separat für die Elemente Barium und Xenon addiert. Nimmt man einen diffusen Untergrund an, so wird dessen Beitrag zum ΔE -Spektrum die gleiche Form besitzen wie das gesamte ΔE -Spektrum der leichten Fragmente. Deshalb wurde dieses Spektrum mit einem Normierungsfaktor auf die Anzahl der Untergrundereignisse der Elemente Barium bzw. Xenon normiert und diese elementspezifisch normierten Spektren schließlich von der jeweils dazugehörigen Verteilung von Molybdän bzw. Ruthenium in Abbildung 16 (links) subtrahiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 16 (rechts) dargestellt. Der Unterschied zwischen den Verteilungen ist nach Subtraktion des normierten Untergrundspektrums wesentlich deutlicher geworden.

Zur Bestimmung einer Auflösung wurde jeweils eine Gaußsche Normalverteilungskurve an die in Abbildung 16 (rechts) dargestellten Verteilungen von Molybdän bzw. Ruthenium angepaßt. Die Breite (FWHM) der Molybdän-Verteilung beträgt 256, die Breite der Ruthenium-Verteilung 303

Kanäle. Der Abstand zwischen den Schwerpunkten beider Verteilungen beläuft sich auf ca. 133 Kanäle, er entspricht dem Abstand von zwei Kernladungszahlen. Dies ergibt für die Verteilung von Molybdän ein Auflösungsvermögen von $\frac{Z}{\Delta Z} \approx 11$, für die Verteilung von Ruthenium ergibt sich ungefähr $\frac{Z}{\Delta Z} \approx 10$, wobei der kleinere Wert für Ruthenium auf eine unvollständige Untergrundsubtraktion zurückzuführen sein könnte. Da der Schwerpunkt der Ruthenium-Verteilung weiter von dem Schwerpunkt der gesamten ΔE -Verteilung der leichten Fragmente entfernt ist als der der Molybdän-Verteilung, wäre der Untergrundbeitrag zur Breite der Verteilungen für Ruthenium größer als für Molybdän.

Das in diesem Kapitel vorgestellte Experiment zeigt, daß es möglich ist, eine Auflösung nach der Kernladungszahl für leichte Spaltfragmente mit Hilfe einer Kombination aus einer Ionisationskammer und einem Si-Halbleiterdetektor zu erreichen. Die gemessene Statistik war aufgrund der kleinen Effizienz jedoch sehr gering. Daher werden im nächsten Kapitel Studien für einen Detektor mit größerem Raumwinkel, der nach einem leicht modifizierten Prinzip arbeitet, vorgestellt.

4 Entwicklung und Aufbau eines neuen Detektors

4.1 Tests von PIN-Dioden als Detektoren für Spaltfragmentenergien

In dem in Kapitel 3 beschriebenen Experiment wurde ein ionenimplantierter Silizium-Detektor zur Messung der Restenergie der Spaltfragmente verwendet. Aufgrund der hohen Beschaffungskosten für Detektoren dieser Art ist es essentiell, im Hinblick auf die Entwicklung eines Detektors, der einen möglichst großen Teil eines Raumwinkels von 2π abdecken soll, Silizium-Detektoren dieser Art durch preiswertere Detektoren zu ersetzen. Studien von Siegert [Sie79] und Liatard et al. [LAB⁺88] zeigen, daß photovoltaische Zellen bei Messungen von Spaltfragmentenergien eine Energieauflösung von 1,5 - 2 MeV und eine Zeitauflösung von etwa 12 ns besitzen. Die 1997 in Frankreich entwickelte Detektoranordnung SAPHIR [TGH⁺97] zur Bestimmung von Spaltfragmentmassen, wozu die Messung der kinetischen Energien beider Spaltfragmente aus einer dünnen Quelle notwendig ist, arbeitet mit Solarzellen. Der SAPHIR-Report zeigt jedoch auch, daß die Energieauflösung der Solarzellen deutlich hinter der Auflösung eines Silizium-Oberflächensperrschichtdetektors zurückbleibt.

Bei der GSI sind in vielen Experimenten PIN-Dioden zur Messung der Energie von Schwerionen eingesetzt worden. Deshalb werden im folgenden Kapitel PIN-Dioden auf die Möglichkeit einer Nutzung zur Messung von Spaltfragmentenergien getestet. Hierbei wird das Verfahren von Schmitt und Pleasonton [SP66] zugrunde gelegt, bei dem die Leistungsfähigkeit eines Detektors anhand bestimmter Testparameter beurteilt wird, die aus dem Pulshöhenspektrum einer ^{252}Cf -Quelle gewonnen werden.

Abbildung 17 zeigt den Verlauf eines typischen Teilchenenergiespektrums einer ^{252}Cf -Quelle und erläutert die Größen, die zur Errechnung der Testparameter aus dem Spektrum extrahiert werden müssen. Das Peak zu Valley-Verhältnis des Peaks der leichten Spaltfragmente $\frac{N_L}{N_V}$ ist dabei die Kenngröße, die die Energieauflösung des Detektors am sensitivsten wiedergibt. Schmitt und Pleasonton geben an, daß $\frac{N_L}{N_V} = 2,94 \pm 0,07$ einer Energieauflösung von etwa 1,0 MeV (FWHM) bei Brom-Ionen bzw. 1,4 MeV (FWHM) bei Jod-Ionen, jeweils bei ca. 70 MeV Gesamtenergie, entspricht und setzen einen Minimalwert von $\frac{N_L}{N_V} > 2,85$ als Kriterium für einen sinnvollen Einsatz als Energiedetektoren an. $\frac{N_H}{N_V}$ kann ebenfalls zur Überprüfung der Detektorauflösung dienen, scheint jedoch eine weniger sensitive Größe als $\frac{N_L}{N_V}$ zu sein. Nach Schmitt und Pleasonton sollte sie einen Wert um 2,2 haben. Die Größe $\frac{N_L}{N_H}$ kann als Indikator für die Dicke der toten Zone des Detektors herangezogen werden. Der Energieverlust in der toten Zone des Detektors bewirkt, daß die schweren Spaltfragmente, deren Energien bereits beim Austritt aus der Quelle unterhalb des Bragg-Maximums ihrer Energieverlustkurven liegen, weiter in den zunehmend steiler werdenden Bereich der Energieverlustkurven (vgl. Abb. 3) gezogen werden, während die leichten Spaltfragmente, deren Energien bei Austritt aus der Quelle oberhalb des Bragg-Maximums liegen, in den Bereich dieses Bragg-Maximums geraten. Dies bewirkt im Energiespektrum der Spaltfragmente, welches im Prinzip ein Restenergiespektrum nach Durchquerung der toten Zone des Detektors ist, daß der Peak der schweren Fragmente mit zunehmender Dicke der toten Zone höher und schlanker wird, während der Peak der leichten Fragmente eine leichte Verbreiterung erfährt und damit auch niedriger wird. Dieser Effekt kann mit der im vorigen Kapitel beschriebenen Apparatur beobachtet werden, in dem Restenergiespektren bei unterschiedlichen Gasdrücken aufgenommen werden. Die unterschiedlichen Drücke simulieren dabei tote Zonen unterschiedlicher Massenbelegung. Abbildung 18 zeigt solche Testspektren bei Drücken von 3, 5 und 10 Torr. Man vergleiche sie mit dem in Abbildung 10 dargestellten Spektrum, welches

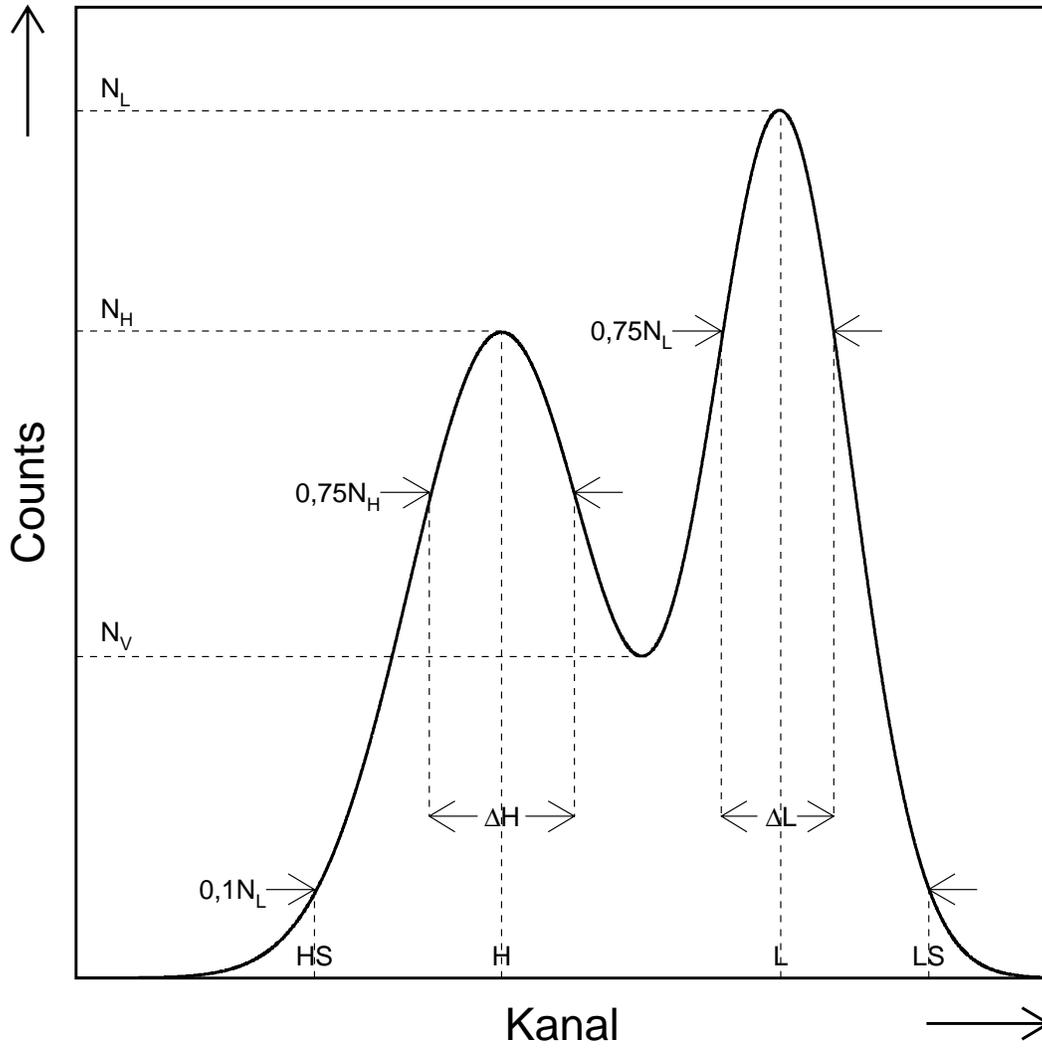


Abbildung 17: Beschreibung der Kenngrößen für den Test von Si-Detektoren mit Spaltfragmenten aus ^{252}Cf .

bei einem Druck von einem Torr aufgenommen wurde. Der Effekt ist sicher materialabhängig, wie der Energieverlust selbst. $\frac{N_L}{N_H}$ sollte für einen guten Spaltfragmentdetektor bei rund 1,3 liegen.

Das Verhältnis $\frac{H-HS}{L-H}$ ist ein sensitiver Indikator für den Effekt des Low-energy tailing. Er entsteht im wesentlichen durch unvollständige Ladungssammlung aufgrund von Fehlstellen im Detektorkristall. Ein solcher Effekt ist auch bei Germanium-Detektoren bekannt. Ein akzeptabler Wert für diese Größe sollte kleiner als 0.7 sein. Das Verhältnis $\frac{LS-L}{L-H}$ zeigt dagegen Multiplikationseffekte an, welche einen Fuß zu höheren Energien bewirken. Diese Effekte sind detailliert von Walter [Wal64] anhand von Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren diskutiert worden. Für dieses Verhältnis ist ein Wert von $\lesssim 0,49$ ein sinnvolles Maß. Die Breite der Gruppe der leichten Spaltfragmente bei $\frac{3}{4}$ -Maximum, $\frac{\Delta L}{L-H}$, ist nach Schmitt und Pleasonton ein weiterer Indikator für die Detektorauflösung, der jedoch durch Effekte wie Low-energy tailing, Multiplikation sowie durch den Energieverlust in der toten Zone des Detektors beeinflusst wird. $\frac{\Delta H}{L-H}$ ist eine eher insensitive Größe, die jedoch ebenfalls stark vom Energieverlust in der toten Zone abhängt. Schmitt und Pleasonton schlagen als Richtwerte $< 0,38$ bzw. $\lesssim 0,45$ für diese Größen vor. Dies sollte jedoch mit einem annehmbaren Verhältnis von $\frac{N_L}{N_H}$ einhergehen. Das Verhältnis $\frac{LS-HS}{L-H}$ schließlich ist ein guter Indikator für das Detektionsverhalten insgesamt, da es sowohl von der Detektorauflösung, wie auch von Low-energy tailing und Multiplikationseffekten beeinflusst wird. Ein Wert von $\lesssim 2,18$ wird hierfür empfohlen.

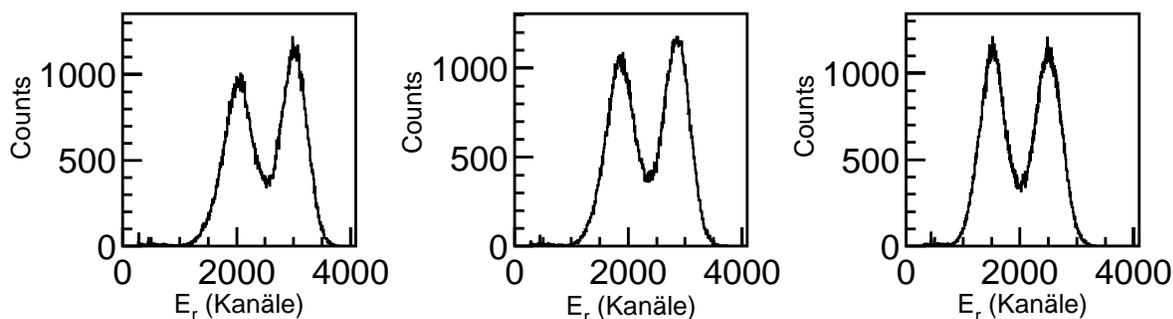


Abbildung 18: Testspektren der Restenergie der Spaltfragmente, die mit dem in Kap. 3.1 beschriebenen Aufbau bei Gasdrücken von 3 Torr (links), 5 Torr (Mitte) bzw. 10 Torr (rechts) aufgenommen wurden.

Alle getesteten PIN-Dioden sind Produkte der Firma Hamamatsu. Es handelt sich hierbei um eine PIN-Diode mit 10×10 mm aktiver Fläche, im folgenden als PIN-Diode 1 bezeichnet, sowie um eine Diode mit einer aktiven Fläche von 28×28 mm, im folgenden mit PIN-Diode 2 bezeichnet, deren Oberfläche mit einer dünnen Schicht aus aufgedampftem Aluminium leitfähig gemacht worden war. Diese beiden Dioden fielen aufgrund eines erhöhten Dunkelstromes nicht mehr unter die von Hamamatsu angegebenen Spezifikationen für solche Dioden und wurden daher kostenfrei für diese Tests zur Verfügung gestellt. Die dritte PIN-Diode hatte ebenfalls eine aktive Fläche von $28 \times$

28 mm und entsprach den oben genannten Spezifikationen. Die maximale Sperrspannung wurde für alle Dioden mit 100 V angegeben [Ham97]. Die Tests der beiden erstgenannten PIN-Dioden sowie, als Vergleichsmessung, des ionenimplantierten Silizium-Detektors wurden mit dem in Kap. 3.1 beschriebenen Aufbau bei vernachlässigbarem Gasdruck durchgeführt. Für den Test von PIN-Diode 3 wurde bereits das im folgenden Abschnitt beschriebene Detektorgehäuse benutzt. In beiden Fällen waren Gitter und Anode der Ionisationskammer für die Tests ausgebaut worden. Die benutzte Spannung betrug bei dem Si-Detektor 10 V. Bei PIN-Diode 1 wurden 50 V angelegt, da bei höheren Spannungen eine deutliche Zunahme des Rauschens zu beobachten war. An PIN-Diode 2 wurden aufgrund des großen Leckstroms nicht mehr als 10 V angelegt. Bei PIN-Diode 3 traten keine Probleme dieser Art auf. Als Sperrspannung wurde 70 V angelegt. Oberhalb dieser Spannung konnten keine Veränderungen der Signalanstiegszeiten mehr beobachtet werden, was darauf schließen ließ, daß die maximale Ausdehnung der ladungsträgerverarmten Zone erreicht war.

Testparameter	$\frac{N_L}{N_V}$	$\frac{N_H}{N_V}$	$\frac{N_L}{N_H}$	$\frac{\Delta L}{L-H}$	$\frac{\Delta H}{L-H}$	$\frac{H-HS}{L-H}$	$\frac{LS-L}{L-H}$	$\frac{LS-HS}{L-H}$
Silizium-Detektor	3,28	2,44	1,35	0,38	0,4	0,59	0,47	2,06
PIN-Diode 1	2,16	1,8	1,2	0,4	0,48	0,83	0,5	2,33
PIN-Diode 2	2,64	2,26	1,17	0,41	0,42	0,67	0,5	2,17
PIN-Diode 3	2,97	2,43	1,22	0,35	0,43	0,71	0,49	2,2
SAPhIR-Solarzelle ¹⁾	2,31	1,88	1,23	0,48	0,52	0,79	0,5	2,29
Richtwert ²⁾	> 2,85	≈ 2,2	≈ 1,3	< 0,38	≈ 0,45	< 0,7	≈ 0,49	≈ 2,18

Tabelle 3: Ergebnisse der PIN-Diodentests. ¹⁾ Werte entnommen aus [TGH⁺97], ²⁾ Werte entnommen aus [SP66].

Die Ergebnisse der Tests sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Sie zeigen, daß der ionenimplantierte Silizium-Zähler hervorragende Detektionseigenschaften aufweist. Weiterhin ist zu erkennen, daß die den Firmenspezifikationen entsprechende Serien-PIN-Diode, PIN-Diode 3, ebenfalls hervorragend zur Messung von Spaltfragmentenergien geeignet ist. Sie erfüllt näherungsweise alle von Schmitt und Pleasonton angegebenen Kriterien und übertrifft das Kriterium $\frac{N_L}{N_V}$, welches als sensitivstes Kriterium für die Detektorauflösung gilt, sogar deutlich. Sie zeigt damit auch wesentlich bessere Detektionseigenschaften als die Solarzellen, die für das SAPhIR-Projekt eingesetzt werden. Die beiden anderen PIN-Dioden bleiben hinter den Eigenschaften von PIN-Diode 3 deutlich zurück, was vor allem auf die erhöhten Leckströme bei diesen Dioden zurückzuführen ist.

4.2 Studien zur Verwendung von Gitterelektroden

In dem in Kapitel 3 beschriebenen Experiment wurde ein ΔE - E_r -Detektor eingesetzt, bei dem der Vektor des elektrischen Feldes der Ionisationskammer senkrecht zur Trajektorie der zu detektierenden Spaltfragmente ausgerichtet war. Die Entwicklung eines Detektors, der einen Raumwinkel von annähernd 2π abdecken soll, impliziert jedoch eine Halbkugelsymmetrie des Problems, an die die

bisher benutzte Feldgeometrie nur schwerlich angepaßt werden kann. Deshalb soll im folgenden Abschnitt die Möglichkeit der Benutzung eines elektrischen Feldes, dessen Ausrichtung parallel zur Spaltfragmenttrajektorie ist, untersucht werden. Aus einem System einzelner Detektorzellen dieser Feldgeometrie wäre es eher möglich, einen Detektor zu konstruieren, mit dem in einem Raumwinkel von 2π Spaltfragmente spektroskopiert werden können.

Ein Detektor, der mit einer solchen Feldgeometrie arbeitet, soll mit der im vorigen Abschnitt getesteten PIN-Diode 3 als E_r -Detektor betrieben werden. Der Abstand der Spaltquelle zur PIN-Diode bestimmt den Raumwinkel, der von dem Detektor abgedeckt wird. Damit hängt aber auch die maximal mögliche Auflösung der Ionisationskammer zusammen, die im folgenden kurz diskutiert werden soll.

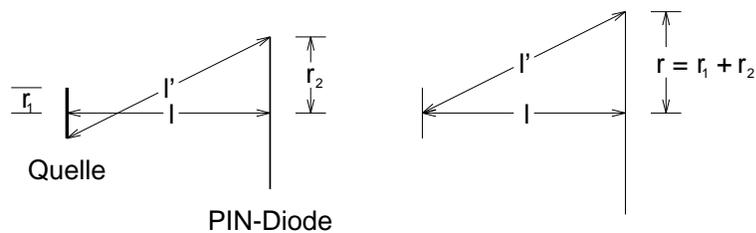


Abbildung 19: Skizze zur Erläuterung der geometrischen Begrenzung der ΔE -Auflösung eines Detektors.

Der Weg der Spaltfragmente von der Quelle zur PIN-Diode ist abhängig davon, an welcher Stelle der Quelle, die in der Realität kaum punktförmig ist, das Spaltfragment entsteht und an welcher Stelle es auf der PIN-Diode auftrifft, um nachgewiesen zu werden. Das in der Ionisationskammer erzeugte Signal ist proportional zur Länge des Weges, den das Spaltfragment in der Kammer zurücklegt. Dies soll anhand von Abbildung 19 illustriert werden. Ist die Quelle senkrecht über dem Mittelpunkt der PIN-Diode angebracht, so ist der kürzeste Weg eines Spaltfragments der Weg von der Mitte der Quelle zur Mitte der PIN-Diode. Der längste Weg eines Spaltfragments ist vom Rand der Quelle, deren aktive Fläche als rund angenommen wird, in die gegenüberliegende Ecke der PIN-Diode (vgl. Abb. 19 links). Bezeichnet man den Radius der aktiven Fläche der Quelle mit r_1 und die halbe Flächendiagonale der quadratischen PIN-Diode mit r_2 , so ergibt sich nach Abbildung 19 (rechts) für das Verhältnis des längsten Weges l' zum kürzesten Weg l die Formel

$$\frac{l'}{l} = \sqrt{1 + \frac{r^2}{l^2}}. \quad (24)$$

Dieses Verhältnis gibt eine minimale Breite für eine Linie im ΔE -Spektrum an und stellt damit eine geometrisch begründete Begrenzung der ΔE -Auflösung dar. Es sei angemerkt, daß die Intensitätsverteilung über diese Breite nicht gleichförmig ist. Aus Raumwinkelbetrachtungen ergibt sich, daß die Verteilung bei der Länge einer Trajektorie zum Mittelpunkt der PIN-Diode beginnt, ein Maximum in der Umgebung der Trajektorienlänge zur Mitte des Diodenrandes besitzt und zur Ecke der Diode hin

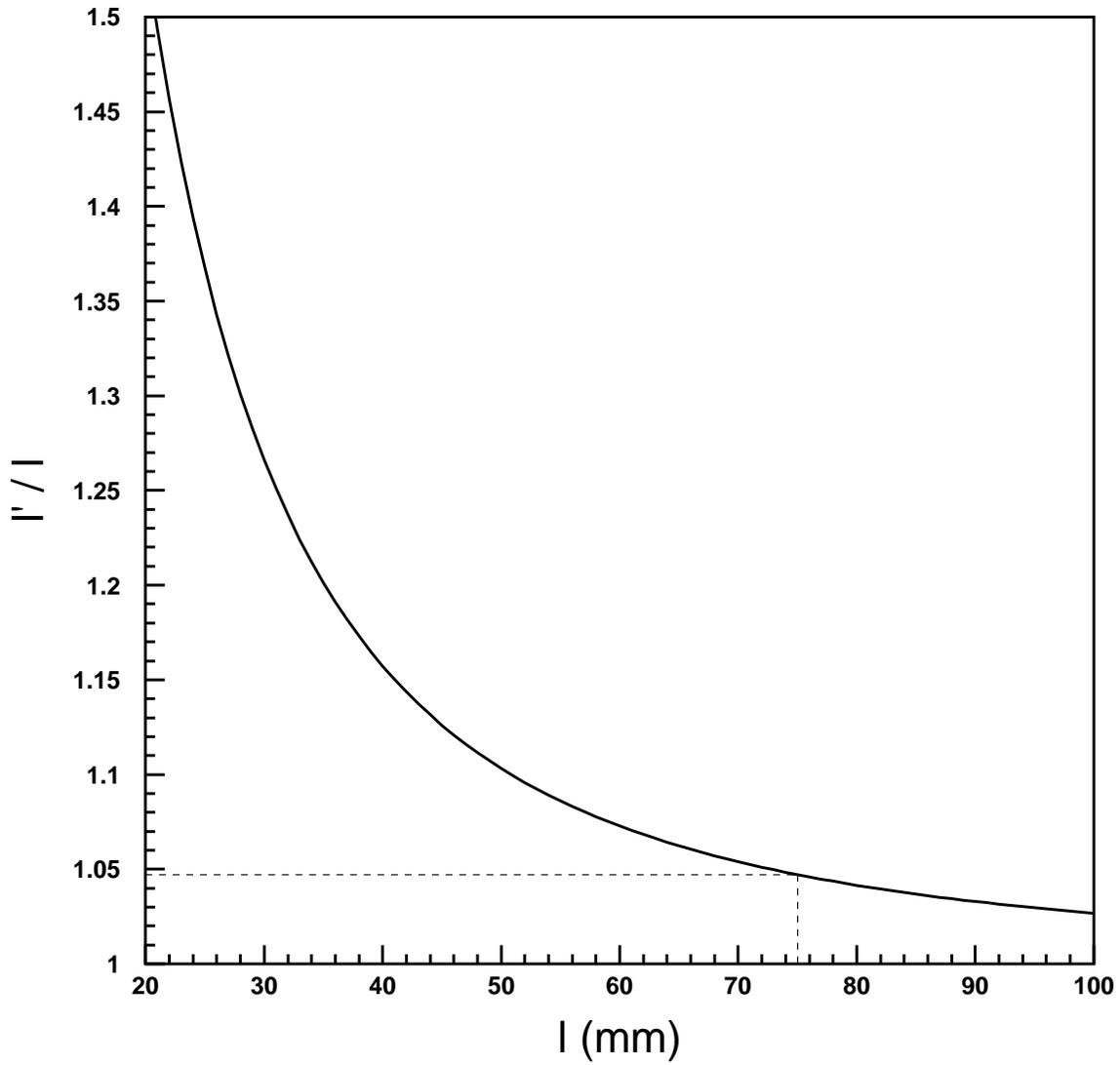


Abbildung 20: Das Verhältnis $\frac{l'}{l}$ in Abhängigkeit vom Abstand l der Quelle zur PIN-Diode. Es wurden 3.5 mm als Quellenradius und 19.8 mm als halbe Flächendiagonale der PIN-Diode angenommen.

wieder abfällt. Die Form dieser Verteilungen wird in Kapitel 6 simuliert und eingehend diskutiert. Die geometrische Linienbreite sollte in einer Größenordnung sein, die die Auflösung, die aufgrund der Breite des effektiven Ladungszustands des Spaltfragments entsteht, nicht wesentlich verschlechtert. In Abbildung 20 ist dieses Verhältnis für einen Quellenradius von $r_1 = 3,5$ mm und PIN-Diode 3 mit einer Kantenlänge von 28 mm, was einer halben Flächendiagonale von $r_2 = 19,8$ mm entspricht, in Abhängigkeit des Abstands zwischen der Quelle und der PIN-Diode aufgetragen. Man erkennt, daß l' bei einem Abstand von rund 75 mm unter $1,05 \cdot l$ fällt. In den folgenden Betrachtungen und Experimenten wird davon ausgegangen, daß dies eine akzeptable Größenordnung ist, daher wird mit diesem Abstand gearbeitet.

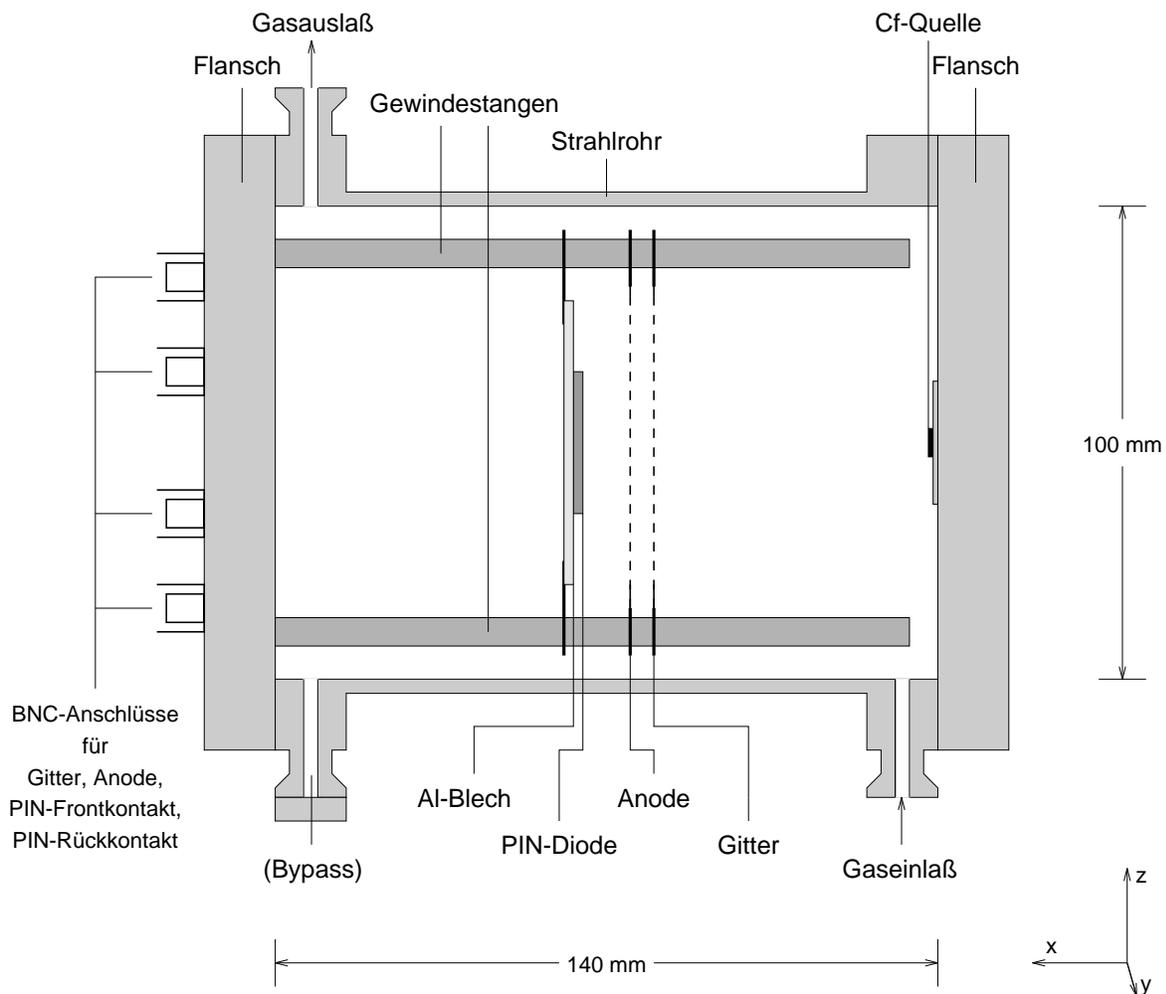


Abbildung 21: Schnittzeichnung des neukonstruierten ΔE - E_r -Detektors.

Abbildung 21 zeigt den Detektor, der auf der Basis dieser Überlegungen konstruiert worden ist. Als Gehäuse wurde ein Strahlrohr der Norm CF100 mit einer Länge von 140 mm gewählt, an dessen Enden links und rechts Anschweißflansche angebracht wurden. Die Anschweißflansche wurden an drei Stellen durchbohrt, und Kleinflansche der Norm KF10 wurden auf die Bohrungen geschweißt, so daß sie als Gasein- und -auslaß sowie als Bypass genutzt werden konnten. Das Strahlrohrgehäuse wurde an den Enden durch zwei Blindflansche abgeschlossen. Auf einen der Flansche konnte die $^{250,252}\text{Cf}$ -Quelle aufgeschraubt werden. In den anderen Flansch wurden zwei Gewindestangen eingeschraubt, die als Halterungen für die zu montierenden Gitter und die PIN-Diode dienen. Vier vakuumdichte BNC-Anschlüsse ermöglichen das Anlegen verschiedener Potentiale an die Komponenten im Innern des Detektors.

Die Benutzung einer massiven Anode, wie sie bei dem Detektor des vorigen Experiments eingesetzt wurde, ist bei der neuen Geometrie nicht möglich, da die Spaltfragmente in der Lage sein müssen, die Anode zu durchdringen, um die PIN-Diode zu erreichen. Deshalb kommt als Anode nur ein Gitter oder eine dünne, durch aufgedampftes Aluminium leitfähig gemachte Folie in Frage. Einem Anodengitter ist hierbei eindeutig der Vorzug zu geben, da die Spaltfragmente in einer Folie einen zusätzlichen, unnötigen Energieverlust erfahren würden. Auch ein Frisch-Gitter wurde in den neuen Detektor eingebaut, obwohl seine Notwendigkeit aufgrund der jetzigen Geometrie nicht auf den ersten Blick einsichtig ist. Für die Entwicklung eines Detektors mit größerem Raumwinkel wird es wichtig werden (vgl. Kap. 6). Das Design der Gitter sowie der Halterung der PIN-Diode wird im folgenden Teil dieses Abschnitts eingehender diskutiert. Als Abstände von der Quelle zum Frisch-Gitter, zum Anodengitter bzw. zur PIN-Diode werden hierfür 60 mm, 65 mm bzw. 75 mm angesetzt. Für die Wahl der Spannungen ist es wesentlich, daß Anodengitter und PIN-Diodenoberfläche auf gleichem Potential liegen. Sonst können in diesem Bereich erzeugte Ladungsträger sowie die Anode passierende Ladungsträger das Anodensignal, welches aus der Beschleunigung der Ladungsträger im Bereich zwischen Anode und Gitter resultiert, verfälschen.

Der Verlauf des elektrischen Feldes in einem Detektor, wie er in Abbildung 21 dargestellt ist, hängt nicht nur von den an die Elektroden angelegten Spannungen ab, sondern auch von Einflüssen durch z. B. die Detektorwand, die auf Massepotential liegt, oder die Maschenweite der Gitter. Um diese Einflüsse abschätzen zu können, wurde die Potentialverteilung im Detektor mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente berechnet. Eine solche Potentialverteilung genügt der Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 \Phi = -4\pi\rho, \quad (25)$$

bzw. in Bereichen ohne Ladungen der Laplace-Gleichung

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (26)$$

[Jac62], wobei ρ die Ladungsdichte und Φ das skalare elektrische Potential darstellt. Das skalare elektrische Potential ist über die Beziehung

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \Phi \quad (27)$$

mit dem Vektor des elektrischen Feldes \vec{E} verknüpft [Jac62].

Die Laplace-Gleichung muß für die durch den Detektor vorgegebenen Randbedingungen gelöst werden. Ein effektives Werkzeug für diese Aufgabe ist das Programmpaket DIFFPACK [DIF97]. Es stellt umfangreiche Routinen zur Entwicklung von numerischer Software in der Programmiersprache C++ (vgl. z. B. [ER94b]) zur Verfügung, die auf das Lösen von partiellen Differentialgleichungen ausgerichtet sind. Mit DIFFPACK wurden Simulationsprogramme geschrieben, die die Laplace-Gleichung auf einem Finite Element-Gitter bestimmter Größe und Feinmaschigkeit für bestimmte Randbedingungen unter Zuhilfenahme der Methode der Finiten Elemente numerisch lösen. Hierfür wurde ein iterativer Löser nach der Konjugierte Gradienten-Methode eingesetzt. Da die zugrunde liegende Detektorgeometrie recht komplex ist, und Speicherplatz wie auch Rechenzeit nicht unbegrenzt zur Verfügung stehen, müssen für die verschiedenen Effekte, die untersucht werden sollen, sinnvolle Teilgeometrien des Detektors definiert und mit der erforderlichen Feinmaschigkeit programmiert werden.

Zuerst soll der Einfluß der Maschenweite der beiden Gitterelektroden auf die Potentialverteilung untersucht werden. Dies ist eine kritische Größe, da von der Maschenweite und dem Drahtdurchmesser des Gitters auch die Transmission des Gitters für die zu messenden Spaltfragmente abhängt. Hier existiert ein Trade-off zwischen einerseits einer hohen Transmission und andererseits der Möglichkeit, die Gitterelektroden in einem größeren Maßstab als leitende Flächen approximieren zu können. Für die geometrische Transmission eines Gitters T_G ergibt sich aus einfachen geometrischen Betrachtungen die Beziehung

$$T_{G,p} = \frac{d - 2r}{d} = 1 - 2\frac{r}{d} \quad (28)$$

für ein Gitter aus parallelen Drähten und

$$T_{G,k} = \frac{d^2 - 4dr + 4r^2}{d^2} = 1 - 4\frac{r}{d} \left(1 - \frac{r}{d}\right) \quad (29)$$

für ein Gitter aus gekreuzten Drähten des Drahtradius r und der Maschenweite d . Zur Herstellung solcher Gitterelektroden hat sich Wolfram-Draht von 20 μm Durchmesser bewährt. Die geometrischen Transmissionen für die Maschenweiten 2 mm, 1 mm und 0,5 mm sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Eine Berechnung der Ineffizienz der Abschirmung des Frisch-Gitters σ nach Gleichung 15 ist möglich, wenn vernachlässigt wird, daß auch die Anode eine Gitterstruktur und damit eine Ineffizienz gegenüber der dahinter liegenden PIN-Diodenoberfläche besitzt. Der Vollständigkeit wegen soll sie für den oben beschriebenen Anoden-Gitter-Abstand von 5 mm angegeben werden.

Die Rechnungen für die Potentialverteilung konnten für den Fall des Gitters aus parallelen Drähten zweidimensional durchgeführt werden. Der Bereich, auf dem die Rechnungen durchgeführt wurden, erstreckte sich in x-Richtung über den Abstand zwischen Quelle und PIN-Diodenoberfläche. Der Rand des Rechenbereiches, der der Quellenposition entsprach, wurde mit einer Dirichletschen Randbedingung auf das Potential 0 V, der Rand der PIN-Diodenoberfläche auf das Potential 250 V gelegt. Für die übrigen Ränder wurden Neumannsche Randbedingungen definiert, was aufgrund der Periodizität des Gitters erlaubt, in y-Richtung nur über 1,5 Maschenweiten zu rechnen. Der Rechenbereich wurde in 750×60 Elemente aufgeteilt. Die den Gitterdrähten entsprechenden Knotenpunkte wurden auf das Potential 180 V für das Frisch-Gitter und 250 V für das Anodengitter gelegt. Im Fall der gekreuzten Gitter mußte dreidimensional gerechnet werden. Der Rechenbereich entspricht dem oben spezifizierten, erweitert um 1,5 Maschenweiten in z-Richtung. Aufgrund des

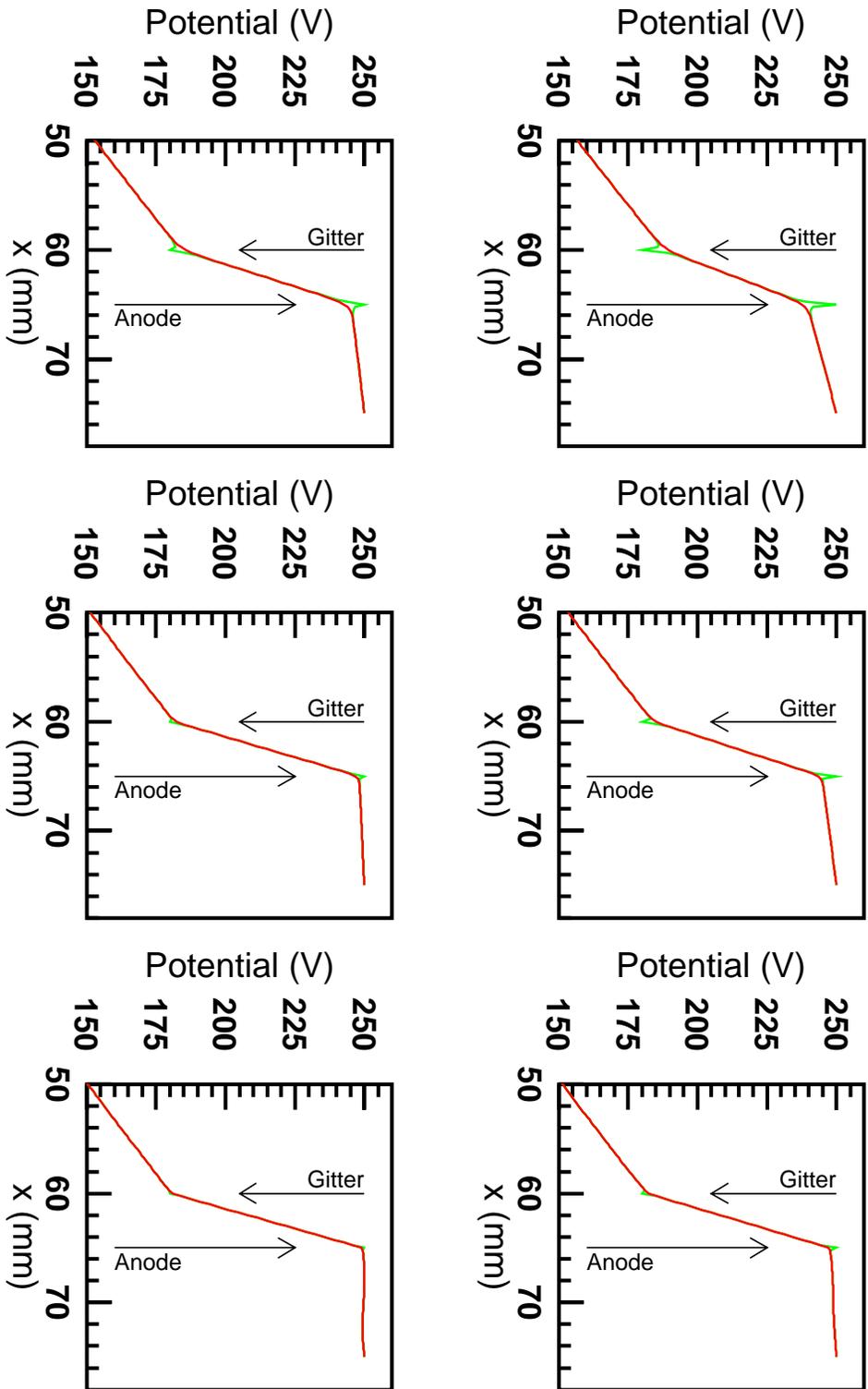


Abbildung 22: Potentialverlauf im Detektor beim Einsatz von Gittern parallel (oben) bzw. gekreuzter Drähte (unten) der Maschenweiten 2 mm, 1 mm und 0,5 mm (von links nach rechts). Die roten Linien repräsentieren den Potentialverlauf entlang einer Geraden durch die Zwischenräume der Gitter, die grünen zeigen die Abweichung von diesem Potentialverlauf entlang einer Geraden, die die Gitterdrähte bzw. Kreuzungspunkte der Gitter senkrecht schneidet.

d (mm)	$T_{G,p}$	$T_{G,k}$	σ
2	99%	98,01%	0,22
1	98%	96,04%	0,088
0,5	96%	92,16%	0,033

Tabelle 4: Geometrische Transmissionen für Gitter aus parallelen Drähten ($T_{G,p}$) bzw. gekreuzten Drähten ($T_{G,k}$). Die Ineffizienzen σ (vgl. Kap. 2.2.2) gelten ungefähr für Gitter aus parallelen Drähten, für Gitter aus gekreuzten Drähten sind sie kleiner als die angegebenen Werte.

höheren Rechenaufwandes und Speicherplatzbedarfs für dreidimensionale Rechnungen wurde die Auflösung in x- und y-Richtung reduziert und der Rechenbereich in $300 \times 30 \times 30$ Elemente aufgeteilt. Die Potentiale und Randbedingungen entsprechen den oben beschriebenen.

Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Abbildung 22 zusammengefaßt. Hierbei zeigt die obere Reihe der Diagramme den Potentialverlauf für Gitter mit parallelen Drähten der Maschenweiten 2 mm, 1 mm und 0,5 mm von links nach rechts. Die rote Linie entspricht dem Potentialverlauf entlang einer Geraden senkrecht zur Quellen- und PIN-Diodenoberfläche und durch die Mitte des Zwischenraums zwischen zwei Drähten der Elektrodengitter. Die grüne Linie entspricht der Abweichung hiervon, wenn die Gerade parallelverschoben jeweils einen Draht jedes Elektrodengitters schneidet. Entsprechendes gilt für die untere Reihe der Diagramme, die den Potentialverlauf für gekreuzte Gitter darstellen. Die rote Linie beschreibt den Potentialverlauf entlang einer Geraden durch die Mitte einer von vier Drähten umgebenen Masche, die grüne Linie beschreibt die Abweichung von diesem Potentialverlauf am Kreuzungspunkt zweier Drähte. Man erkennt deutliche Abweichungen von dem erwarteten, stückweise linearen Potentialverlauf bei den großen Maschenweiten. Dies bewirkt, daß zwischen Gitter und Anode eine tatsächliche Potentialdifferenz herrscht, die geringer ist als die der angelegten Potentiale, darüber hinaus ist der Raum zwischen Anodengitter und PIN-Diode nicht feldfrei. Bei dem Gitter aus parallelen Drähten der Maschenweite 2 mm ist dieser Effekt am stärksten, die tatsächliche Potentialdifferenz zwischen Frisch-Gitter und Anodengitter ist in den Räumen zwischen den Drähten um mehr als 20 V geringer als die angelegte Potentialdifferenz. Erst bei Benutzung eines gekreuzten Gitters mit der Maschenweite 0,5 mm wird dieser Effekt marginal, in diesem Fall kann auch der Raum zwischen Anodengitter und PIN-Diode als feldfrei angesehen werden. Für die Konstruktion des Detektors wurden deshalb Gitter dieser Art verwendet. Sie wurden im Detektorlabor der GSI hergestellt und auf Trageringe aus Stesalit aufgeklebt. Die Trageringe hatten einen Außendurchmesser von 90 mm, einen Innendurchmesser von 60 mm und eine Dicke von 1 mm. Als Klebstoff wurde Zweikomponentenkleber der Marke Technicoll benutzt, den man vor Verwendung im Vakuum ausgasen ließ. Die Kontaktierung erfolgte über zwei mit Lötzinn bestrichene Kupferstreifen.

Des weiteren wurde die Potentialverteilung im gesamten Detektor berechnet. Aufgrund der Symmetrie in y- und z-Richtung (vgl. Abb. 21) genügte es, ein Viertel des Detektors konkret zu berechnen. Die Auflösung hierfür betrug 2 mm in x-Richtung und jeweils 1 mm in y- und z-Richtung. Feldbeeinflussungen durch die Stesalitringe konnten aufgrund des ausreichend großen Innendurchmessers der Ringe vernachlässigt werden. Die Potentiale wurden gewählt wie im obigen Absatz beschrieben. Die erste Rechnung wurde ohne das in Abbildung 21 dargestellte Aluminiumblech durchgeführt. Dies ergab Potentialverteilungen wie in Abbildung 23. Aufgrund des Einflusses der Detektorwände sind die

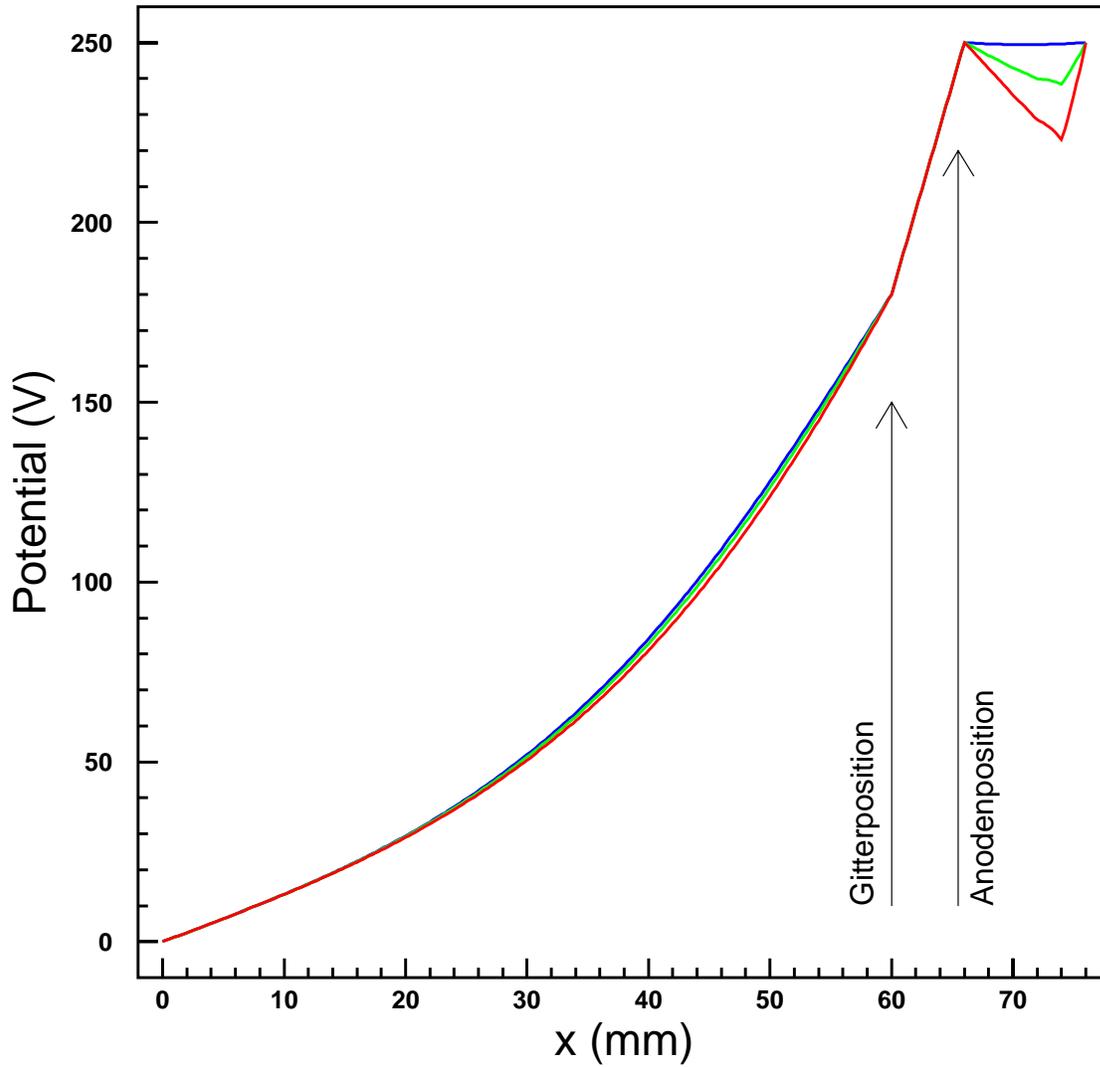


Abbildung 23: Potential im Detektor ohne Al-Blech hinter der PIN-Diode. Die farbigen Linien entsprechen dem Potentialverlauf entlang einer Geraden vom Mittelpunkt der Quelle zum Mittelpunkt (blau), zur Mitte des Randes (grün) bzw. zur Ecke der PIN-Diode (rot).

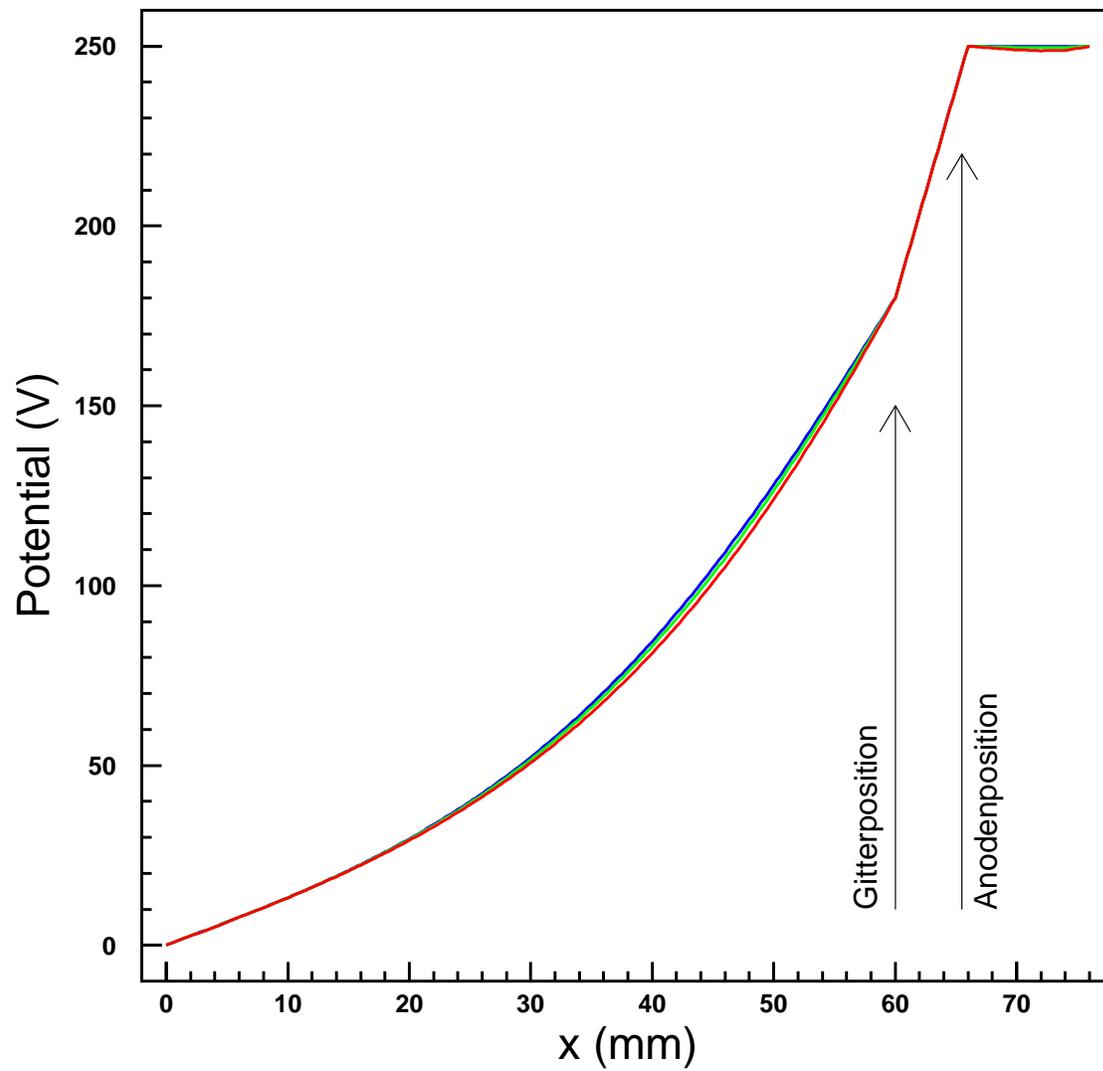


Abbildung 24: Potentialverlauf im Detektor mit Al-Blech hinter der PIN-Diode. Das Blech liegt auf gleichem Potential wie der PIN-Dioden-Frontkontakt. Die farbigen Linien entsprechen den Potentialverläufen entlang der drei in Abb. 23 definierten Geraden.

Potentialverteilungen zwischen Quelle und Frisch-Gitter für verschiedene Trajektorien leicht unterschiedlich. Dies macht den Einsatz eines Frisch-Gitters auch in dieser Geometrie sinnvoll. Weiterhin ergeben sich starke Potentialverzerrungen zwischen Anodengitter und PIN-Diodenoberfläche zu den Rändern der PIN-Diode hin, dargestellt durch die grüne und die rote Linie in der Abbildung. Diese Regionen sind nicht feldfrei und würden daher das Ionisationskammersignal von Spaltfragmenten, die entlang solcher Trajektorien fliegen, verfälschen. Das Problem kann durch den Einbau eines 60×60 mm großen Aluminiumbleches, das auf das gleiche Potential wie der PIN-Dioden-Frontkontakt gelegt wird, behoben werden, wie die neue, in Abbildung 24 dargestellte Rechnung zeigt. Hierbei wurde berücksichtigt, daß der Frontkontakt der PIN-Diode rund 2 mm über dem Blech liegt. Die Gesamtpotentialverteilung ist in Abbildung 25 zu sehen. Es ist zu erkennen, daß die metallene Gewindestange keine Potentialveränderung zwischen Frisch-Gitter und Anode sowie zwischen Anode und PIN-Diode hervorruft.

Kontakt/Elektrode	Spannung (V)
Kathode (Gehäuse)	0
Frisch-Gitter	180
Anodengitter	250
PIN-Dioden-Frontkontakt	250
PIN-Dioden-Rückkontakt	320

Tabelle 5: Zusammenstellung der an den Detektor angelegten Spannungen.

Der Detektor wurde in der in Abbildung 21 dargestellten Konfiguration mit der $^{250,252}\text{Cf}$ -Quelle getestet. Hierzu wurde die Gasapparatur entsprechend Abbildung 8 benutzt. Die angelegten Spannungen sind in Tabelle 5 zusammengestellt. Die Spannung am Frisch-Gitter wurde hierbei direkt, am Anodengitter und am PIN-Dioden-Rückkontakt jeweils über einen Vorverstärker zugeführt. Die Spannung am PIN-Dioden-Frontkontakt wurde über einen $100 \text{ k}\Omega$ -Schutzwiderstand angelegt. Zusätzlich wurden zwei Kondensatoren von $0,5 \mu\text{F}$ bzw. 1 nF dem PIN-Dioden-Frontkontakt parallel geschaltet, um ein Überspringen auf dem Vorverstärkersignal der PIN-Diode zu beseitigen. Die verwendete Meßelektronik entsprach im wesentlichen der in Abbildung 9 dargestellten, jedoch ohne den Zweig für die Aufnahme der γ -Energien und die Schaltung der γ -Koinzidenzen, da bei diesem Test keine γ -Quanten aufgenommen wurden. Bei den Tests fiel auf, daß der Gasdruck, mit dem die Ionisationskammer des Detektors betrieben werden mußte, deutlich höher war als bei dem von der Universität Bonn entwickelten Detektor. Bezogen auf die aktive Länge des des von dem Spaltfragment durchflogenen Gases war ein um den Faktor 2,5 - 3 höherer Druck notwendig, um vergleichbare Signalhöhen zu erreichen. Dabei handelte es sich um den gleichen ladungsempfindlichen Vorverstärker wie bei dem in Kapitel 3 beschriebenen Experiment. Eine Begründung könnte in der Feldgeometrie des Detektors zu suchen sein. Da bei dieser Detektorkonfiguration die elektrischen Feldlinien parallel der Spaltfragmenttrajektorie gerichtet sind, werden die im Gas erzeugten Ladungsträger auch entlang dieser Trajektorie bewegt. Aufgrund der hohen Ladungsträgerdichte, die beim Durchgang von Schwerionen durch Materie entsteht, werden viele Elektronen während der Drift durch den Gasraum auf an anderer Stelle produzierte Ionen stoßen und mit diesen rekombinieren. Diese Rekombination

könnte kaum durch eine Erhöhung der elektrischen Feldstärke verhindert werden. Aufgrund des höheren Gasdrucks werden die Spaltfragmente stärker abgebremst und daher im ΔE - E_r -Spektrum entlang ihrer Energieverlustkurven zu niedrigeren Energien hin verschoben. Ansonsten ist das mit dem neuen Detektor aufgenommene ΔE - E_r -Spektrum mit dem in Abbildung 11 dargestellten Spektrum vergleichbar.

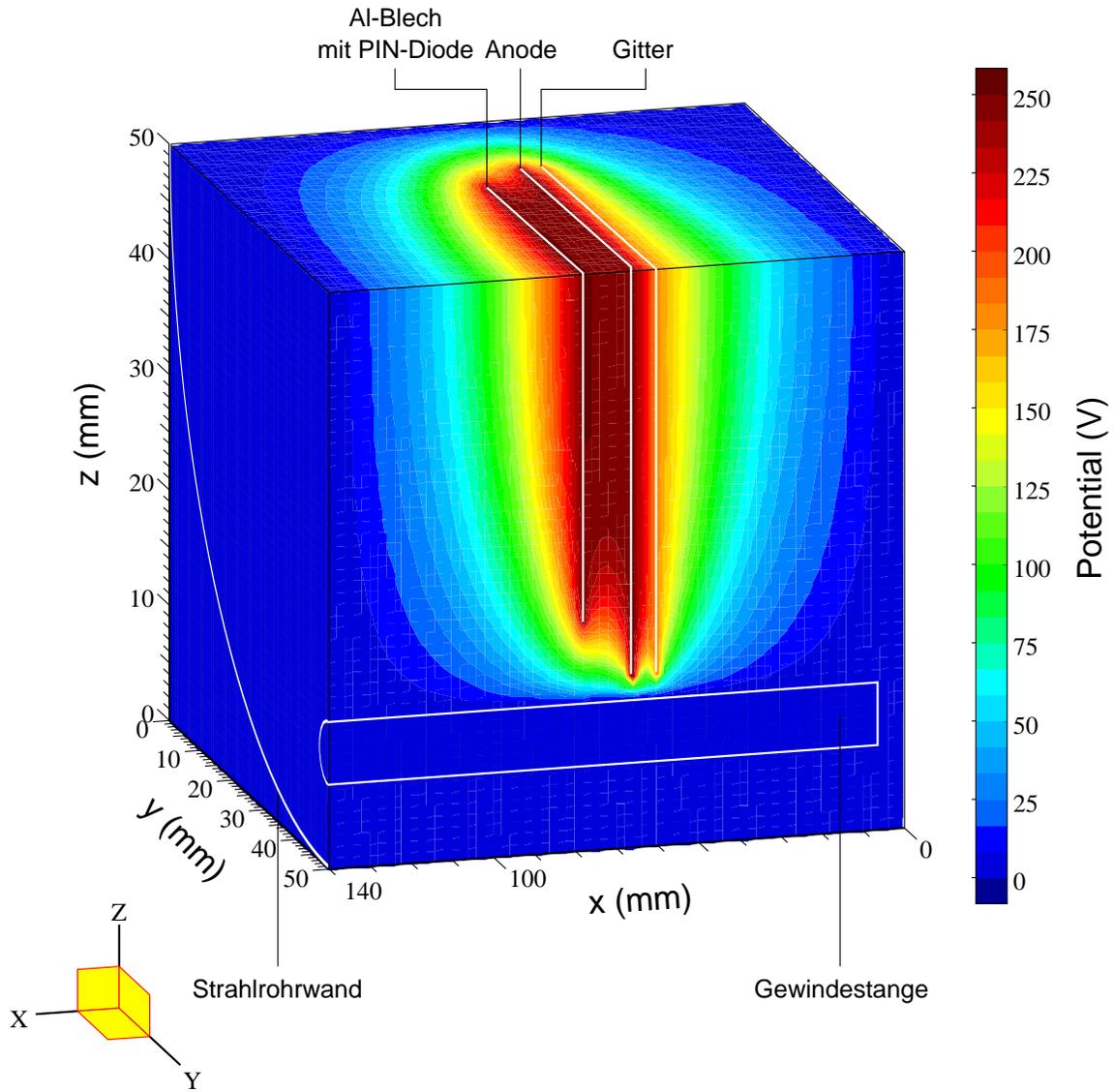


Abbildung 25: Potentialverteilung im Detektor auf den Schnittflächen durch die x - y -Ebene in der Mitte der z -Achse sowie durch die x - z -Ebene in der Mitte der y -Achse. Zur besseren Anschaulichkeit vergleiche man das Achsenkreuz (links unten) mit dem Achsenkreuz in Abb. 21 (rechts unten).

5 Experiment mit der Reaktion $^{238}\text{U}(\text{p},\text{f})$

5.1 Experimentaufbau

Um den neuentwickelten Detektor zu testen, wurde ein Experiment mit protoneninduzierter Spaltung von ^{238}U durchgeführt. Die Energie der Coulombbarriere für ein solches System ist, bei Vernachlässigung der Deformation des Urankerns, nach [MK92] gegeben durch

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \quad (30)$$

mit der Elementarladung e und

$$R = r_0 \left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} \right). \quad (31)$$

A_1 und A_2 bzw. Z_1 und Z_2 sind hierbei die Massen- bzw. Kernladungszahlen für Projektil und Target. Setzt man r_0 mit ca. 1,3 fm an [MK92] so ergibt sich für die Coulombbarriere einer Reaktion von Protonen mit ^{238}U eine Höhe von $V_C \approx 14,2$ MeV.

Das Experiment wurde am Beschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität Frankfurt durchgeführt. Hierbei handelt es sich um einen Van de Graaf-Beschleuniger, der mit rund 7 MV Maximalspannung betrieben werden kann, d. h. Protonen können auf eine maximale Energie von rund 7 MeV beschleunigt werden. Dies bedeutet, daß man sich bei der Reaktion von Protonen mit ^{238}U deutlich unterhalb der Coulombbarriere befindet.

Detaillierte Messungen von protoneninduzierter Spaltung von Uran sind von Boyce et al. [BHB⁺74] durchgeführt worden. Für eine Proton-Einschußenergie von 7 MeV wird ein differentieller Spaltquerschnitt von $4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{b}}{\text{sr}}$ bei einem Winkel von 90° angegeben. Bei vernachlässigbaren Unterschieden in der Winkelverteilung der Spaltfragmente läßt sich dies zu einem winkelintegrierten Wirkungsquerschnitt von rund $5 \cdot 10^{-4}$ b integrieren. Auch von Choppin et al. [CMF63] und Kononov et al. [KPD78] ist ein Spaltquerschnitt von ungefähr $5 \cdot 10^{-4}$ b bei dieser Einschußenergie gemessen worden.

Das Experiment wurde mit einem Target aus angereichertem ^{238}U der Massenbelegung $20 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ durchgeführt. Das Target wurde in einem Winkel von 45° zur Strahlrichtung eingesetzt, d. h. die effektive Dicke des Targets betrug für den Protonenstrahl wie auch für den senkrecht zur Strahlachse aufgebauten Teilchen- bzw. γ -Detektor $28,3 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$. Diese Dicke stellte sicher, daß der korrespondierende Partner eines Spaltfragments, das das Target in Richtung Teilchenzähler verließ, im Target gestoppt wurde und damit seine γ -Strahlung in Ruhe abgab.

Damit der Detektor bei einem Strahlexperiment eingesetzt werden konnte, wurde eine spezielle Targetkammer konstruiert. Sie bestand aus einem 54 mm hohen Hohlzylinder aus Edelstahl, dessen Innendurchmesser 100 mm betrug und an den Strahlrohrflansche der Norm CF100 angeschraubt werden konnten. Die Wand des Hohlzylinders war an vier rechtwinklig zueinander liegenden Stellen durchbohrt. Kleinflansche der Norm KF40 waren auf die Bohrungen geschweißt, so daß ein Paar der Flansche als Strahlein- und -austritt, das andere Paar zur Aufnahme einer Targetleiter genutzt werden konnte. Auf die Targetleiter wurden sowohl das Uran-Target wie auch eine Lochblende aus

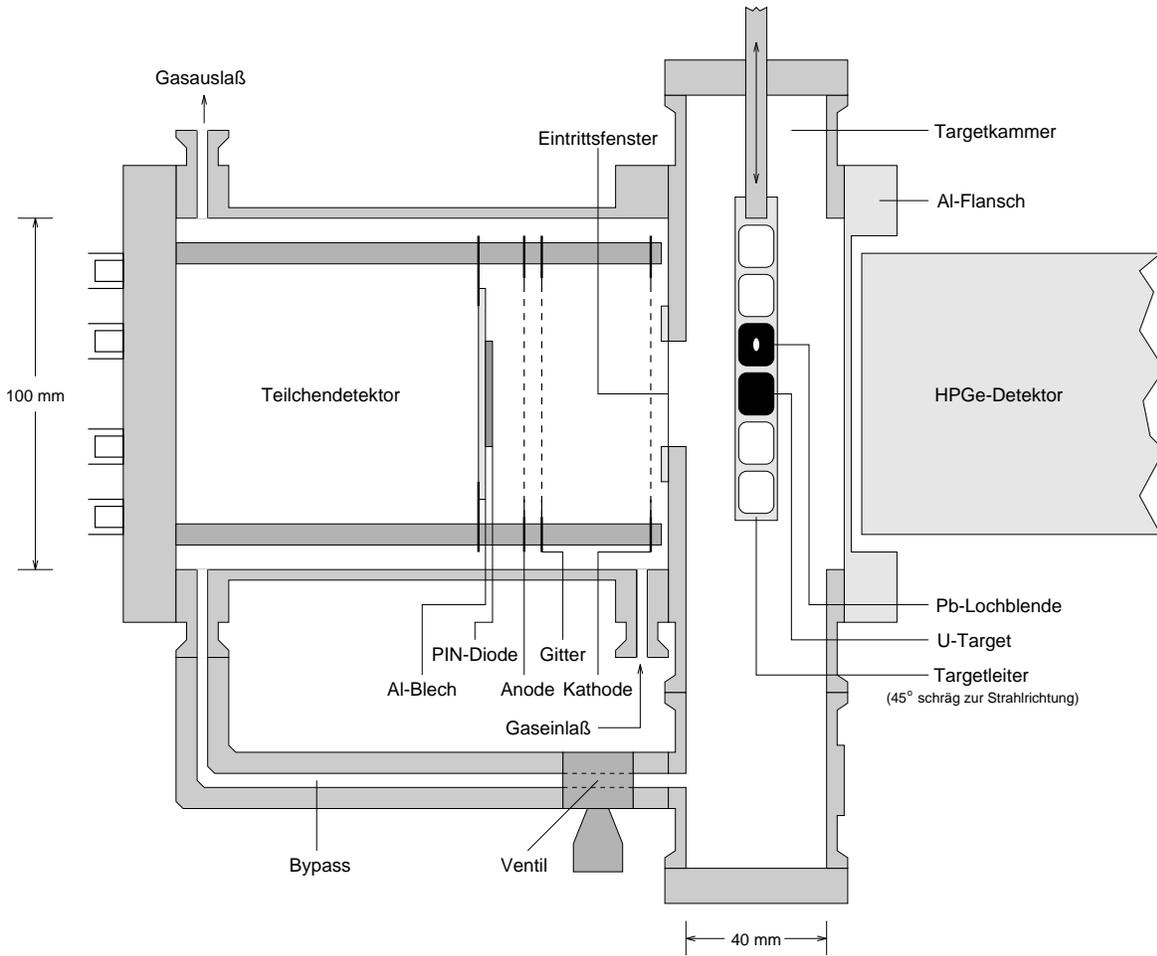


Abbildung 26: Schematischer Aufbau der Targetkammer am Strahlplatz mit den eingesetzten Detektoren.

Blei aufgeschraubt. Die Targetleiter war vom übrigen Aufbau elektrisch isoliert, und der Targetstrom konnte über ein mit einer Krokodilklemme befestigtes Kabel abgenommen und gemessen werden. Die Lochblende stellte somit ein wertvolles Hilfsmittel bei der Strahlfokussierung dar. Eine Seite der Targetkammer wurde durch einen Aluminium-Blindflansch abgeschlossen, der in einem Durchmesser von 90 mm auf einen Millimeter Dicke ausgefräht war, um den Germanium-Detektor aus Effizienzgründen so nahe wie möglich am Target plazieren zu können, sowie um die Materialstärke zwischen dem Ge-Detektor und dem Target zu minimieren. Der Kammerabschluß nach der anderen Seite bestand aus einer 5 mm starken Edelstahlwand mit einem mittigen Loch von 30 mm Durchmesser. Auf dieses Loch konnten auf Aluminiumringe aufgezoogene Eintrittsfenster geschraubt werden, ein O-Ring in einer Nut gewährleistete die Dichtheit. Nach dem Aufschrauben der Eintrittsfenster konnte an diese Seite der Kammer der Teilchendetektor angeflanscht werden. In Abbildung 26 ist dieser Aufbau schematisch dargestellt.

Um den Energieverlust der Spaltfragmente im Eintrittsfenster möglichst gering zu halten, wurden die Fenster aus Polypropylenfolie hergestellt, die auf einer Spezialmaschine des Detektorlabors der GSI dünn gezogen wurde. Damit werden Dicken von $50 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ erreicht [Ste]. Die gezogene Folie wurde mit Zweikomponentenkleber der Marke Technicoll, den man vorher im Vakuum ausgasen ließ, auf dafür gefertigte Aluminiumringe geklebt. Tests mit einem Wassermanometer zeigen, daß die so hergestellten Eintrittsfenster Druckdifferenzen von 30 mbar standhalten, ohne undicht zu werden.

Aufgrund des oben beschriebenen Verfahrens konnten die Eintrittsfenster nicht mit Aluminium bedampft werden. Dies hätte außerdem einen zusätzlichen Energieverlust der Spaltfragmente bedeutet. Um einer starken Verzerrung des elektrischen Feldes im Bereich des Fensters zu begegnen, wurde direkt hinter das Fenster ein Gitter in den Teilchendetektor eingebaut, das als Kathode diente. Es wurde, wie auch die Detektorwand selbst, auf Massepotential gelegt und stellte so den räumlich definierten Anfang des elektrischen Feldes im Teilchendetektor dar. Da die Targetmitte ca. 25,5 mm von dem Eintrittsfenster entfernt war, wurden das Frisch-Gitter, das Anodengitter und die PIN-Diode von der in Kapitel 4.2 dargelegten Position um ungefähr diesen Betrag Richtung Targetkammer verschoben, so daß der Abstand zwischen Targetmitte und PIN-Diodenoberfläche wieder 75 mm betrug. Dies war aus Effizienzgründen notwendig, da der von der PIN-Diode eingenommene Raumwinkel sonst zu gering gewesen wäre. Nach Gardner und Carnesale [GC69] ist der von einer quadratischen Fläche der Kantenlänge $2a$ eingenommene Raumwinkel Ω_{sq} bezüglich einer punktförmigen Quelle im Abstand h senkrecht über der Mitte des Quadrats gegeben durch den Ausdruck

$$\Omega_{sq} = 2 \arctan \left(\frac{(a^2 - h^2)u - 2a^2 h^2}{2ah \sqrt{(u - h^2)(u + a^2)}} \right) + \pi \quad (32)$$

mit

$$u = h^2 + a^2.$$

Damit nimmt die PIN-Diode in der vorliegenden Geometrie einen Raumwinkel von $\Omega \approx 0,135$ sr ein. Dies entspricht etwa 1,07% von 4π . Die endgültigen Abstände der Elektroden im Teilchendetektor betragen im Experiment 31 mm zwischen Kathode und Frisch-Gitter, 5 mm zwischen Frisch-Gitter und Anode sowie 8,5 mm zwischen Anode und PIN-Diodenoberfläche. Die angelegten Spannungen entsprachen den in Tabelle 5 angegebenen Werten.

Die Gasapparatur des Teilchendetektors im Experiment entsprach weitgehend der Apparatur, mit der der Detektor getestet wurde. Die wesentliche Änderung war die Hinzunahme des Bypasses, die aufgrund des Eintrittsfensters notwendig wurde. Das Eintrittsfenster konnte mit Druckdifferenzen von maximal 30 mbar belastet werden, daher konnten Targetkammer und Detektorkammer nur gemeinsam über den Bypass bepumpt werden. Hierzu wurde eine zentrale Vorpumpe des Beschleunigerkellers benutzt. Nachdem ein ausreichend gutes Vorvakuum erreicht war, konnte der Bypass geschlossen werden. Die Targetkammer wurde dann von einer Diffusionspumpe am Strahlplatz weiter bepumpt, wobei ein Vakuum von $5 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht wurde. Ein Blockdiagramm mit dem gas- und vakuumrelevanten Aufbau für das Experiment findet sich in Abbildung 27. Der Teilchendetektor konnte nach schließen des Bypasses mit Isobutan befüllt werden. Wie im vorigen Experiment sorgte eine Drehschieberpumpe für den ständigen Austausch des Zählgases. Der Detektor wurde mit einem Druck von 12 Torr betrieben, womit eine Signalhöhe von rund 5 mV nach dem Vorverstärker erreicht wurde. Tests mit einem Wassermanometer haben ergeben, daß sich das Eintrittsfenster bei diesem Überdruck ungefähr 4 mm zur Seite des niedrigeren Drucks wölbt. Die Spaltfragmente erfahren daher im Experiment einen Energieverlust im Gas entlang einer Gesamtstrecke von 53,5 mm. Um die Überwachung des Drucks zu gewährleisten, wurde das Bild der Skala des mechanischen Vakuummeters P_2 mit Hilfe einer Kamera in den Beschleuniger- und Experimentkontrollraum übertragen, wo es permanent observiert werden konnte.

Der im Experiment benutzte Germanium-Detektor war von koaxial einseitig geschlossener Bauart und hatte eine Effizienz von 60% Vergleichs-Natriumjodid. Die Auflösung betrug 2,2 keV bei der 1333 keV γ -Linie einer ^{60}Co -Eichquelle. Auf eine aktive Compton-Unterdrückung wurde in diesem Experiment aus geometrischen Gründen verzichtet. Hätte man den Detektor mit einem Anti-Compton-Schild und dem dazugehörigen Wolfram-Mantel umgeben, so wäre der Abstand zwischen Target und Ge-Detektor mehrere Zentimeter größer gewesen als in der dargestellten Geometrie, wie ein Vergleich mit Abbildung 26 zeigt. So betrug der Abstand von der Targetmitte zum Detektorkristall rund 35 mm und der von dem etwa 70 mm durchmessenden Detektorkristall eingenommene Raumwinkel betrug nach Gleichung 21 ca. 1,8 sr oder etwa 15% von 4π . Eine eintägige Teststrahlzeit, die einige Wochen vor dem eigentlichen Experiment mit einem einzelnen GeLi-Detektor durchgeführt wurde, zeigte, daß mit einem großen Untergrund von Röntgenstrahlung aus dem mit Protonen beschossenen Urantarget zu rechnen war, das γ -Spektrum jenseits der Röntgenenergien jedoch weitgehend untergrundfrei war. Dies machte den Einsatz von Röntgenabsorbern notwendig, um die Datenaufnahme nicht mit koinzidenten Teilchen-Röntgen-Ereignissen zu belasten. Als Absorber dienten dünne Metallplatten aus Blei, Tantal, Zinn und Kupfer, die in dieser Reihenfolge vor dem Ge-Detektor montiert wurden und aufgrund des Effekts der Röntgenfluoreszenz die einfallende Uranröntgenstrahlung weitgehend absorbierten.

Analog zu dem Experiment mit dem Zähler der Universität Bonn wurden das PIN-Dioden- sowie das Anodensignal des Teilchendetektors von jeweils einem ladungsempfindlichen Vorverstärker der Marke Canberra, Modell 970, bzw. einem bei GSI entwickelten ladungsempfindlichen Vorverstärker, Modell VV 1001, verarbeitet. Die Elektronik, die zur Weiterverarbeitung der Detektorsignale benutzt wurde, entsprach in weiten Teilen der in Abbildung 9 dargestellten. Auf zwei wesentliche Änderungen ist jedoch hinzuweisen. Zum einen fiel der in dem Blockschaltbild eingezeichnete Zweig für die Compton-Unterdrückung weg, da kein Schild zur Compton-Unterdrückung benutzt wurde. Zum anderen wurden Verzögerungsverstärker der Marke Tennelec, Modell TC 215 A in die Signalwege von PIN-Diode und Ge-Detektor, jeweils zwischen Hauptverstärker und ADC eingebaut. Dies war aufgrund der unterschiedlichen Shapingzeiten der Hauptverstärker notwendig. Als Hauptverstärker wurden in diesem Experiment für alle Signale Spektroskopieverstärker der Marke Silena, Modell 7613, eingesetzt.

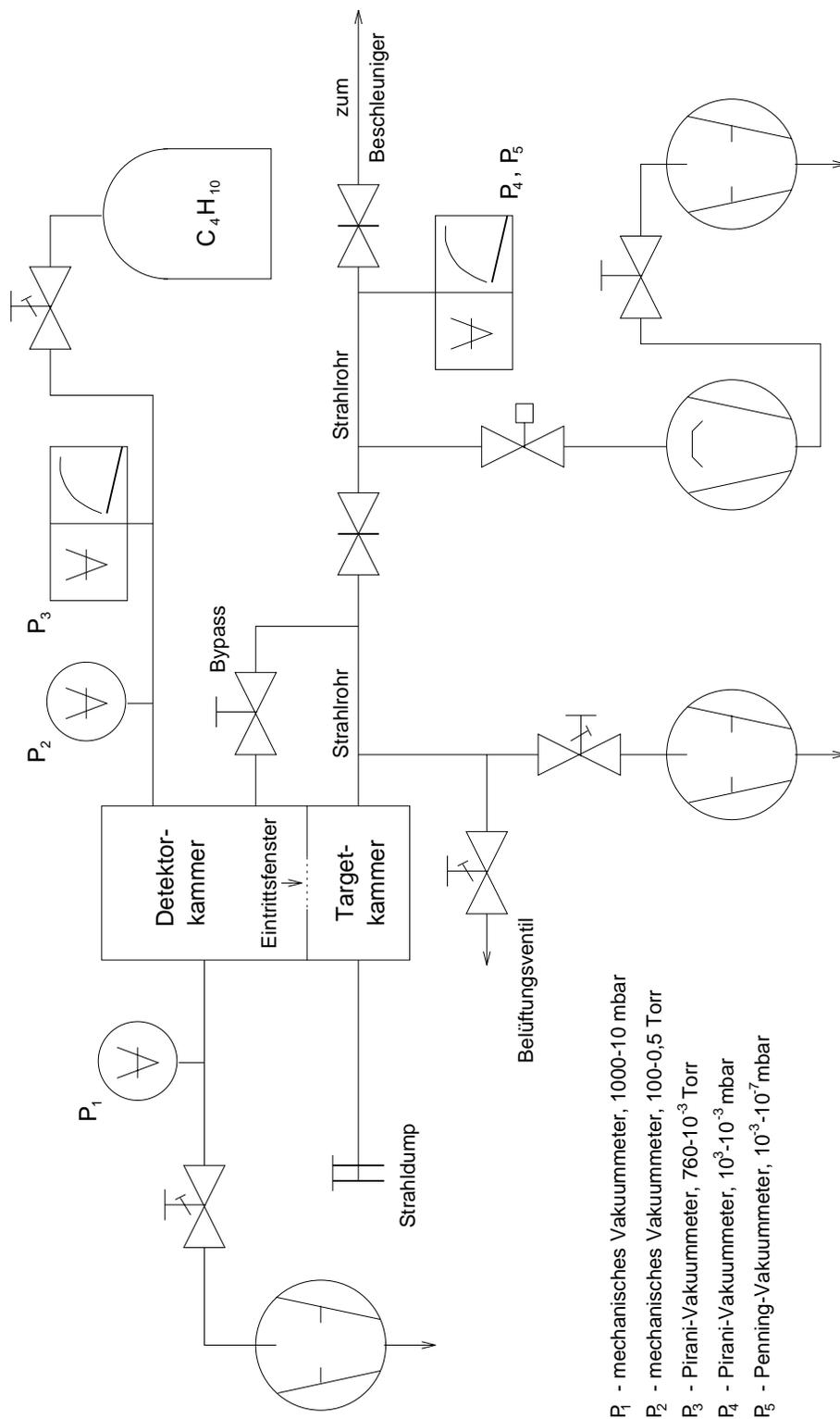


Abbildung 27: Schematische Darstellung des gas- und vakuumrelevanten Aufbaus am Strahlplatz.

Um den Pile-up von Rutherford-gestreuten Protonen in der PIN-Diode gering zu halten, wurde für den Hauptverstärker dieses Signals eine sehr kurze Shapingzeit von $0,5\ \mu\text{s}$ gewählt. Bei einer Signalanstiegszeit von rund $70\ \text{ns}$ ist dies möglich ohne die Gefahr von ballistischem Defizit. Die Anstiegszeiten des Ge-Detektor- bzw. des Ionisationskammersignals legen Shapingzeiten von 3 bzw. $6\ \mu\text{s}$ nahe. Durch Verzögerung des Hauptverstärkersignals des Ge-Detektors mit einem Verzögerungsverstärker um $4,8\ \mu\text{s}$ sowie des Hauptverstärkersignals der PIN-Diode mit zwei Verzögerungsverstärkern um insgesamt $9,5\ \mu\text{s}$ war es möglich, alle drei Signale in einem gemeinsamen Gate von ca. $11\ \mu\text{s}$ Breite mit Hilfe des ADCs zu digitalisieren. Der Trigger wurde wie im Experiment in Kapitel 3 durch eine Koinzidenzschaltung zwischen den logischen Signalen der PIN-Diode und des Ge-Detektors erzeugt.

Die Datenaufnahme funktionierte im Prinzip ebenfalls wie in Kapitel 3 beschrieben. Hierzu ist jedoch zu bemerken, daß sowohl die CAMAC-Kontrolleinheit CVC sowie die Alpha-Workstation am Institut für Kernphysik Frankfurt ohne das interne Netzwerk der GSI betrieben werden mußten. Beide Rechner wurden daher so konfiguriert, daß sie sowohl ihre Betriebssysteme wie auch ihre Datenaufnahme- und -analysesoftware von externen Festplatten laden konnten.

5.2 Durchführung

Das Experiment wurde mit einem Strahl aus $7\ \text{MeV}$ Protonen durchgeführt. Mit Hilfe von Schlitzblenden wurde der Strahlfleck auf eine Größe von $2\times 2\ \text{mm}$ abgeblendet. Pile-up von Rutherford-gestreuten Protonen in der PIN-Diode, die in dem $300\ \mu\text{m}$ dicken Siliziumkristall ca. $4\ \text{MeV}$ Energie verlieren, limitierte den Strahlstrom auf rund $7\ \text{nA}$, gemessen auf dem Target. Der Effekt der gestreuten Protonen in der Ionisationskammer war marginal. Ein Einfluß von δ -Elektronen im Teilchendetektor konnte nicht festgestellt werden. Insgesamt wurde rund 65 Stunden kontinuierlich gemessen. Einige kurze Unterbrechungen dienten der manuellen Nachregelung des Gasdrucks, der vom Kontrollraum aus permanent überwacht wurde, oder dem Nachfüllen des Germanium-Detektors mit flüssigem Stickstoff. Die Datenaufnahme schrieb, getriggert von einem Koinzidenzsignal aus PIN-Diode und Ge-Detektor, die aufgenommenen Daten auf Magnetband. Ein Umstellen des Triggers für 20 Minuten auf Spaltfragmente in der PIN-Diode ohne Ge-Koinzidenz diente zur Aufnahme eines Datensatzes, der zur Überprüfung des Wirkungsquerschnitts der Spaltreaktion dienen sollte. Insgesamt wurden während der Strahlzeit rund 197000 Ereignisse von Spaltfragmenten im Teilchendetektor mit promptem γ -Zerfall im Germanium-Detektor aufgenommen. Nach Beendigung der Messung wurde eine Energieeichung des Germanium-Detektors mit Hilfe von ^{152}Eu - und ^{60}Co -Eichquellen durchgeführt. Weiterhin wurde in einer zwanzigstündigen Messung ohne γ -Koinzidenzen mit dem Teilchendetektor ein ΔE - E_γ -Referenzspektrum der $^{250,252}\text{Cf}$ -Quelle aufgenommen.

5.3 Auswertung

5.3.1 Theoretische Beschreibung der gemessenen Daten

Als erster Auswerteschritt wurde das Ansprechverhalten des Teilchendetektors theoretisch berechnet. Hierzu wurden die Energieverlusttabellen von Northcliffe und Schilling [NS70] herangezogen. Für die Berechnung war die Kenntnis über den Energieverlust im Eintrittsfenster sowie in den verschiedenen Schichten Isobutangas (zwischen Fenster und Kathode, zwischen Kathode und Gitter, usw.) wesentlich.

Das Eintrittsfenster bestand aus Polypropylen, der Energieverlust darin konnte mit dem Datensatz für Polyethylen $((\text{CH}_2)_n)$ gut angenähert werden. Für Isobutan (C_4H_{10}) stellt [NS70] keinen Datensatz explizit zur Verfügung, jedoch sind Datensätze für Kohlenstoff und Wasserstoff (vgl. Abb. 3 in Kap. 2.2.1) vorhanden. Betz [Bet72] berichtet, daß der effektive Ladungszustand eines Schwerions in Materie q_{eff} weitgehend unabhängig davon ist, ob diese Materie in festem oder gasförmigem Zustand vorliegt. Da auch die Daten von Northcliffe und Schilling auf dem q_{eff} -Konzept basieren, war es möglich, einen Datensatz für C_4H_{10} aus den Elementen Kohlenstoff und Wasserstoff zu berechnen. Hierzu wurde die Gleichung

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_m = \frac{1}{M} \sum_i N_i A_i \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \quad (33)$$

benutzt. Dabei ist $\left(\frac{dE}{dx}\right)_m$ der spezifische Energieverlust des in Molekülform vorliegenden Materials mit dem Molekulargewicht M , das N_i Atome des Elements mit der Bezeichnung i und dem Atomgewicht A_i enthält. Dies ist analog zu der von Northcliffe und Schilling praktizierten Vorgehensweise [NS70], um den spezifischen Energieverlust von in Molekülform vorliegenden Materialien zu berechnen.

Daten über die Massen- und Kernladungszahlverteilungen von Spaltprodukten aus der spontanen Spaltung von ^{252}Cf sind von Wahl [Wah88] zusammengestellt worden. Für Produkte der Reaktion $^{238}\text{U}(\text{p},\text{f})$ wurden solche Daten von Yokohama et al. [YTN+96] bei einer Anregungsenergie von 13,9 MeV gemessen. Dies entspricht einer Einschubenergie von ca. 8,5 MeV, da der Q-Wert für die Compoundkernreaktion etwa 5,4 MeV beträgt [BYT+96]. Aus diesen Datensammlungen wurden Kerne ausgewählt, die ungefähr in den Schwerpunkten der Verteilungen für die Gruppen der schweren bzw. leichten Spaltfragmente liegen. Es sind dies ^{142}Cs für die schwere und ^{107}Tc für die leichte Fragmentgruppe bei der Californiumspaltung sowie ^{99}Y für die Gruppe der leichten Fragmente bei der protoninduzierten Spaltung von ^{238}U . Die schweren Spaltfragmente dieser Reaktion können für diese Betrachtungen nicht herangezogen werden, da sie bereits weit unterhalb ihres Bragg-Maximums liegen und aufgrund des Energieverlustes der Spaltfragmente im Target nicht von leichten Fragmenten unterhalb des Bragg-Maximums getrennt werden können. Für die genannten Isotope wurde nach [NS70] jeweils ein Datensatz des differentiellen Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ in Abhängigkeit von der Eintrittsenergie E für die Materialien $(\text{CH}_2)_n$ und C_4H_{10} erstellt. Die Eintrittsenergien, die nur für das jeweils häufigste natürliche Isotop gegeben waren, wurden dazu mit der in [NS70] beschriebenen Methode für die oben angegebenen Isotope umgerechnet. Die Datensätze konnten in einem Energiebereich zwischen 30 und 180 MeV sehr gut durch gebrochen rationale Funktionen der Form

$$\frac{dE}{dx}(E) = p_1 + p_2 E + p_3 E^2 + \frac{p_4}{E} + \frac{p_5}{E^2} \quad (34)$$

parametrisiert werden. Der Energieverlust ΔE in einer Schicht der Dicke d ist dann gegeben durch die Gleichung

$$\Delta E = \int_0^d \frac{dE}{dx}(E(x)) dx, \quad (35)$$

und die Austrittsenergie $E(d)$ ergibt sich zu

$$E(d) = E(0) - \Delta E. \quad (36)$$

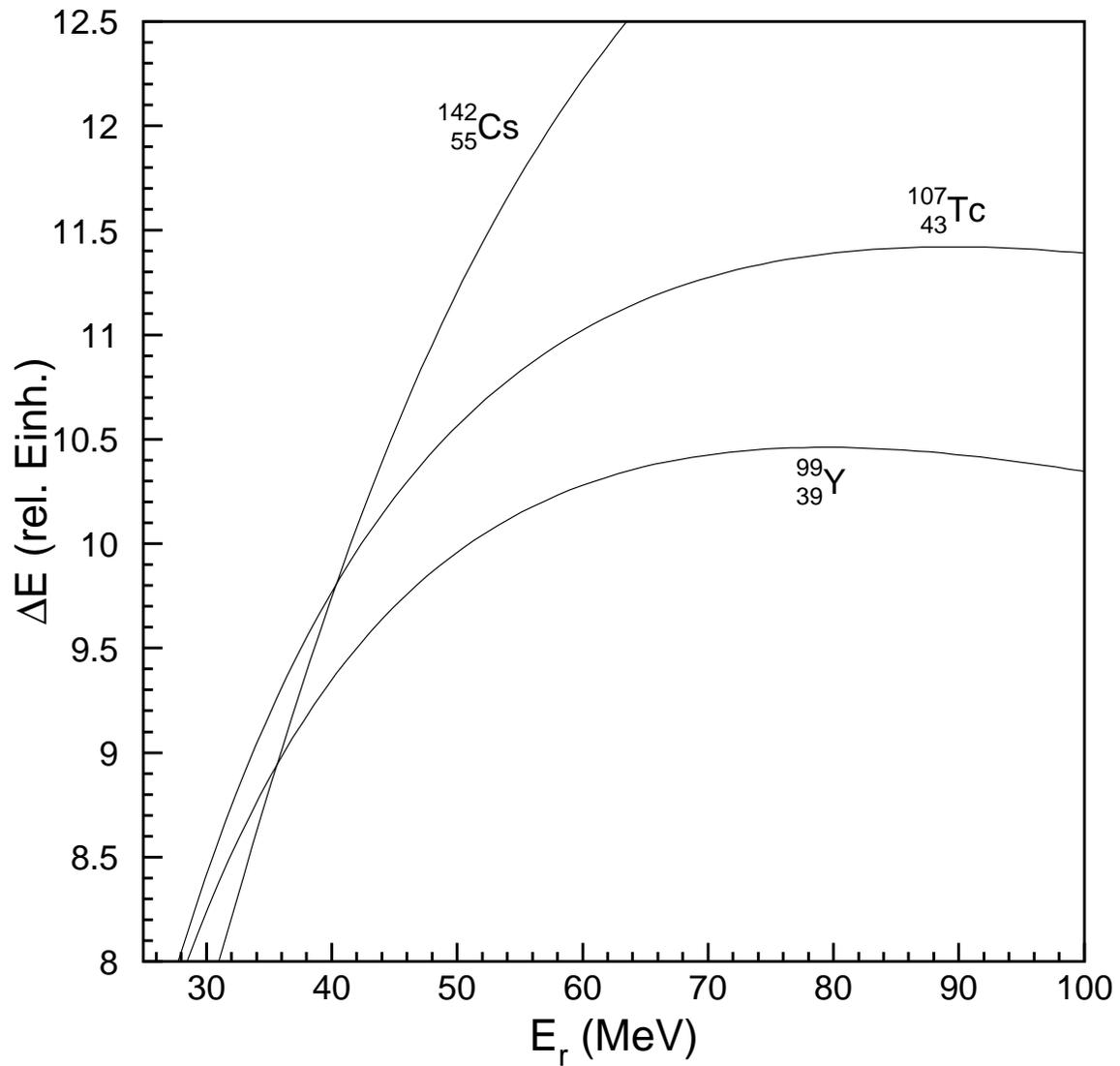


Abbildung 28: Berechneter ΔE - E_r -Verlauf des Teilchendetektors für neutronenreiche Schwerionen unterschiedlicher Einschubenergien.

Für die Errechnung des Ansprechverhaltens des Teilchendetektors ist nun der Energieverlust der Spaltfragmente im Isobutan zwischen den Elektroden der Ionisationskammer sowie die Restenergie der Spaltfragmente beim Eintritt in die PIN-Diode maßgebend. Die relative Pulshöhe des Ionisationskammersignals errechnet sich aus der Anzahl der produzierten Elektronen, welche dem Energieverlust proportional ist, multipliziert mit der Potentialdifferenz, die diese Elektronen zwischen Frisch-Gitter und Anode durchlaufen. Bei Elektronen, die zwischen Kathode und Frisch-Gitter erzeugt werden, ist dies vom Entstehungsort unabhängig. Es ist die volle Beschleunigungsspannung zwischen Frisch-Gitter und Anode. Der Beitrag von Elektronen, die erst zwischen Frisch-Gitter und Anode erzeugt werden, ist jedoch vom Entstehungsort abhängig. Bei Betrachtung des Potentialverlaufs zwischen Frisch-Gitter und Anode ist dies im Mittel die halbe Beschleunigungsspannung. Zur besseren Veranschaulichung der diskutierten ΔE - E_r -Spektren soll diese Größe im folgenden als Energieverlust in relativen Einheiten $\Delta E(\text{rel. Einh.})$ bezeichnet werden.

Die Massenbelegung einer Isobutangasschicht beträgt bei einer Temperatur von 20°C $3,17 \cdot 10^{-4} \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2 \cdot \text{Torr} \cdot \text{mm}}$. Mit den in Abschnitt 5.1 angegebenen Elektrodenpositionen lassen sich die Schichtdicken zwischen Eintrittsfenster und Kathode, Kathode und Frisch-Gitter, Frisch-Gitter und Anode sowie Anode und PIN-Diode berechnen. Die Integration der Gleichungen 34 für die verschiedenen Isotope in den Materialien $(\text{CH}_2)_n$ und C_4H_{10} wurde für die berechneten Schichtdicken für verschiedene Eintrittsenergien numerisch durchgeführt. Die sich ergebenden Spaltfragment-Restenergien und Ionisationskammerpulshöhen sind in Abbildung 28 graphisch dargestellt.

Um diese Information nun auf das gemessene ΔE - E_r -Spektrum übertragen zu können, mußte dieses in die Einheiten dieser Abbildung überführt werden. Für eine Restenergie-Kalibrierung wurde das Californium-Referenzspektrum herangezogen. Die wahrscheinlichste kinetische Energie von ^{252}Cf -Spaltfragmenten beträgt nach Hoffman et al. [HFB73] nach Neutronenemission 104,1 MeV für die leichte Fragmentgruppe und 79,8 MeV für die schwere Fragmentgruppe. Daraus ergeben sich Restenergien von 82 MeV bzw. 56,5 MeV nach Durchgang durch das Eintrittsfenster und das Isobutangas. Die Schwerpunkte der gemessenen Verteilungen wurden durch Anpassungen von Gauß-Funktionen bestimmt, und es wurde mit Hilfe der oben berechneten Restenergien eine lineare Kalibrierung durchgeführt. Auf eine Schmitt-Kalibrierung [SKW65] wurde verzichtet, da zum einen keine genauen Kalibrierungsparameter (vgl. [WGO⁺86]) für die verwendete PIN-Diode vorliegen und zum anderen aufgrund des Pile-ups von Protonen in der PIN-Diode, dessen Signale sich mit den Signalen der Spaltfragmente überlagern, eine Unsicherheit von 4 MeV ohnehin einkalkuliert werden mußte. In dem für die Spaltfragmente relevanten Energiebereich sollte eine lineare Kalibrierung somit ausreichend sein. Für eine ΔE -Kalibrierung konnten zusätzlich zur Cf-Referenzmessung die leichten Spaltfragmente im Bragg-Maximum der Uran-Messung hinzugezogen werden, die sich durch das Setzen einer Schwelle von ca. 55 MeV in der Offline-Analyse per Software recht gut von den schweren Fragmenten wie auch von den leichten Fragmenten unterhalb des Braggmaximums isolieren ließen. Die leichten Spaltfragmente haben nach Choppin et al. [CMF63] eine Anfangsenergie von ungefähr 90 MeV, diese ist nach Durchgang durch das Eintrittsfenster und das Isobutan auf rund 69,8 MeV zurückgegangen. Die berechneten Schwerpunktssignalhöhen der Ionisationskammer liegen für die schweren Cf-Fragmente bei 11,91, für die leichten Cf-Fragmente bei 11,4 und für die leichten U-Fragmente bei 10,42, jeweils in den oben definierten relativen Einheiten. Auch hier wurde linear kalibriert. Das Ergebnis ist in Abbildung 29 zu sehen. Sie zeigt eine Superposition der ΔE - E_r -Daten aus der Uran-Messung mit denen der Cf-Referenzmessung. Deutlich zu erkennen sind die gut zu trennenden Bereiche von schweren und leichten Cf-Spaltfragmenten. Bei den U-Spaltfragmenten ist diese Trennung weniger einfach, da aufgrund des dicken Targets die Restenergien der Spaltfragmente auch davon abhängen, in welcher Tiefe des Targets die Spaltung stattgefunden hat. Ein Vergleich

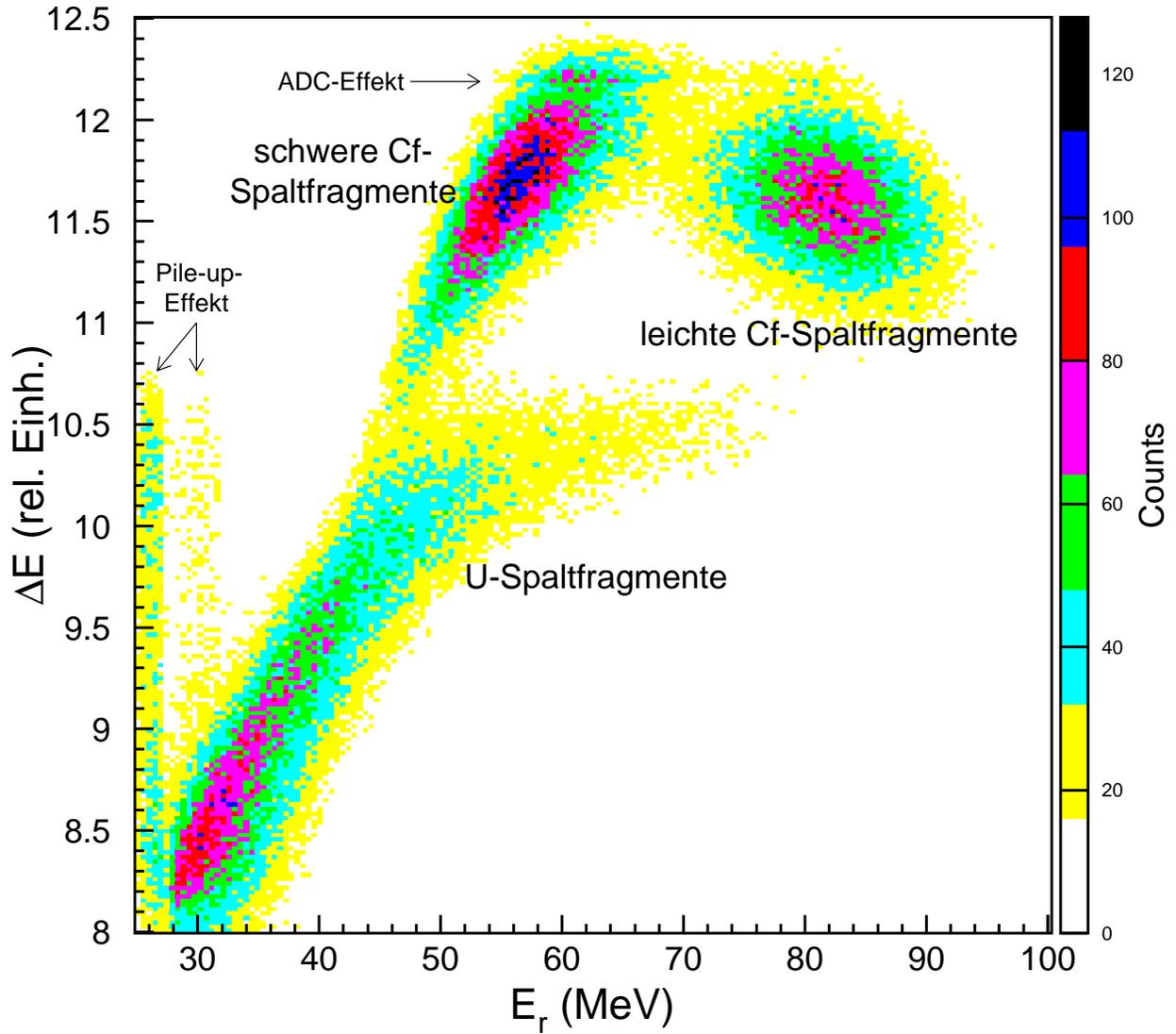


Abbildung 29: Superposition der gemessenen ΔE - E_r -Spektren von spontaner Californiumspaltung und protoninduzierter Uranspaltung. Das Spektrum wurde mit Hilfe der in Abb. 28 dargestellten Kurven des Ansprechverhaltens kalibriert.

mit Abbildung 28 zeigt jedoch, daß jenseits von 55 MeV keine Fragmente der schweren Gruppe mehr zu erwarten sein sollten. Die Unstetigkeit, die in Abbildung 29 bei einem ΔE von ca. 12,3 rel. Einh. zu beobachten ist, resultiert aus einem Effekt des verwendeten ADCs der Marke Silena, Modell 4418/V, bei dem der Speicherbereich für die oberen 256 Kanäle von einer ADC-internen Routine mitbenutzt wird. Die Ursache für die beiden Streifen an der linken Seite des Diagramms in Abbildung 29 ist im Pile-up der Rutherford-gestreuten Protonen in der PIN-Diode zu suchen. Dabei fliegt ein Spaltfragment durch die Ionisationskammer des Teilchendetektors, verfehlt jedoch die PIN-Diode, und der Trigger wird von einem zufälligen Signal gleichzeitig auftretender Protonen ausgelöst. Somit kommt es zu einem hohen Energieverlustsignal bei einem sehr kleinen Restenergiesignal.

5.3.2 Abschätzung des Wirkungsquerschnittes für die Reaktion $^{238}\text{U}(\text{p},\text{f})$

Im folgenden Abschnitt soll versucht werden, mit Hilfe der gemessenen Daten den Wirkungsquerschnitt für die Spaltreaktion $^{238}\text{U}(\text{p},\text{f})$ abzuschätzen. Hierzu wurden die Daten der zwanzigminütigen Messung herangezogen, bei der der Trigger nur durch Spaltfragmente in der PIN-Diode ohne γ -Koinzidenzforderung gegeben war. Aus der gemessenen Spaltfragmentrate im Teilchendetektor läßt sich der Spaltquerschnitt berechnen. Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion ist definiert durch

$$\sigma = \frac{R}{j \cdot \omega A} \quad (37)$$

[MK92], wobei R die Anzahl der Reaktionen pro Sekunde, j die Stromdichte, d. h. die in einer Sekunde auf eine Fläche A auftreffende Zahl von Teilchen, und ωA die Anzahl der Streuzentren ist. Die Flächendichte der Streuzentren ω ist gegeben durch

$$\omega = \frac{d \cdot \rho \cdot N_A}{M} \quad (38)$$

Hierbei ist d die Dicke des Targets, ρ die Dichte des Targetmaterials, M die molare Masse des Targetmaterials und N_A die Avogadro-Konstante. Die Dichte j eines Stroms von Teilchen des Ladungszustands q beträgt

$$j = \frac{I}{q e \cdot A} \quad (39)$$

mit dem Strahlstrom I und der Elementarladung e . Für den Wirkungsquerschnitt ergibt sich damit

$$\sigma = \frac{R}{\frac{I}{q e} \cdot \frac{d \cdot \rho \cdot N_A}{M}} \quad (40)$$

Die in Gleichung 40 vorkommenden Größen können nun sinnvoll zusammengefaßt werden, so daß mit Einheiten gerechnet werden kann, die in der experimentellen Kernphysik üblich sind. Die Targetdicke d wird mit der Dichte ρ zusammengefaßt und in der Einheit $\left[\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}\right]$ angegeben. Der Strahlstrom I wird durch den Ladungszustand der Projektile q dividiert und in Partikel-Nanoampere $[pnA]$ angegeben.

Die Angabe des Wirkungsquerschnitts erfolgt in barn. Die so erhaltenen Koeffizienten lassen sich mit den Konstanten e und N_A zusammenfassen. Damit ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma[b] = C \cdot \frac{R[\text{Hz}] \cdot M}{I[\text{p n A}] \cdot d \left[\frac{\text{m g}}{\text{cm}^2} \right]} \quad (41)$$

mit $C \approx 2,66 \cdot 10^{-7} \frac{\text{m g} \cdot \text{p n A}}{\text{cm}^2 \cdot \text{Hz}} b$. Es ist zu bemerken, daß die in Gleichung 41 angegebene Reaktionsrate R nicht mit der im Spaltfragmentdetektor gemessenen Rate identisch ist. Es sind noch ein Geometriefaktor, der den von der PIN-Diode abgedeckten Raumwinkelanteil beschreibt, die Transmission der Gitter im Detektor, die Totzeit der Messelektronik sowie die Tatsache, daß bei einer Spaltung in der Regel zwei Spaltfragmente entstehen, zu berücksichtigen. Für den Geometriefaktor gilt

$$f_G = \frac{\Omega}{4\pi} \quad (42)$$

mit dem in Kapitel 5.1 berechneten Raumwinkel Ω der PIN-Diode. Die Transmission für eines der verwendeten Gitter beträgt nach Gleichung 29 92,16%, der Transmissionsfaktor f_T für drei Gitter hintereinander beträgt daher ca. 0,783. Die Meßelektronik war bei Abarbeitung eines Ereignisses für weitere Ereignisse inhibiert. Die Dauer des Inhibitsignals τ wurde mit Hilfe eines Oszilloskops bestimmt und betrug 1150 μs . Nach [Kno89] gilt für nicht-paralysierbare Meßsysteme, wie die verwendete Meßelektronik, die Beziehung

$$n - m = nm\tau \quad (43)$$

mit n als wahrer und m als gemessener Ereignisrate, die im vorliegenden Fall nicht nur Spaltereignisse, sondern auch Ereignisse aus gleichzeitig auftretenden Protonen beinhaltet, da auch solche Ereignisse prozessiert werden und daher eine Totzeit des Systems hervorrufen. Mit Hilfe von Gleichung 43 läßt sich ein Totzeitfaktor

$$f_\tau = \frac{m}{n} = 1 - m\tau \quad (44)$$

konstruieren. f_τ beträgt bei einem Strahlstrom von rund 6 p n A ungefähr 0,1743. Dieser Wert ist vergleichsweise klein, da die Strahlintensität auf den Betrieb mit γ -Koinzidenzschaltung ausgelegt war. Diese war jedoch für die Messung ausgeschaltet worden, um die daraus erwachsenden Unsicherheiten aufgrund von Detektorgeometrie, Detektoreffizienz und γ -Multiplizität auszuschalten. Mit diesen Ansätzen ergibt sich für die Spaltrate R in Abhängigkeit von der observierten Spaltfragmentrate R_{obs} die Beziehung

$$R = \frac{R_{obs}}{n \cdot f_G \cdot f_T \cdot f_\tau} \quad (45)$$

mit $n = 2$ für zwei Fragmente pro Spaltereignis. Für den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der observierten Spaltfragmentrate ergibt sich damit

$$\sigma[b] = C \cdot \frac{R_{obs}[\text{Hz}] \cdot M}{I[\text{p n A}] \cdot d \left[\frac{\text{m g}}{\text{cm}^2} \right] \cdot n \cdot f_G \cdot f_T \cdot f_\tau} \quad (46)$$

Die observierte Spaltrate wurde durch Integration des ΔE - E_r -Spektrums der Spaltfragmente (vgl. Abb. 31) bestimmt. Dies wurde mit unteren Integrationsgrenzen von 8, 8,5 bzw. 9 ΔE (rel. Einh.) durchgeführt. Das Verhältnis von Spaltereignissen zu Pile-up-Ereignissen in der PIN-Diode wurde durch Betrachtung des Bereiches von 10 - 10,5 ΔE (rel. Einh.) ermittelt und das Resultat der Integration entsprechend korrigiert. Mit Hilfe des in Sektion 5.3.1 beschriebenen Modells und der Anfangsenergie von rund 90 MeV für leichte, 65 MeV für schwere Fragmente [CMF63], konnte berechnet werden, aus welcher Tiefe des Targets ein leichtes bzw. schweres Spaltfragment maximal sein konnte, um noch ein Energieverlustsignal der entsprechenden Größe hervorzurufen. Dies dient zum einen der Bestimmung der Größe d in Gleichung 46, zum anderen ist die Konsistenz der berechneten Spaltquerschnitte ein gutes Indiz für die Qualität der ΔE -Kalibrierung in diesem Bereich. Die Spaltquerschnitte, die sich aus den verschiedenen Integrationsbereichen mit Hilfe von Gleichung 46 ergeben, sind in Tabelle 6 zusammengestellt.

ΔE_{min} (rel. Einh.)	8	8,5	9
$d_{l. Frgm.} \left(\frac{mg}{cm^2} \right)$	4	3,4	2,7
$d_{s. Frgm.} \left(\frac{mg}{cm^2} \right)$	1,6	1,2	0,7
$\bar{d} \left(\frac{mg}{cm^2} \right)$	2,8	2,3	1,7
σ (mb)	0,24	0,21	0,23

Tabelle 6: Berechnete Spaltquerschnitte für protoninduzierte Spaltung von ^{238}U .

Dies ergibt einen mittleren Spaltquerschnitt von $\bar{\sigma} = 0,23$ mb mit einem statistischen Fehler von $\pm 0,01$ mb (Standardabweichung des Mittelwertes). Dieses Ergebnis ist um rund einen Faktor zwei kleiner als die in Kapitel 5.1 angegebenen Literaturwerte. Ein möglicher systematischer Fehler liegt in der Messung des Strahlstroms begründet. Die Strommessung wurde auf dem Target vorgenommen, welches keinen idealen Faraday-Becher darstellt. Darüber hinaus handelt es sich bei dem verwendeten Totzeitfaktor um einen Wert, der nur bei konstanter Strahlintensität gilt. Bei schwankender Strahlintensität kann dieser Wert mit einem großen Fehler behaftet sein.

Wird ein solcher Aufbau um einen Faraday-Becher erweitert, und wird die Messung mit einem dünnen Target durchgeführt, so daß alle produzierten Spaltfragmente mit ausreichender Energie aus dem Target austreten können und damit die Modellrechnung zur Ermittlung von d überflüssig wird, so kann eine Anordnung dieser Art durchaus zur Ermittlung von Spaltquerschnitten dienen. Die Methode wird dann durch die geringe Spaltrate bei niedrigen Einschußenergien limitiert werden.

5.3.3 Auswertung des γ -Spektrums

Das γ -Spektrum zeigt keine auffällige Struktur, was aufgrund der hohen Liniendichte bei geringer Statistik erwartet werden konnte. Zu bemerken ist jedoch, daß das Spektrum jenseits von 1000 keV relativ untergrundfrei ist. Daher wurde die Auswertung auf diesen Bereich konzentriert.

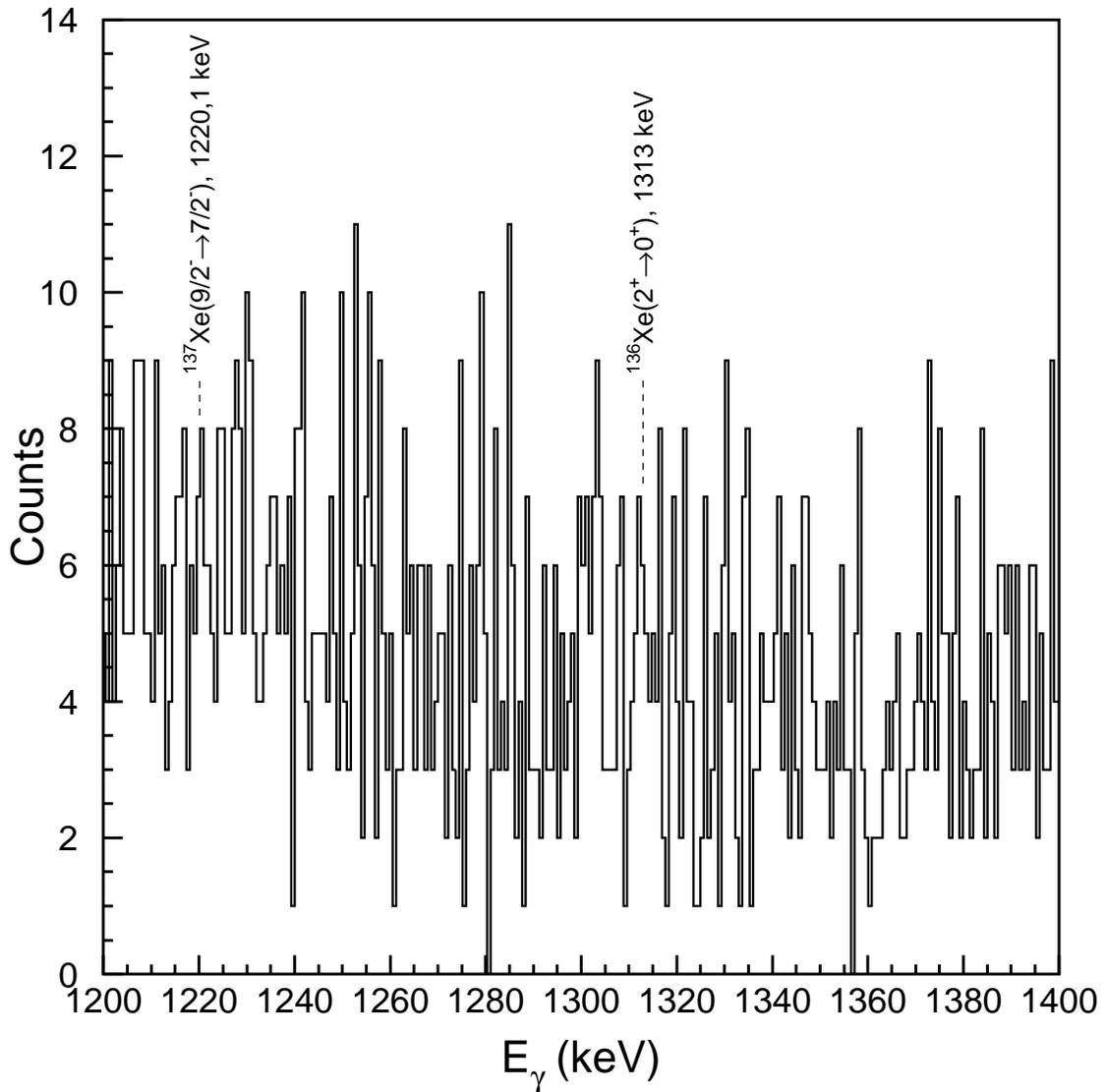


Abbildung 30: γ -Spektrum im Bereich höherer Energien mit der Forderung nach leichten Fragmenten im Teilchendetektor und promptem γ -Zerfall.

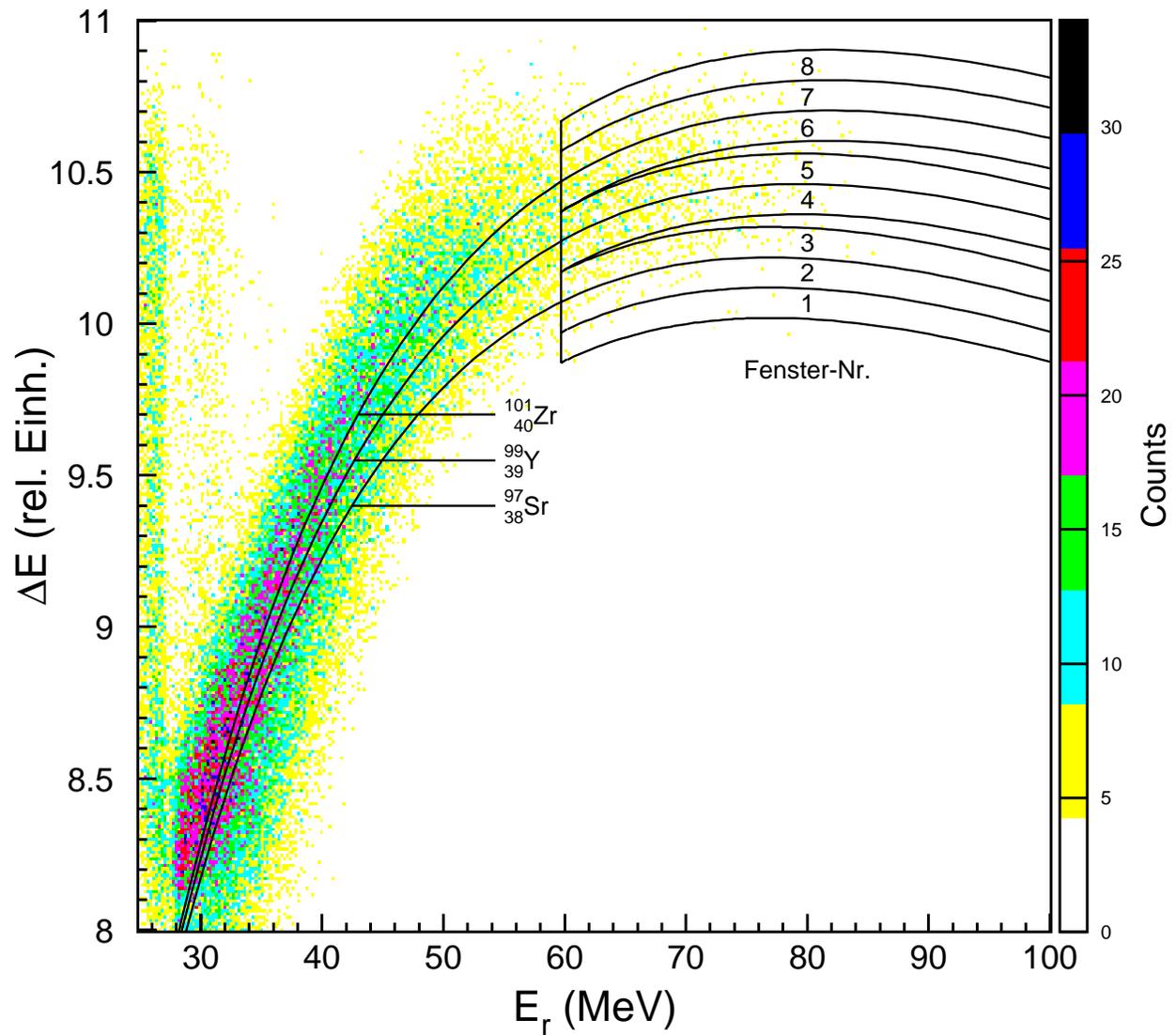


Abbildung 31: ΔE - E_r -Spektrum der Fragmente der protoninduzierten Spaltung. Eingezeichnet sind auch der Verlauf der berechneten Kurven des Ansprechverhaltens des Teilchendetektors für neutronenreiches Sr, Y und Zr sowie die Lage der Fenster-Bedingungen, die zur Auswertung des γ -Spektrums herangezogen wurden.

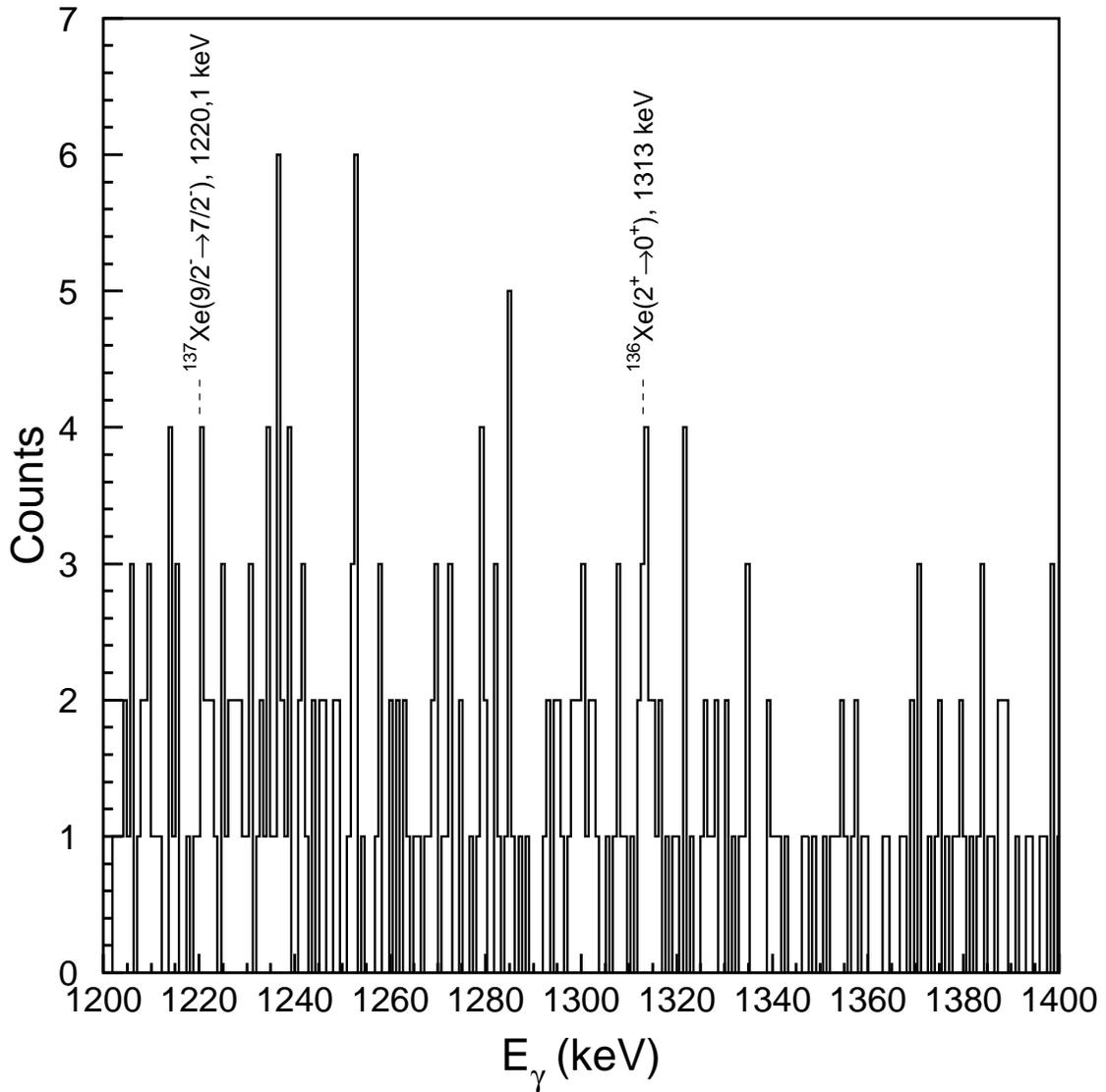


Abbildung 32: γ -Spektrum mit der Bedingung eines Teilchendetektor-Ereignisses in Fenster 4 oder 5. Deutlich ist das Hervortreten der beiden Xenon-Linien zu erkennen.

Abbildung 30 zeigt das γ -Spektrum in diesem Bereich unter der Bedingung, daß ein leichtes Fragment im Teilchendetektor nachgewiesen wurde, wofür eine Schwelle von rund 55 MeV im E-Spektrum gesetzt wurde, sowie unter der Bedingung eines prompten γ -Zerfalls des korrespondierenden schweren Fragments. Diese Information konnte mit Hilfe des mit dem TAC aufgenommenen Zeitspektrums gewonnen werden (vgl. Kap. 3.3 und Abb. 13). In Abbildung 33 sind die γ -Übergänge von ^{136}Xe und ^{137}Xe vom jeweils ersten angeregten Zustand in den Grundzustand markiert [FS96], die in der folgenden Auswertung betrachtet werden sollen.

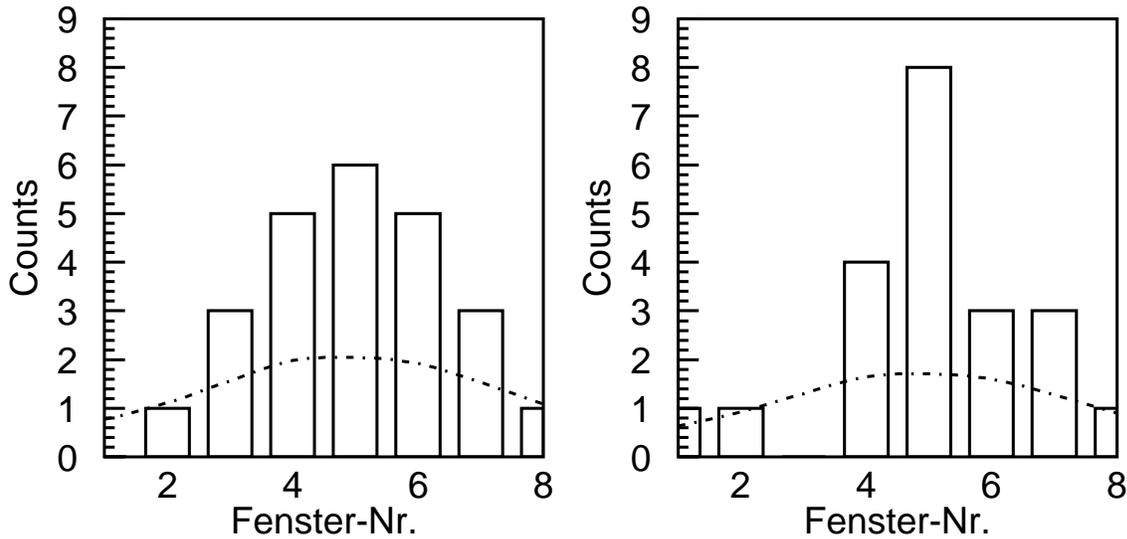


Abbildung 33: γ -Intensitätsverteilung über die verschiedenen ΔE - E_r -Fenster im Energiebereich des Übergangs von $^{137}\text{Xe}(9/2^- \rightarrow 7/2^-)$ bei 1220,1 keV (links) und im Energiebereich des Übergangs von $^{136}\text{Xe}(2^+ \rightarrow 0^+)$ bei 1313 keV (rechts). Die Strich-Punkt-Linie stellt den Verlauf des γ -Untergrunds in dem jeweiligen Bereich dar. Aus Darstellungsgründen wurden die Datenpunkte des Untergrunds mit einem kubischen Spline interpoliert.

Bei den im γ -Spektrum betrachteten Linien handelt es sich um γ -Emissionen neutronenreicher Xenonisotope. Bei der Spaltung eines ^{239}Np -Compoundkerns nach Fusion eines Protons mit einem Urankern des Targets ist der zu Xenon korrespondierende Partner Yttrium. Um bessere Anhaltspunkte zum Verständnis des γ -Spektrums zu erhalten, wurde das Ansprechverhalten des Teilchendetektors zusätzlich zu Yttrium ($Z=39$) auch für neutronenreiches Zirkon ($Z=40$) und Strontium ($Z=38$) berechnet. Die errechneten Kurven sind in Abbildung 31 als Superposition über dem ΔE - E_r -Spektrum der gemessenen Fragmente aus der proton-induzierten Uranspaltung aufgetragen. Anhand der Kurven des Ansprechverhaltens wurden Fensterbedingungen generiert.

Ihre Lage im ΔE - E_r -Spektrum ist ebenfalls in Abbildung 31 dargestellt. Somit beträgt der Abstand von der Kernladungszahl Z zur Kernladungszahl $Z+1$ bzw. $Z-1$ nach der Modellrechnung etwa zwei Fensterbreiten. Nun wurde das γ -Spektrum unter der Bedingung betrachtet, daß das zum γ -Ereignis gehörende Ereignis im Teilchendetektor in dem entsprechenden Fenster lag. Dabei fällt auf, daß die in Abbildung 30 markierten Linien in bestimmten Fenstern gehäuft auftreten, während andere Linienstrukturen deutlich unterdrückt sind. Abbildung 32 zeigt das γ -Spektrum unter der Bedingung, daß das zugehörige Teilchen-Ereignis in Fenster 4 oder 5 lag. Aufgrund der Statistik war es nicht möglich, Gaußsche Verteilungskurven an diese Linien anzupassen. Daher wurde die Anzahl der zu einer Linie gehörenden Ereignisse durch Integration über den von der Linie eingenommenen Bereich im γ -Spektrum ermittelt. Das Ergebnis dieses Vorgehens ist als Balkendiagramm in Abbildung 33 in Abhängigkeit von der Nummer des ΔE - E_r -Fensters des zugehörigen Teilchen-Ereignisses aufgetragen. Der Untergrund im γ -Spektrum bei leichten Fragmenten im Teilchenzähler konnte für den Bereich über 1200 keV mit ungefähr einem Ereignis pro Kanal abgeschätzt werden. Bei Annahme eines diffusen Untergrunds wird dessen Intensitätsverteilung über die einzelnen ΔE - E_r -Fenster proportional zu der Verteilung der Gesamtereigniszahl über diese Fenster sein. Daher wurde diese Verteilung auf die abgeschätzte Untergrundereignisanzahl in den Integrationsbereichen der betrachteten γ -Linien skaliert. Ihr Verlauf ist in Abbildung 33 als Strich-Punkt-Linie dargestellt. Man erkennt bei beiden Linien deutliche Überhöhungen der Intensität in den mittleren Fenstern.

Der Schwerpunkt der in Abbildung 33 dargestellten Verteilungen stimmt recht gut mit der errechneten Position der Yttrium-Spaltfragmente überein. Die Anpassung einer Gauß-Funktion an die linke Verteilung abzüglich Untergrund ergibt, daß die Breite der Verteilung bei halber Höhe 2,7 Fenster, also etwa $1,4 Z$ beträgt. Dies ist auch für die rechte Verteilung ein realistischer Wert, obwohl aufgrund der geringen Statistik die Verteilung etwas anders aussieht und daher eine etwas geringere Breite von der Anpassungsroutine berechnet wird. Dies ergibt ein Auflösungsvermögen von etwa $\frac{Z}{\Delta Z} \approx 29$. Dieser Wert entspricht ungefähr dem von Sistemich et al. [SAB⁺76] mit massen- und energieseparieren Spaltfragmenten bestimmten Auflösungsvermögen, das mit einem ΔE - E -Detektor gemessen worden war, der ein senkrecht zur Spaltfragmenttrajektorie ausgerichtetes elektrisches Feld besaß. Damit konnte gezeigt werden, daß ein Detektor, der auf den im vorigen Kapitel beschriebenen Prinzipien beruht, funktioniert, und daß ein gutes Auflösungsvermögen damit erreicht werden kann. Im folgenden wird daher die Möglichkeit einer Erweiterung dieses Detektorprinzips auf einen Raumwinkel von 2π erörtert, um eine möglichst große Detektionseffizienz zu erzielen.

6 Entwicklungsvorschlag für einen 2π -Detektor

In diesem abschließenden Kapitel wird auf der Basis der bisher gemachten Erfahrungen ein Konzept für einen Spaltfragmentdetektor mit einem Raumwinkel von annähernd 2π vorgestellt. Das Konzept erhebt nicht den Anspruch, die optimale Lösung dieses Problems darzustellen, vielmehr sollen die bei der Konzipierung eines solchen Detektors wesentlichen Probleme aufgezeigt und Lösungsansätze diskutiert werden.

Erweitert man das in Kapitel 4 beschriebene Konzept auf einen Raumwinkel von 2π , so entsteht ein System aus konzentrischen Halbkugelschalen von Gittern, die von einer PIN-Diodenschale umgeben werden. Die Spaltquelle wäre im Mittelpunkt eines solchen Systems lokalisiert und idealerweise auf eine kleine Halbkugel aufgebracht. Damit entstünde im Innenraum des Detektors das Radialfeld eines Kugelkondensators. Die Auflösung des Detektors wird unter anderem dadurch bestimmt, wie groß die Unsicherheit in der Trajektorienlänge aufgrund der Unsicherheit des Ortes der Erzeugung der Spaltfragmente ist. Nimmt man analog zu Kapitel 4 einen Abstand von 60 mm zur ersten Gitterebene an, so dürfte der maximale Radius einer solchen Quellenhalbkugel nur rund 0,5 mm betragen, wenn die Unterschiede in den Trajektorienlängen in der Größenordnung von einem Prozent bleiben sollen. Das elektrische Feld in einem Kugelkondensator kann mit Hilfe der Formel

$$E = \frac{U}{r^2} \cdot \frac{ab}{b-a} \quad (47)$$

(vgl. [Koh68]) berechnet werden, wobei U die angelegte Spannung ist, a und b die Radien der konzentrischen Kugeln darstellen und $a < r < b$ gilt. Setzt man, ebenfalls analog zu Kapitel 4, eine Spannung von 180 V zwischen Quelle und Gitter an, so erhält man ein elektrisches Feld von $E = 3630 \frac{V}{cm}$ für $r \approx a$ sowie $E = 0,25 \frac{V}{cm}$ für $r \approx b$.

Wie in Abbildung 4 qualitativ dargestellt ist, geht der Ionisationskammerbereich eines Gasetektors bei höherer Spannung bzw. höherer elektrischer Feldstärke in den Proportionalbereich über, in dem der Effekt der Gasmultiplikation eintritt. Wolff [Wol74] beschreibt den Multiplikationsfaktor in Abhängigkeit von zwei gasspezifischen Parametern. Einer dieser Parameter stellt einen kritischen Punkt der reduzierten Feldstärke, dem Quotienten aus elektrischer Feldstärke und Gasdruck, dar, oberhalb dem Gasmultiplikation auftritt. Für Isobutan liegen Daten dieser Parameter nicht vor, jedoch beträgt der entsprechende Parameter für Propan nach [Wol74] $1 \cdot 10^5 \frac{V}{cm \cdot atm}$, was $132 \frac{V}{cm \cdot Torr}$ entspricht. Bei einem Gasdruck von rund 10 Torr liegt die für den obigen Fall berechnete Feldstärke oberhalb der kritischen Feldstärke für Gasmultiplikation. Der Detektor würde daher nicht mehr ausschließlich im Ionisationskammerbereich arbeiten, was für die angestrebte Anwendung nicht wünschenswert ist.

Zur Vermeidung von Rekombinationseffekten in der Ionisationskammer ist eine Mindestdriftgeschwindigkeit der Elektronen erforderlich. Nach Fulbright [Ful79] wird eine annehmbare Driftgeschwindigkeit in verschiedenen Gasen bei einer minimalen reduzierten Feldstärke von rund $0,5 \frac{V}{cm \cdot Torr}$ erzielt. Dieser Wert wird mit der obigen Geometrie im Bereich der ersten Gitterebene nicht erreicht.

Die extremen Minimal- und Maximalwerte der Feldstärke, die außerhalb des nutzbaren Ionisationskammerbereiches liegen, können durch die Vergrößerung der inneren Halbkugel, auf die die Quelle aufgebracht ist, beseitigt werden. So verringert sich die Feldstärke bei der Verwendung

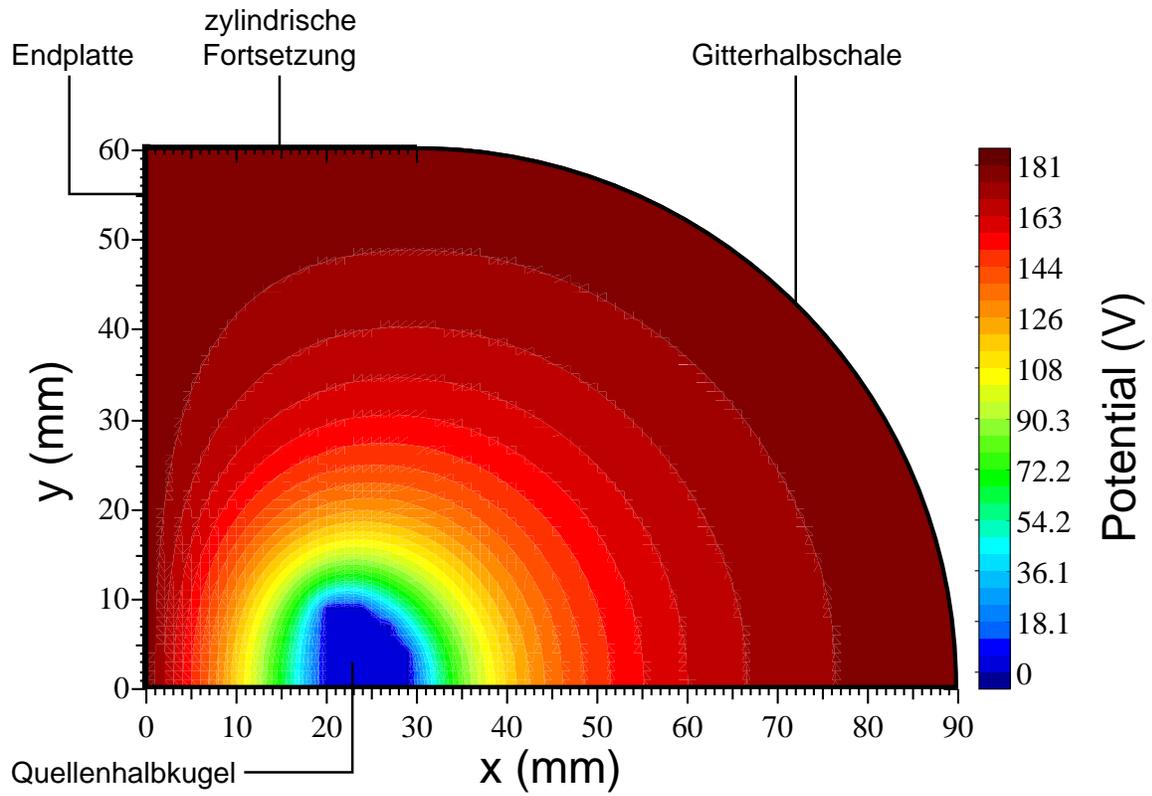


Abbildung 34: Potentialverlauf in einer Halbkugelschale mit zurückgesetzter Innenhalbkugel.

einer Halbkugel mit beispielsweise 10 mm Radius auf $E = 216 \frac{V}{cm}$ über der Oberfläche dieser Halbkugel, in der Nähe des Radius der Gitterebene erhöht sie sich auf $E = 6 \frac{V}{cm}$. Sollte sich die Feldstärke in der Nähe der Gitterschale als zu gering erweisen, so besteht bei dieser Geometrie noch immer Spielraum für eine Erhöhung der Spannung. Allerdings ist es aus den oben diskutierten Gründen der Verschlechterung der Auflösung nicht möglich, das spaltende Material auf die volle Halbkugeloberfläche zu verteilen. Daher wird vorgeschlagen, die Quelle möglichst punktförmig in der Mitte der gekrümmten Oberfläche der Halbkugel aufzubringen. Um zu gewährleisten, daß die von den Spaltfragmenten im Gas zurückgelegten Strecken unabhängig von der Flugrichtung der Spaltfragmente bleibt, kann die Quellenhalbkugel um ihren Radius aus dem Detektor herausgezogen werden, so daß die Quelle sich im Mittelpunkt der Detektorhalbkugel befindet. Dies wird die Feldstärken im Detektor nicht wesentlich verändern. Die Potentialverteilung einer solchen Anordnung wurde mit Hilfe des DIFFPACK-Programmpakets [DIF97] dreidimensional berechnet. Ein zweidimensionaler Schnitt durch diese Verteilung ist in Abbildung 34 dargestellt. Die sich ausbildende Feldstruktur hat noch immer Radialfeldcharakter, jedoch ist zu beobachten, daß der Potentialverlauf für Trajektorien zum Detektorrand von dem Potentialverlauf für Trajektorien zur Detektormitte in der Nähe der Quellenhalbkugel abweicht. Die dadurch entstehende Abhängigkeit der Signalhöhe von der Trajektorie kann mit Hilfe einer Frisch-Gitterhalbschale beseitigt werden.

Abbildung 34 zeigt auch, daß Störungen des Potentialverlaufs, die an den Rändern der Detektorhalbkugel entstehen können, durch eine leitende zylindrische Verlängerung der innersten Gitterebene, die hinter der Quellenhalbkugel in einer leitenden Platte endet und auf das Potential der innersten Gitterebene gelegt wird, beseitigt werden können. Damit ist sichergestellt, daß alle Ladungsträger, die entlang einer Spaltfragmenttrajektorie produziert werden, auf die innerste Gitterschale gezogen werden. Bei der in der Abbildung dargestellten Feldgeometrie ist der Driftweg der Elektronen, die entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes driften, im allgemeinen nicht identisch mit der Trajektorie der Spaltfragmente, die sich geradlinig bewegen. Dies hat den Vorteil der Verringerung der Rekombinationswahrscheinlichkeit. Eine Ausnahme stellt der Weg zur Mitte der Detektorhalbkugel dar, der jedoch nur einen sehr kleinen Raumwinkelanteil besitzt.

Die Auflösung dieser Detektoranordnung ist stark vom aktiven Durchmesser der Quelle abhängig. Dies gilt insbesondere für die Randbereiche der Detektorhalbkugel, die die Quelle praktisch „von der Seite“ sehen, so daß die Unsicherheit der Trajektorienlänge annähernd dem aktiven Durchmesser entspricht. Daher sollte dieser aktive Durchmesser klein, möglichst unter 1 mm für die oben beschriebenen Abmessungen gehalten werden. Ist dies nicht möglich, so kann nur eine Vergrößerung des Detektorradius die Auflösung in diesen Randbereichen verbessern. Die Dicke der Quelle ist vergleichsweise unkritisch, da Spaltfragmente, die einen Energieverlust im Quellenmaterial erfahren haben, ebenso genutzt werden können, solange ihre Energie im Bereich des Bragg-Maximums bleibt. Dies konnte mit der Auswertung des mit einem dicken Target durchgeführten Experiments in Kapitel 5.3 gezeigt werden.

Da ein System konzentrischer Halbkugelschalen von Gittern aus dünnen Drähten nur schwer technisch zu realisieren ist, wird die Halbkugelschale durch ein geeignetes Polyeder approximiert werden müssen. Daher soll zunächst die Form einer Linie im Energieverlustspektrum des Gasetektors in Abhängigkeit von der geometrischen Form der PIN-Diode, mit der die zu der Linie beitragenden Ereignisse getriggert werden, studiert werden. Eine Betrachtung der geometrisch bedingten Breite einer solchen Linie wurde bereits in Kapitel 4.2 durchgeführt. Sie kommt aufgrund des Öffnungswinkels der triggernden PIN-Diode und den daraus resultierenden Spaltfragmenttrajektorien unterschiedlicher Länge zustande. Die Linienform wird nun durch die Häufigkeit bestimmt, mit der Trajektorien einer bestimmten

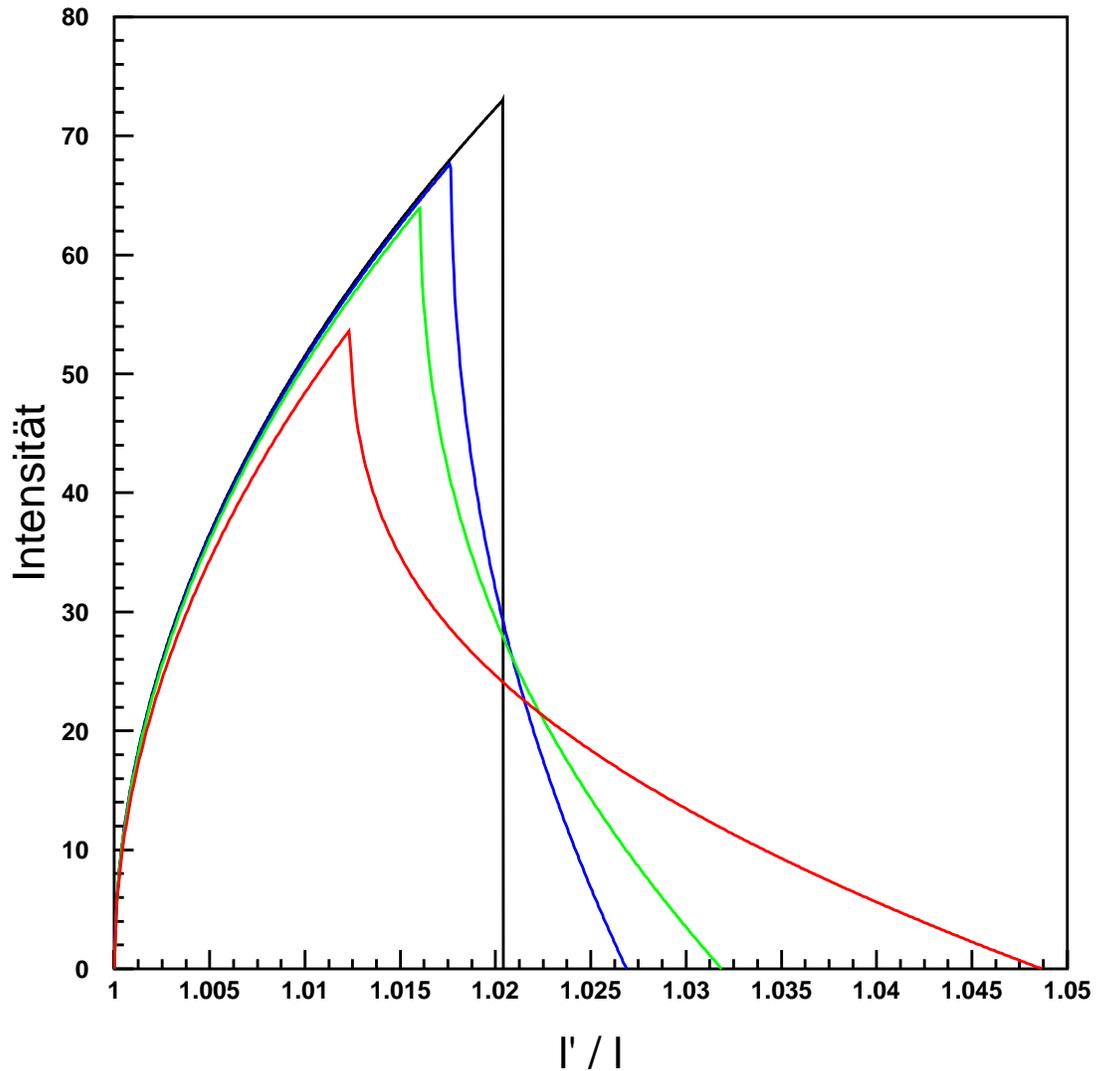


Abbildung 35: Aus geometrischen Gründen zu erwartende Linienform des Gasionisationskammersignals bei einem Halbleiterdetektor mit einer aktiven Fläche der Form eines Kreises (schwarz), eines regelmäßigen Fünfecks (blau), eines Quadrats (grün) bzw. eines gleichseitigen Dreiecks (rot). Die Quelle wird für diese Betrachtung als punktförmig angenommen, die Größe und Entfernung des Halbleiterdetektors ist so gewählt, daß dieser einen Raumwinkel von ca. einem Prozent von 4π einnimmt. Die Integrale unter den einzelnen Linien wurden auf den Wert eins normiert.

Länge von Spaltfragmenten einer gleichförmig strahlenden Quelle durchflogen werden. Nimmt man eine punktförmige Quelle im Abstand l über einem Halbleiterdetektor an, so ist die Trajektorienlänge l' gleich der Summe der Quadrate von l und r , wobei r den Abstand zwischen dem betrachteten Punkt auf dem Halbleiterdetektor und dem Punkt P in der Detektorebene senkrecht unter der Quelle bezeichnet. Die Intensität ist dann proportional zu r , multipliziert mit dem Winkelanteil, in dem ein Kreis um P mit Radius r die Halbleiterdetektorfläche überstreicht. Die daraus resultierende Intensitätsverteilung wurde numerisch für Halbleiterdetektoren in Form eines Kreises, eines regelmäßigen Fünfecks, eines Quadrats sowie eines gleichseitigen Dreiecks berechnet. Hierbei wurde eine punktförmige Quelle senkrecht über dem Mittelpunkt des Halbleiterdetektors angenommen. Die Detektorflächen sowie der Abstand l sind jeweils gleich, l wurde so angesetzt, daß der von dem Halbleiterdetektor eingenommene Raumwinkel ungefähr ein Prozent von 4π beträgt. Bei der quadratischen PIN-Diode entspricht dies ungefähr den Verhältnissen des in Kapitel 5 beschriebenen Experiments. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in Abbildung 35 graphisch dargestellt. Man erkennt für den runden Halbleiterdetektor einen Intensitätsverlauf, der vom Mittelpunkt des Detektors aus monoton wächst, bis der Rand des Detektors erreicht ist. Bei den regelmäßigen Vielecken ist der Verlauf ebenso monoton wachsend, bis der Inkreis des Vielecks erreicht ist, dann fällt die Verlaufsfunktion wieder monoton bis zum Erreichen des Umkreisradius. Die Mittelwerte und Streubreiten für die einzelnen Verteilungen wurden numerisch mit Hilfe der Formeln

$$\overline{l'/l} = \sum_i \left(\frac{l'}{l} \right)_i \cdot I_i / \sum_j I_j \quad (48)$$

und

$$w = \sqrt{\sum_i \left(\left(\frac{l'}{l} \right)_i - \overline{l'/l} \right)^2 \cdot I_i / \sum_j I_j} \quad (49)$$

berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7 zusammengestellt. Sie zeigen, daß ein Dreieck als Detektorgrundgeometrie wenig geeignet ist, da die geometrisch bedingte Streubreite fast doppelt so groß ist, wie bei einem runden Detektor. Demgegenüber ist die Streubreite bei einem fünfeckigen Detektor nur noch wenig größer als bei einer runden Geometrie. Dies legt nahe, als Grundgeometrie ein Polyeder zu benutzen, das aus Fünf- und Sechsecken zusammengesetzt ist. Sollen die Elemente eines solchen Polyeders einen Raumwinkel von jeweils nur etwa einem Prozent von 4π einnehmen, wie dies in dem Experiment in Kapitel 5 der Fall war, so wird hierzu eine auf einem Dodekaeder basierende Geometrie mit 92 Elementen (12 Pentagonen und 80 Hexagonen) oder eine auf einem Ikosaeder basierende Geometrie mit 122 Elementen (12 Pentagonen und 110 Hexagonen) benötigt, um einen Raumwinkel von 4π abzudecken (vgl. [Pug76]). Bei einem Raumwinkel von 2π verringert sich diese Zahl entsprechend. Da es möglich sein soll, ein aus solchen Elementen zusammengesetztes 2π -Spektrometer in Detektorarrays aus Ge-Detektoren einzubauen, sollte es eine gewisse Größe nicht überschreiten. Auch benötigt man für ein Spektrometer mit großem Radius viel Halbleitermaterial, das sich als Kostenfaktor niederschlägt. Bei einem Spektrometer mit nur kleinem Radius müssen jedoch die Zwischenräume zwischen den Elementen sehr klein gehalten werden, um nicht unnötig Raumwinkel zu verlieren. Auch die Haltestrukturen für die Gitter müßten sehr schmal sein. Dies ist wesentlich, da aufgrund der Potentialverteilung im Detektor nicht gewährleistet ist, daß alle von einem Spaltfragment beim Durchflug durch das Gas produzierte Meßelektronen in dem Element auf das Gitter treffen, in dem auch das Spaltfragment von der PIN-Diode nachgewiesen wird (vgl. Abb. 34).

Dies wird Verluste durch das Auftreffen von Meßelektronen auf die Haltestrukturen des Frisch-Gitters hervorrufen. Diese Verluste sind von der Spaltfragmenttrajektorie abhängig und sollten daher per Software korrigiert werden können. Dennoch sollte angestrebt werden, die Verluste möglichst klein zu halten. Daher soll im folgenden ein Konzept auf der Basis der Geometrie des EUROSIB-Detektors [dAP⁺96], einem Spektrometer für leichte geladene Teilchen, das bei Experimenten mit EUROBALL [GL92] eingesetzt wird, diskutiert werden.

Detektorform	$\overline{l'/l}$	w
Kreis	1,0122	$5,35 \cdot 10^{-3}$
regelmäßiges Fünfeck	1,0125	$5,78 \cdot 10^{-3}$
Quadrat	1,0131	$6,54 \cdot 10^{-3}$
gleichseitiges Dreieck	1,0161	$1,02 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 7: Mittelwerte und Streubreiten für verschiedene Formen von Halbleiterdetektoren. Zu Abb. 35.

Die EUROSIB-Geometrie basiert auf der Grundgeometrie des Dodekaeders und besteht aus 42 Elementen (12 Pentagone und 30 Hexagone). Sie ist so gewählt, daß Pentagone und Hexagone den gleichen Flächeninhalt besitzen. Um einen Raumwinkel von 2π abzudecken, benötigt man 6 Pentagone und 10 Hexagone, sowie 10 „halbe“ Hexagone, die entlang des Randes der Halbkugel platziert werden. Die Formen der Elemente sind in Abbildung 36 dargestellt. Die zugehörigen Längen finden sich in Tabelle 8. Die darin angegebenen Werte sind auf die maximale Distanz zum Polyedermittelpunkt normiert, diesen Abstand haben die Ecken, an denen jeweils drei Hexagone zusammentreffen. Aus den Daten läßt sich ersehen, daß der Abstand eines Pentagons vom Polyedermittelpunkt nicht mit dem Abstand eines Hexagons zum Polyedermittelpunkt identisch ist. Der Abstand eines Pentagons beträgt in dieser Normierung $r_p = 0,9265$, der eines Hexagons $r_h = 0,9342$. Die Differenz geht in die Pulshöhe des Gasetektorsignals ein. Der Effekt ist jedoch kleiner als 1% und kann per Software korrigiert werden.

Der Dihedralwinkel zwischen einem Pentagon und einem Hexagon läßt sich aus dem Dihedralwinkel des Dodekaeders [Pug76] berechnen. Er beträgt $148,28^\circ$. Der Dihedralwinkel zwischen zwei Hexagone ergibt sich aus trivialer Betrachtung der Geometrie zu 144° . Die vollständige 2π -Geometrie des vorgeschlagenen Detektors ist in Abbildung 37 dargestellt. Die Visualisierung der Geometrie erfolgte mit Hilfe des Programms MATHEMATICA [Wol92]. In der Seitenansicht der Geometrie erkennt man die Ebenen von Frisch-Gitter, Anodengitter und PIN-Dioden. Die Abstände vom Polyedermittelpunkt wurden in Analogie zu dem in Kapitel 4 vorgestellten Prototypen auf 60, 65 bzw. 70 mm angesetzt, bezogen auf die Mittelpunkte der Hexagone. Die maximale Distanz vom Mittelpunkt des Spektrometers zur PIN-Diodenebene beträgt damit rund 75 mm.

Die Kapazität des Gasetektorbereichs wird durch die Flächen der Frisch- und Anodengitterhalbschalen sowie durch deren Abstand zueinander bestimmt. Sie ist bei der gegebenen Geometrie vergleichsweise hoch, so daß die einzelnen Elemente wahrscheinlich voneinander elektrisch isoliert

und einzeln mit Vorverstärkern ausgelesen werden müssen, um verwertbare Signalhöhen zu erreichen. Das Energieverlustsignal müßte dann aus einer Addition der Signale aller Elemente, in denen Meßelektronen nachgewiesen wurden, gewonnen werden.

Strecke	relative Länge
a	0,4036
b	0,3433
c	0,2777
d	0,2949
e	0,3568
f	0,2508
g	0,6070

Tabelle 8: Formate der einzelnen Detektorelemente. Die Längen sind auf die maximale Distanz zum Mittelpunkt des Polyeders normiert. Zu Abb. 36.

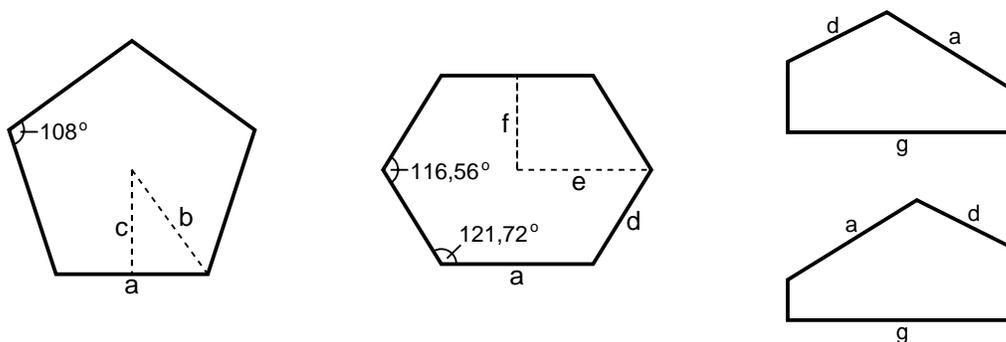


Abbildung 36: Elemente des neuen Detektors, basierend auf der EUROSIB-Geometrie [dAP⁺ 96].

Bei einem Spektrometer der vorgeschlagenen Granularität ist die aufgrund der PIN-Diodengeometrie zu erwartende Linienbreite größer als die zu Beginn dieses Kapitels berechnete, da ein Element des Polyeders einen Raumwinkel von rund 2,4% von 4π einnimmt, im Gegensatz zu ca. 1% bei obigen Rechnungen. Daher wurde die Linienform auch für die Pentagone und Hexagone der vorliegenden Geometrie simuliert, mit den oben angegebenen Abständen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 38

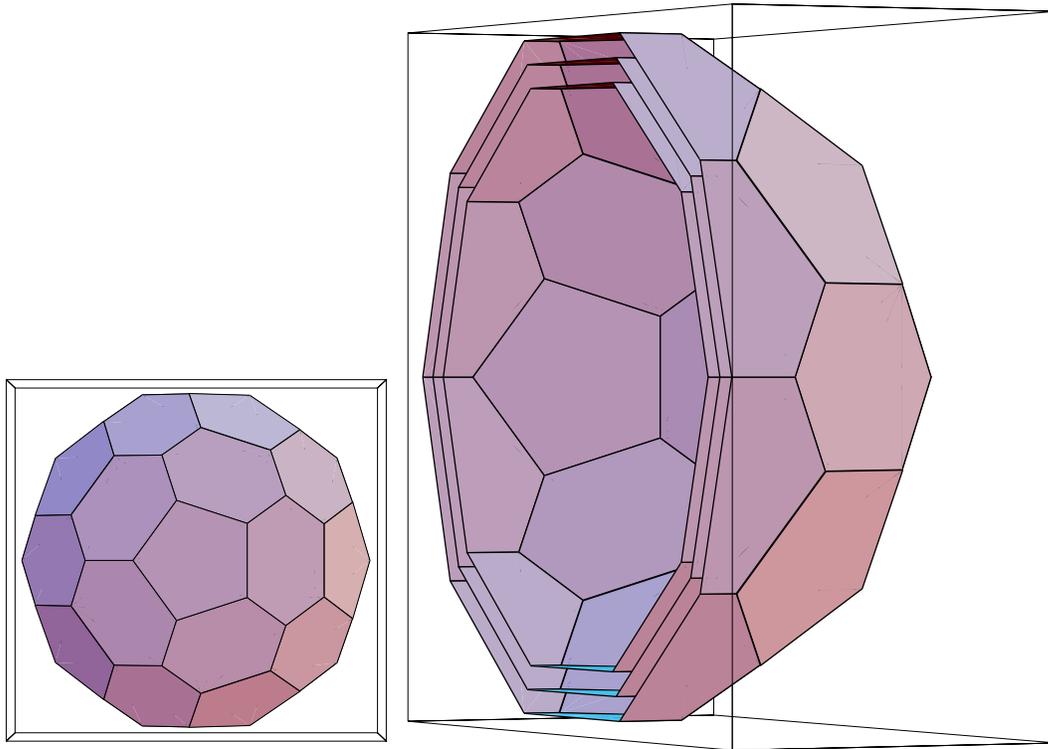


Abbildung 37: Geometrie eines möglichen 2π -Detektors, basierend auf der EUROSIB-Geometrie in der Draufsicht (links) und in der Seitenansicht (rechts). Die drei in der Seitenansicht ineinander geschichteten Halbschalen stellen Frisch-Gitter-, Anodengitter- und PIN-Diodenebene dar.

(links) dargestellt. Man erkennt eine kompliziertere Linienstruktur der Hexagone, welche aufgrund der von einem regelmäßigen Hexagon abweichenden Form zustande kommt. Es zeigt sich weiterhin, daß die resultierenden Linienbreiten deutlich größer sind als die Linienbreiten der Vergleichsrechnungen in Abbildung 35. Die Streubreiten der Verteilungen, die mit Hilfe von Gleichung 49 berechnet wurden, sind in Tabelle 9 angegeben. Im folgenden soll daher der Einfluß einer Segmentierung der PIN-Dioden auf die Linienform und Streubreite untersucht werden. Das Ziel ist hierbei, die geometrisch bedingte Linienbreite mit Hilfe der höheren Ortsauflösung per Software zu korrigieren. Dies ist möglich, da die Unterschiede der Trajektorienlängen bei der vorliegenden Geometrie klein sind.

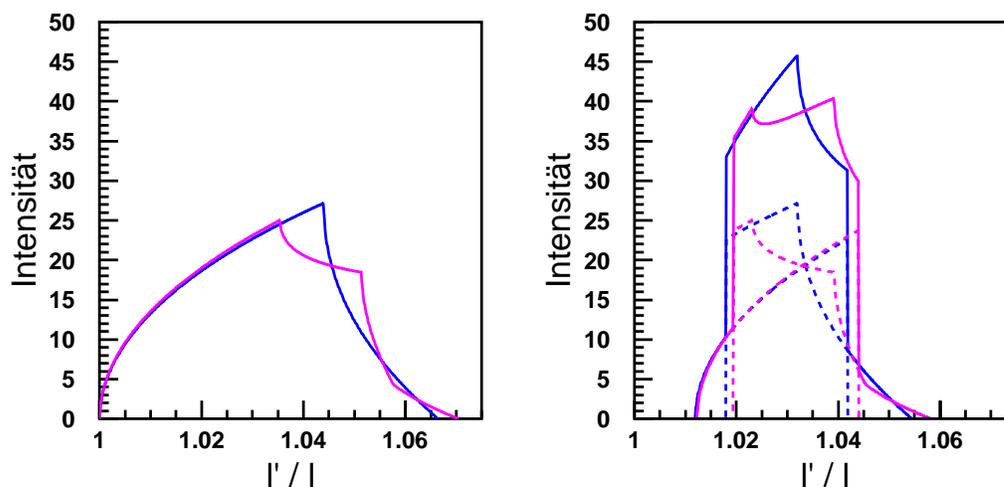


Abbildung 38: *Linienform der unsegmentierten Pentagone (blau) bzw. Hexagone (violett) (links) sowie die Linienform nach einer kreisförmigen Segmentierung (rechts). Die gestrichelten Linien stellen hierbei die Beiträge der einzelnen Segmente dar, die durchgezogenen Linien entsprechen jeweils der Summe beider Segmente.*

Da die geringste Linienbreite bei einem runden Halbleiterdetektor zu erwarten ist, wurde ein Kreis um den Mittelpunkt der PIN-Diode als Segmentierung gewählt. Der Radius des Segmentierungskreises wurde so bestimmt, daß die Linie des inneren Segments die gleiche Streubreite hatte wie die Linie des äußeren Segments. Dies ist bei den Pentagonen bei einem Radius von 0,2285, bei den Hexagonen bei einem Radius von 0,2336 der Fall, wobei die Radien in den oben definierten relativen Längeneinheiten gegeben sind. Die aus der Segmentierung resultierenden Linien können so verschoben werden, daß ihre Schwerpunkte aufeinanderliegen. Dies ist in Abbildung 38 (rechts) dargestellt. Eine deutliche Verringerung der Linienbreite ist zu erkennen. Auch hierfür wurden die Streubreiten der Verteilungen berechnet und in Tabelle 9 angegeben. Man erkennt, daß sich die Streubreiten mit Hilfe der Zweifachsegmentierung nahezu halbieren lassen. Die damit erreichte geometrisch bedingte Streubreite ist jedoch noch immer etwas größer als die mit der Geometrie des Experiments in Kapitel 5 erreichte (vgl. Tab. 7), weshalb eine Dreifachsegmentierung in Erwägung zu ziehen ist. Eine darüber

hinausgehende Segmentierung erscheint jedoch nicht sinnvoll, da die Linienbreite dann hauptsächlich vom Energie-Stragglung dominiert sein dürfte (vgl. [SAB⁺76]).

Detektorform	$w_{unsegmentiert}$	$w_{segmentiert}$
Pentagon	$1,43 \cdot 10^{-2}$	$7,85 \cdot 10^{-3}$
Hexagon	$1,47 \cdot 10^{-2}$	$8,11 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 9: Streubreiten der Linienformverteilungen für Pentagone und Hexagone, unsegmentiert bzw. segmentiert.

Um den Effekt von Feldinhomogenitäten an aneinandergrenzenden Elementen zu studieren, wurde der Potentialverlauf zwischen Frisch- und Anodengitter im Bereich einer Kante zweier aneinandergrenzender Hexagone mit Hilfe des DIFFPACK-Programmpakets [DIF97] zweidimensional simuliert. Der Dihedralwinkel zwischen diesen Hexagonen ist mit 144° kleiner als zwischen einem Pentagon und einem Hexagon, so daß die zu erwartenden Inhomogenitäten des elektrischen Feldes im zweiten Fall geringer sein werden als im ersten. Als Abstände von Frisch- und Anodengitter wurden die oben angegebenen verwendet, die angesetzten Potentiale sind Tabelle 5 in Kapitel 4.2 zu entnehmen. Das Resultat dieser Simulation ist in Abbildung 39 dargestellt.

Winkel	Beschleunigungsspannung (V)
18°	28,98
17°	32,14
16°	33,61
14°	34,66
12°	34,93
10°	34,96

Tabelle 10: Von den zwischen Gitter und Anode erzeugten Ladungsträgern erfahrene mittlere Beschleunigungsspannungen entlang Trajektorien unter verschiedenen Winkeln (vgl. Abb. 39).

Inhomogenitäten im Feld zwischen Frisch-Gitter und Anodengitter beeinflussen nur den Signalhöhenbeitrag der Ladungsträger, die im Raum zwischen diesen Gittern entstanden sind. Ladungsträger, die zwischen der Quelle und dem Frisch-Gitter erzeugt wurden, erfahren immer die volle Potentialdifferenz zwischen Gitter und Anode. Abbildung 40 zeigt den Potentialverlauf zwischen Frisch-Gitter und Anodengitter entlang Linien im Winkel von 18° , was genau der Strecke von Kante zu Kante

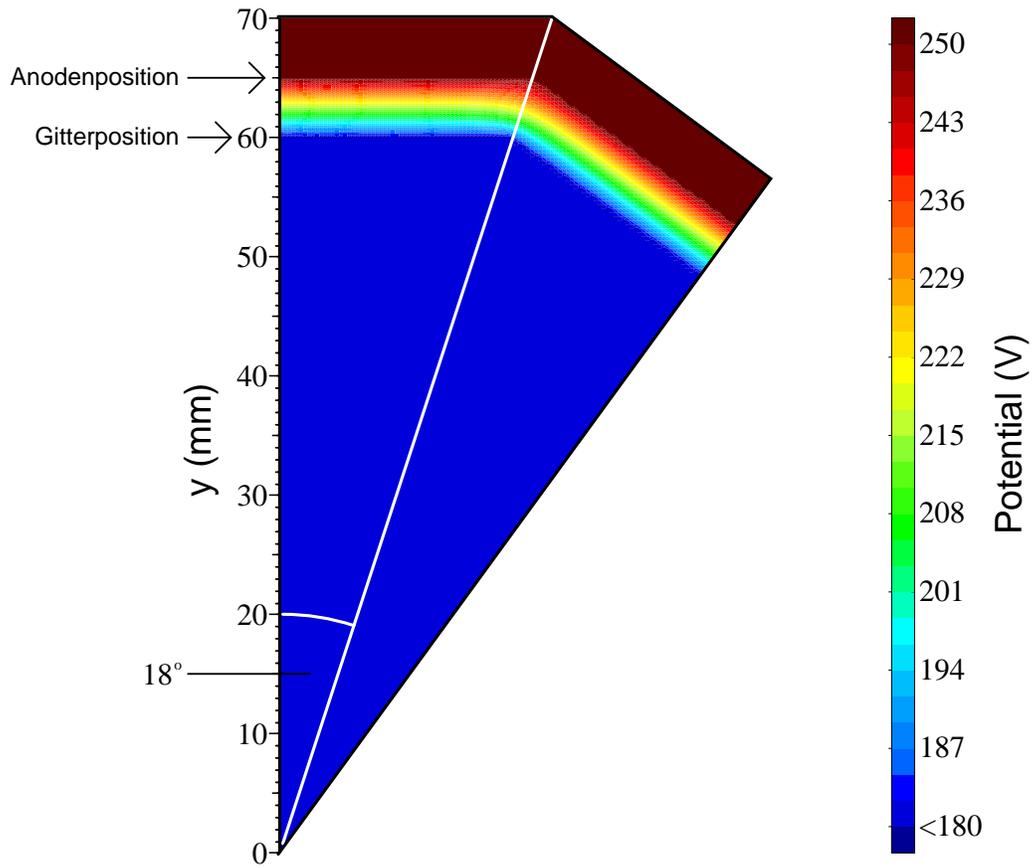


Abbildung 39: Potentialverlauf zwischen Frisch-Gitter und Anodengitter in der Nähe einer Kante von zwei aneinandergrenzenden Hexagonen.

entspricht, 17° , 16° und 10° , jeweils projiziert auf die y -Achse. Die Potentialdifferenz, die ein an Position y erzeugtes Meßelektron als Beschleunigungsspannung erfährt, ist die Differenz aus der vollen Anodenspannung und dem Funktionswert an der Stelle y . Der Beitrag aller zwischen Gitter und Anode erzeugten Ladungsträger ergibt sich dann durch das Integral über die Differenzenfunktion. In Tabelle 10 sind die Werte dieser Integrale für Trajektorien unter verschiedenen Winkeln angegeben. Sie sind mit dem Spannungswert zu vergleichen, den die Ladungsträger im Mittel in einem vollständig homogenen Feld erfahren würden. Dieser Wert beträgt 35 V bei den gewählten Spannungen für Frisch- und Anodengitter. Man erkennt, daß die Unterschiede mit zunehmender Entfernung zur Kante sehr schnell abnehmen. Setzt man die Anzahl der Ladungsträger, die diese Beschleunigungsspannung erfahren, in Relation zu der Anzahl der zwischen Quelle und Frisch-Gitter erzeugten Ladungsträger, welche die volle Beschleunigungsspannung erfahren, so ergibt sich, daß der Fehler in der Signalhöhe durch die Feldinhomogenität genau an der Kante ungefähr 0,7% beträgt. Entlang dieser Kante befindet sich eine Haltestruktur für die Gitter, von der auftreffende Spaltfragmente absorbiert werden. Bei einer Breite der Haltestruktur von 1 mm zu jeder Seite der Kante in der Frisch-Gitterebene beträgt der maximale Trajektorienwinkel von registrierten Spaltfragmenten rund 17° , wodurch der Fehler aufgrund der Feldinhomogenität auf einen Beitrag von ca. 0.3% gedrückt wird. Auch im Bereich von drei aneinanderstoßenden Kanten ist ein großer Fehler daher nicht zu erwarten, zumal der Raumwinkel, den diese Bereiche einnehmen, sehr klein ist.

Abschließend kann gesagt werden, daß sich ein 2π -Detektor auf der Basis der EUROSIB-Geometrie realisieren lassen sollte. Allerdings arbeitet ein solcher Detektor aufgrund seines näherungsweise radialsymmetrischen elektrischen Feldes in seinem Innenraum an den Grenzen des Ionisationskammerbereichs. Die angestrebte Raumwinkelabdeckung von 2π wird nur durch die Haltestrukturen der Gitter sowie durch deren Transmission eingeschränkt. Nimmt man eine Haltestruktur der Breite 1 mm für die Gitter jedes Elements an, so verliert man dadurch einen Raumwinkel von rund 12,7%. Bei der Verwendung von Gittern der Spezifikationen in Kapitel 4, beträgt die Transmission bei zwei hintereinanderliegenden Gittern ca. 84,9%. Damit könnten mit einem Spektrometer, wie es hier vorgeschlagen wird, Spaltfragmente mit einer absoluten Effizienz von rund 74% in 2π spektroskopiert werden. Eine weitere Verbesserung der Energieverlustauflösung wäre durch die Analyse der Signalform des Ionisationskammersignals möglich. Hierbei nutzt man die charakteristische Abhängigkeit der Signalform von der Spaltfragmenttrajektorie aus, die insbesondere aufgrund der Radialabhängigkeit des elektrischen Feldes im Innenraum des Detektors stark ausgeprägt sein sollte.

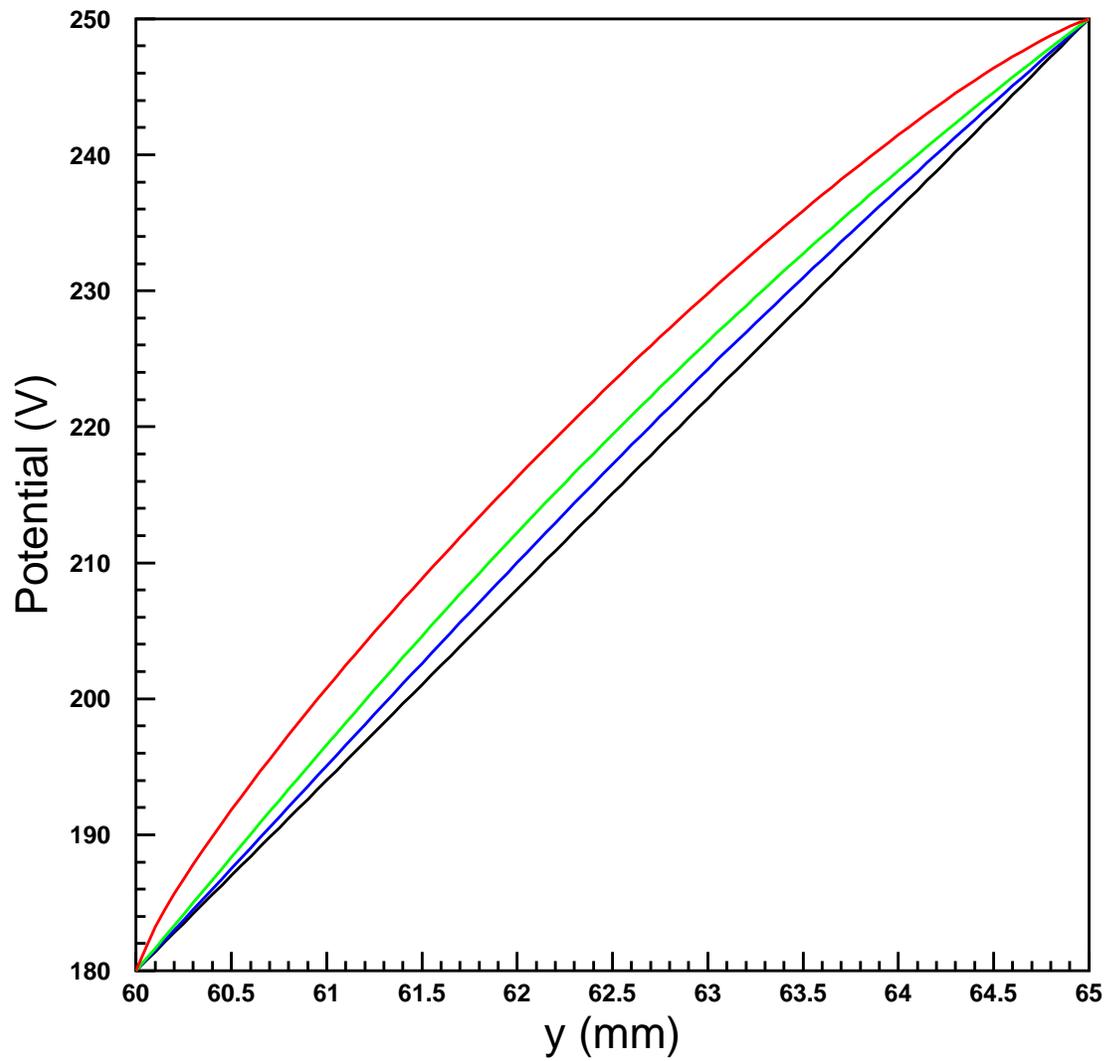


Abbildung 40: Potentialverlauf zwischen Frisch-Gitter und Anodengitter in der Nähe einer Kante von zwei aneinandergrenzenden Hexagonen. Die Farben entsprechen Trajektorien unter Winkeln von 18° (rot), 17° (grün), 16° (blau) und 10° (schwarz) (vgl. Abb. 39).

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Möglichkeit der Realisierung eines 2π -Spaltfragmentdetektors untersucht. Damit soll es möglich sein, eine Information über die Kernladungszahl eines Fragments aus spontaner oder teilcheninduzierter Spaltung zu erhalten. Die Meßmethode ist daraufhin ausgelegt, daß der korrespondierende Partner eines im Detektor nachgewiesenen Spaltfragments in einer dicken Quelle oder einem dicken Target gestoppt wird und der γ -Zerfall dieses neutronenreichen, meist hoch angeregten Kerns in Ruhe erfolgt. Die emittierte γ -Strahlung ist somit weder Dopplerverschoben noch -verbreitert und kann von Germanium-Detektorarrays spektroskopiert werden. Durch die hohe Selektivität der Spaltfragmentdetektion läßt sich damit die Struktur seltener, besonders neutronenreicher Kerne untersuchen.

Die Methode basiert auf der Messung des spezifischen Energieverlusts eines Spaltfragments mit Hilfe einer Gasionisationskammer und der anschließenden Messung der Restenergie des Spaltfragments mit Hilfe eines Silizium-Halbleiterdetektors. Hierzu wurden Messungen von Spaltfragmenten aus spontaner Spaltung von ^{252}Cf mit Hilfe eines Detektorteleskops [Goh94] in Koinzidenz mit einem hochreinen Germanium-Detektor durchgeführt. Das Teleskop bestand aus einer Ionisationskammer, die mit einem elektrischen Feld arbeitete, das senkrecht zur mittleren Spaltfragmenttrajektorie verlief, sowie einem ionenimplantierten Si-Detektor. Damit wurde ein Auflösungsvermögen von $\frac{Z}{\Delta Z} \approx 11$ für Molybdän ($Z=42$) und $\frac{Z}{\Delta Z} \approx 10$ für Ruthenium ($Z=44$) gemessen.

Um den ionenimplantierten Si-Detektor durch einen kostengünstigeren Detektortyp ersetzen zu können, wurden PIN-Dioden als Detektoren für die Energie der Spaltfragmente getestet. Hierbei wurden die Testkriterien von Schmitt und Pleasonton [SP66] zugrunde gelegt. Die PIN-Diode der Serienproduktion erreichte näherungsweise alle von Schmitt und Pleasonton angegebenen Kriterien und übertraf das Kriterium für Energieauflösung deutlich.

Der Ansatz zur Entwicklung eines Detektors mit großem Raumwinkel ist eine Ionisationskammer, die ein elektrisches Feld besitzt, das parallel zur mittleren Spaltfragmenttrajektorie gerichtet ist. Eine solche Feldgeometrie läßt sich leichter auf einen großen Raumwinkel erweitern. Dies macht die ausschließliche Verwendung von Gitterelektroden notwendig, damit die Spaltfragmente die Elektroden ohne nennenswerten Energieverlust passieren können. Mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente wurden Potentialverläufe in einer solchen Ionisationskammer simuliert und auf dieser Basis ein Prototyp konstruiert und gebaut, der mit einer Feldrichtung parallel zur mittleren Spaltfragmenttrajektorie arbeitet.

Zum Test dieses Detektors wurde ein Experiment mit protoninduzierter Spaltung von ^{238}U am Van de Graaf-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main durchgeführt. Unter Hinzunahme eines hochreinen Ge-Detektors wurden Spaltfragment- γ -Koinzidenzen aufgenommen. Das Ansprechverhalten des Spaltfragmentdetektors wurde mit Hilfe der Energieverlustdaten von Northcliffe und Schilling [NS70] numerisch berechnet. Damit konnte ein Auflösungsvermögen von $\frac{Z}{\Delta Z} \approx 29$ für Yttrium ($Z=39$) erreicht werden. Dieses Auflösungsvermögen stimmt ungefähr mit dem von Sistemich et al. [SAB⁺76] mit Hilfe von massen- und energieseparierten Spaltfragmenten gemessenen Auflösungsvermögen eines ΔE -E-Detektors mit einem senkrecht zur mittleren Spaltfragmenttrajektorie ausgerichteten elektrischen Feld überein. Eine Auflösung von Nukliden der schweren Spaltfragmentgruppe war in beiden Experimenten nicht möglich.

Abschließend wurde auf der Basis der Geometrie des EUROSIB-Detektors [dAP⁺96] die Realisierbarkeit eines 2π -Spaltfragmentdetektors studiert. Dabei zeigte sich, daß es möglich sein sollte, einen solchen Detektor zu konstruieren, obwohl dieser aufgrund des näherungsweise radialsymmetrischen elektrischen Feldes an den Grenzen des Ionisationskammerbereiches arbeiten wird. Mit Hilfe einer möglichst punktförmigen Quelle sowie einer Segmentierung der PIN-Dioden, um eine bessere Ortsauflösung zu erreichen, sollte es möglich sein, ein Auflösungsvermögen zu erhalten, das der Größenordnung des Auflösungsvermögens des Prototypen entspricht. Mit dem vorgeschlagenen Detektor ließe sich eine absolute Effizienz von rund 74% in 2π erreichen.

Literatur

- [Ahl80] Steven P. Ahlen. Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles. *Rev. Mod. Phys.*, 52:121–173, 1980.
- [Ahl82] Steven P. Ahlen. Calculation of the relativistic Bloch correction to stopping power. *Phys. Rev.*, 25:1856–1867, 1982.
- [ASB⁺76] P. Armbruster, K. Sistemich, J. P. Bocquet, Ch. Chauvin, and Y. Glaize. Energy straggling of heavy ions ($A \approx 100$, $E/A \approx 1$ MeV/amu) in solids and gases, the limiting factor of the charge resolving power of energy-loss detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, 132:129–132, 1976.
- [BBMG75] J. Barette, P. Braun-Munzinger, and C. K. Gelbke. ΔE -E telescope for the identification of heavy ions at low energies with good energy resolution and optimum ΔE resolution. *Nucl. Instr. and Meth.*, 126:181–187, 1975.
- [BCH49] O. Bunemann, T. E. Cranshaw, and J. A. Harvey. Design of grid ionization chambers. *Can. J. Res.*, A 27:191–206, 1949.
- [Bec92] F. A. Beck. EUROBALL: Large gamma ray spectrometers through European collaborations. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 28:443–461, 1992.
- [Bet72] Hans-Dieter Betz. Charge states and charge-changing cross sections of fast heavy ions penetrating through gaseous and solid media. *Rev. Mod. Phys.*, 44:465–539, 1972.
- [BHB⁺74] J. R. Boyce, T. D. Hayward, R. Bass, H. W. Newson, E. G. Bilpuch, F. O. Purser, and H. W. Schmitt. Absolute cross sections for proton-induced fission of the uranium isotopes. *Phys. Rev.*, C 10:231–244, 1974.
- [BL80] S. Bjornholm and J. E. Lynn. The double-humped fission barrier. *Rev. Mod. Phys.*, 52:725–931, 1980.
- [BM72] M. D. Brown and C. D. Moak. Stopping powers of some solids for 30–90 MeV ^{238}U ions. *Phys. Rev.*, B 6:90–94, 1972.
- [BS92] L. Bergmann and C. Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 4: Teilchen*. Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1992.
- [BUB71] S. Baba, H. Umezawa, and H. Baba. Mass distribution and the total fission cross section in the fission of ^{238}U with protons of energies ranging between 13 and 55 MeV. *Nucl. Phys.*, A 175:177–198, 1971.
- [BW39] Niels Bohr and John Archibald Wheeler. The mechanism of nuclear fission. *Phys. Rev.*, 56:426–450, 1939.
- [BYT⁺96] H. Baba, A. Yokohama, N. Takahashi, N. Nitani, R. Kasuga, T. Yamaguchi, D. Yano, K. Takamiya, N. Shinohara, K. Tsukada, Y. Hatsukawa, and Y. Nagame. Abrupt changes of the characteristics of the proton-induced fission of ^{238}U around 14 MeV excitation. *Z. Phys.*, A 356:61–70, 1996.
- [CAM69] EURATOM-Report EUR-4100/4600. *CAMAC Specification*, 1969.

- [CJTW70] E. Cheifetz, R. C. Jared, S. G. Thompson, and J. B. Wilhelmy. Experimental information concerning deformation of neutron-rich nuclei in the $A \approx 100$ region. *Phys. Rev. Lett.*, 25:38–43, 1970.
- [CMF63] Gregory R. Choppin, John R. Meriwether, and John D. Fox. Low-energy charged-particle-induced fission. *Phys. Rev.*, 131:2149–2152, 1963.
- [CP69] W. K. Chu and D. Powers. Alpha-particle stopping cross section in solids from 400 keV to 2 MeV. *Phys. Rev.*, 187:478–490, 1969.
- [dAP+96] G. deAngelis, D. De Acuna, M. De Poli, E. Fioretto, A. Gadea, D. R. Napoli, G. Prete, D. Bazzacco, A. Buscemi, R. Isocrate, P. Pavan, C. Rossi Alvarez, G. Viasti, R. Zanon, G. Pausch, H. Prade, M. Sobiella, H. Grawe, J. Gerl, M. Moszyński, D. Wolski, and A. Johnson. EUTERPE/EUROSIB - a multi-task 4π light charged particle Si detector array for EUROBALL. Technischer Report, Laboratori Nazionali di Legnaro, INFN, Legnaro, Italy / Sezione INFN and Dipartimento di Fisica dell'Università, Padova, Italy / Forschungszentrum Rossendorf e. V., Dresden, Germany / GSI, Darmstadt, Germany / Soltan Institute for Nuclear Studies, Otwock-Swierk, Poland / Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 1996.
- [DIF97] Numerical Objects AS, P. O. Box 124 Blindern, N-0314 Oslo, Norway. *DIFFPACK User's Guide*, 1997. Informationen auf dem WWW: <http://www.nobjects.com>.
- [DVS82] M. Dahlinger, D. Vermeulen, and K.-H. Schmidt. Empirical saddle-point and ground-state masses as a probe of the droplet model. *Nucl. Phys.*, A 376:94–130, 1982.
- [ER94a] T. R. England and B. F. Rider. Evaluation and compilation of fission product yields 1993. Interner Report ENDF-349, LA-UR-94-3106, Los Alamos National Laboratory, New Mexico, USA, 1994. Zusammenstellung auf dem WWW: <http://ie.lbl.gov/fission.html>.
- [ER94b] Helmut Erlenkötter and Volker Reher. *Objektorientiertes Programmieren in C++*. Rowohlt, Reinbek bei Hamburg, 1994.
- [Fan63] U. Fano. Penetration of protons, alpha particles, and mesons. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 13:1–66, 1963.
- [FHS66] B. Fastrup, P. Hvelplund, and C. A. Sautter. Stopping cross section in carbon of 0,1-1,0 MeV atoms with $6 \leq Z_1 \leq 20$. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 35(10), 1966.
- [FS96] Richard B. Firestone and Virginia S. Shirley, editors. *Table of Isotopes*. John Wiley & Sons, New York, Chichester, ⁸1996. Zusammenstellung und Aktualisierungen auf dem WWW: <http://ie.lbl.gov/toi.html>.
- [Ful79] H. W. Fulbright. Ionization chambers. *Nucl. Instr. and Meth.*, 162:21–28, 1979.
- [GC69] R. P. Gardner and A. Carnesale. The solid angle subtended at a point by a circular disk. *Nucl. Instr. and Meth.*, 73:228–230, 1969.
- [Gei82] Hans Geissel. *Untersuchungen zur Abbremsung von Schwerionen in Materie im Energiebereich von (0,5 - 10) MeV/u*. Dissertation, Justus Liebig-Universität Gießen, 1982.
- [GL92] J. Gerl and R. M. Lieder. EUROBALL III European γ -ray facility. Technischer Report, GSI, Darmstadt, Deutschland, 1992.

- [Goh94] Adrian Gohla. *Aufbau eines Detektorteleskops für ERDA-Messungen und erste Anwendungen auf dünne Schichten*. Diplomarbeit, Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1994.
- [GOO94] Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt, Deutschland. *Gsi Online Offline SYstem*, 1994. Informationen auf dem WWW: <http://www-gsi-vms.gsi.de/anal/home.html>.
- [GUEC98] M. A. Riley (ed.) for the GAMMASPHERE Users Executive Committee. *Gammasphere - the beginning...1993-1997*. Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, USA, 1998. Zugänglich über das WWW: <http://www-gam.lbl.gov>.
- [Ham97] Hamamatsu Photonics K. K., Solid State Division, 1126-1 Ichino-cho, Hamamatsu City, 435-91 Japan. *Si photodiodes and charge sensitive amplifiers for scintillation counting and high energy physics*, 1997.
- [HFB73] Darleane C. Hoffman, George P. Ford, and John P. Balagna. Kinetic energy distributions in the spontaneous fission of ^{250}Cm and ^{250}Cf . *Phys. Rev., C* 7:276–279, 1973.
- [HRZ⁺95] J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, S. J. Zhu, G. M. Ter-Akopian, Yu. Ts. Oganessian, J. D. Cole, J. O. Rasmussen, and M. A. Stoyer. New insights from studies of spontaneous fission with large detector arrays. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 35:635–704, 1995.
- [Hve71] P. Hvelplund. Energy loss and straggling of 100-500 keV atoms with $2 \leq Z_1 \leq 12$ in various gases. *Mat Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 38(4), 1971.
- [Jac62] John David Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, New York, London, 1962.
- [Kle95] Manfred Klemens. *Detektorsystem zur Untersuchung der teilchenbegleiteten Spaltung von ^{252}Cf am Heidelberg-Darmstädter Kristallkugel-Spektrometer*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt, 1995.
- [Kno89] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York, Chichester, ²1989.
- [Koh68] F. Kohlrausch. *Praktische Physik, Band 2*. B. G. Teubner, Stuttgart, ²²1968.
- [KPD78] V. N. Kononov, E. D. Poletaev, and P. P. D'yachenko. Fission cross section of ^{238}U and ^{232}Th on bombardment by protons. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 27:162–163, 1978.
- [LAB⁺88] E. Liatard, S. Akrouf, J. F. Bruandet, A. Fontenille, F. Glasser, P. Stassi, and Tsan Ung Chan. Détection de produits de fission à l'aide de cellules photovoltaïques. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A* 267:231–234, 1988.
- [Lee92] I-Yang Lee. The Gammasphere. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 28:473–485, 1992.
- [LS61] J. Lindhard and M. Scharff. Energy dissipation by ions in the keV region. *Phys. Rev.*, 124:128–130, 1961.
- [LSS63] J. Lindhard, M. Scharff, and H. E. Schiott. Range concepts and heavy ion ranges. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 33(14), 1963.
- [MK92] Theo Mayer-Kuckuk. *Kernphysik*. B. G. Teubner, Stuttgart, ⁵1992.

- [NS70] L. C. Northcliffe and R. F. Schilling. Range and stopping-power tables for heavy ions. *Nucl. Data Tables*, A 7:233–463, 1970.
- [PAE⁺86] W. R. Phillips, I. Ahmad, H. Emling, R. Holzmann, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, and M. W. Drigert. Octupole deformation in neutron-rich Barium isotopes. *Phys. Rev. Lett.*, 57:3257–3260, 1986.
- [PAE⁺88] W. R. Phillips, I. Ahmad, H. Emling, R. Holzmann, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, and M. W. Drigert. Octupole correlation effects near $Z=56$, $N=88$. *Phys. Lett.*, B 212:402–406, 1988.
- [Pet94] Ingo Peter. *Analyse von digitalisierten Germanium-Detektorsignalen*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1994.
- [Pug76] Anthony Pugh. *Polyhedra - A visual Approach*. University of California Press, Berkeley, Los Angeles, 1976.
- [PVPD95] C. J. Pearson, B. J. Varley, W. R. Phillips, and J. L. Durell. A spectrometer for prompt mass identification of fragments from low-energy fission. *Rev. Sci. Instr.*, 66:3367–3373, 1995.
- [SAB⁺76] K. Sistemich, P. Armbruster, J. P. Bocquet, Ch. Chauvin, and Y. Glaize. Energy resolution and nuclear charge resolving power of an ionisation chamber for fission products. *Nucl. Instr. and Meth.*, 133:163–169, 1976.
- [SBH78] H. Schmidt-Böcking and H. Hornung. Energy straggling of Cl ions in gases. *Z. Phys.*, A 286:253–261, 1978.
- [Sie79] Günter Siegert. Photovoltaic cells as fission product detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, 164:437–438, 1979.
- [SKW65] H. W. Schmitt, W. E. Kiker, and C. W. Williams. Precision measurements of correlated energies and velocities of ^{252}Cf fission fragments. *Phys. Rev.*, 137:B837–B847, 1965.
- [SNW66] H. W. Schmitt, J. H. Neiler, and F. J. Walter. Fragment energy correlation measurements for ^{252}Cf spontaneous fission and ^{235}U thermal-neutron fission. *Phys. Rev.*, 141:1146–1160, 1966.
- [SP66] H. W. Schmitt and Frances Pleasonton. Evaluation of semiconductor detectors for fission fragment energy measurements. *Nucl. Instr. and Meth.*, 40:204–208, 1966.
- [Ste] Herbert Stelzer, GSI, Darmstadt, Deutschland. Private Mitteilung.
- [Str67] V. M. Strutinsky. Shell effects in nuclear masses and deformation energies. *Nucl. Phys.*, A 95:420–442, 1967.
- [SWG⁺74] G. Siegert, H. Wollnik, J. Greif, G. Fiedler, M. Asghar, G. Bailleus, J. P. Bocquet, J. P. Gautheron, H. Schrader, H. Ewald, and P. Armbruster. Direct determination of the nuclear charge distribution of mass separated fission products from $^{235}\text{U}(n_{th},f)$. *Phys. Lett.*, B 53:45–47, 1974.
- [TGH⁺97] Ch. Theisen, C. Gautherin, M. Houry, W. Korten, Y. Le Coz, R. Lucas, G. Barreau, Ch. Badimon, T. P. Doan, V. Méot, and G. Bélier. The SAPHIR detector. Technischer Report, CEA Saclay, France / CENBG Bordeaux, France / CEA Bruyères le Châtel, France, 1997.

- [Thi] Klaus Thiele, AEA Technology, Deutschland. Private Mitteilung.
- [VH73] Robert Vandenbosch and John R. Huizenga. *Nuclear Fission*. Academic Press, London, 1973.
- [VJW66] V. E. Viola, Jr., and B. D. Wilkins. Fission barriers and half-lives of the trans-radium elements. *Nucl. Phys.*, 82:65–90, 1966.
- [Wah88] A. C. Wahl. Nuclear-charge distribution and delayed-neutron yields for thermal-neutron-induced fission of ^{235}U , ^{233}U , and ^{239}Pu and for spontaneous fission of ^{252}Cf . *At. Data and Nucl. Data Tables*, 39:1–156, 1988.
- [Wal64] F. J. Walter. Multiplication in the fission fragment pulse height response of silicon surface barriers. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-11:232–237, 1964.
- [WGO⁺86] E. Weissenberger, P. Geltenbort, A. Oed, F. Gönnewein, and H. Faust. Energy calibration of surface barrier detectors for fission fragments. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A 248:506–515, 1986.
- [Wol] Hans-Jürgen Wollersheim, GSI, Darmstadt, Deutschland. Private Mitteilung.
- [Wol74] Richard S. Wolff. Measurement of the gas constants for various proportional-counter gas mixtures. *Nucl. Instr. and Meth.*, 115:461–463, 1974.
- [Wol92] Stephen Wolfram. *Mathematica*. Wolfram Research / Addison-Wesley, ²1992.
- [WTJC70] J. B. Wilhelmy, S. G. Thompson, R. C. Jared, and E. Cheifetz. Ground-state bands in neutron-rich even Te, Xe, Ba, Ce, Nd, and Sm isotopes produced in the fission of ^{252}Cf . *Phys. Rev. Lett.*, 25:1122–1125, 1970.
- [YTN⁺96] A. Yokohama, N. Takahashi, N. Nitani, H. Baba, R. Kasuga, T. Yamaguchi, D. Yano, K. Takamiya, N. Shinohara, K. Tsukada, Y. Hatsukawa, and Y. Nagame. Precision determination of charge dispersion and distribution in the proton-induced fission of ^{238}U at 13.9 MeV excitation. *Z. Phys.*, A 356:55–60, 1996.
- [ZBL85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark. *The stopping and range of ions in solids*. Pergamon Press, New York, 1985.
- [Zie80] J. F. Ziegler. *Handbook of stopping cross sections for energetic ions in all elements*. Pergamon Press, New York, 1980.

Danksagung

Zunächst möchte ich dem geschäftsführenden Direktor des Instituts für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Herrn Prof. Dr. R. Stock, für die Aufnahme in das Institut und die damit gegebene Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit danken.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Th. W. Elze für die Möglichkeit, diese Arbeit im Rahmen der Kooperation mit der Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt durchführen zu können, für seine Betreuung von der Universität Frankfurt am Main aus sowie für seine Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Strahlzeit am Beschleuniger des Instituts für Kernphysik.

Herrn Dr. J. Gerl danke ich für die Aufnahme in die EUROBALL-Gruppe der GSI sowie für die interessante Themenstellung und die Betreuung der Arbeit vor Ort.

Den Mitgliedern der EUROBALL-Gruppe, Herrn Dr. Ch. Schlegel, Herrn Dipl.-Phys. Matthias Kaspar, Herrn Dipl.-Phys. Ingo Peter, Herrn Dr. M. Rejmund, Frau S. Wan, Frau P. Mayet und Herrn Dipl.-Ing. H. Schaffner danke ich für die Übernahme einiger Strahlzeitschichten, für wertvolle Anregungen und Diskussionen sowie für die vielfältige Hilfestellung bei der Lösung täglicher Probleme, ohne die ein Gelingen dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Herrn Priv.-Doz. Dr. H.-J. Wollersheim sei für seine Ratschläge und Erfahrungen aus der Vergangenheit gedankt.

Herrn Dr. Th. Kröll von der Universität Padua, Italien, danke ich für seine wertvollen Tips bezüglich des DIFFPACK-Programmpakets.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. M. Leino von der Universität Jyväskylä, Finnland, für die Hinweise auf die Referenzen [Wah88] und [BUB71].

Bei Herrn Dr. Ch. Scheidenberger möchte ich mich für die Diskussion über den Energieverlust schwerer Ionen in Materie sowie für verschiedene Literaturhinweise bedanken.

Herrn Dr. H. Stelzer und seinem Team vom Detektorlabor der GSI danke ich für die Herstellung der Gitter sowie für die Unterstützung bei der Herstellung der Eintrittsfenster für die Detektorkammer.

Herrn G. Ickert danke ich für die Anfertigung der technischen Zeichnungen der Detektor- und der Targetkammer sowie für seine Ratschläge zur Konstruktion.

Weiterhin danke ich den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt und der Schlosserei der GSI für die rechtzeitige Fertigstellung der Kammern trotz der dünnen Personaldecke zur Urlaubszeit.

Mein Dank geht auch an die Herren Dr. H. Kreiser, Dr. W. Schiebel, Dr. N. Kurz und K. Winkler für die Hilfe bei Problemen der DV, insbesondere für das Umrüsten einer Alpha-Workstation und zweier CAMAC-Controller auf Standalone-Betrieb.

Darüber hinaus danke ich Herrn Schneider und dem Beschleuniger-Team des Instituts für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main für die Unterstützung bei der Vorbereitung und Durchführung der Strahlzeit. Mein besonderer Dank geht dabei an die studentischen Operateure, die den Beschleuniger in langen Nachtschichten konditionieren mußten.

Schließlich möchte ich meinen Freunden danken, und allen, die in physikalischer wie auch in nicht physikalischer Hinsicht zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.