

Nachweischarakteristik des Kieler Experiments an Bord der Sonnensonde Helios für Protonen im interplanetaren Raum

Diplomarbeit

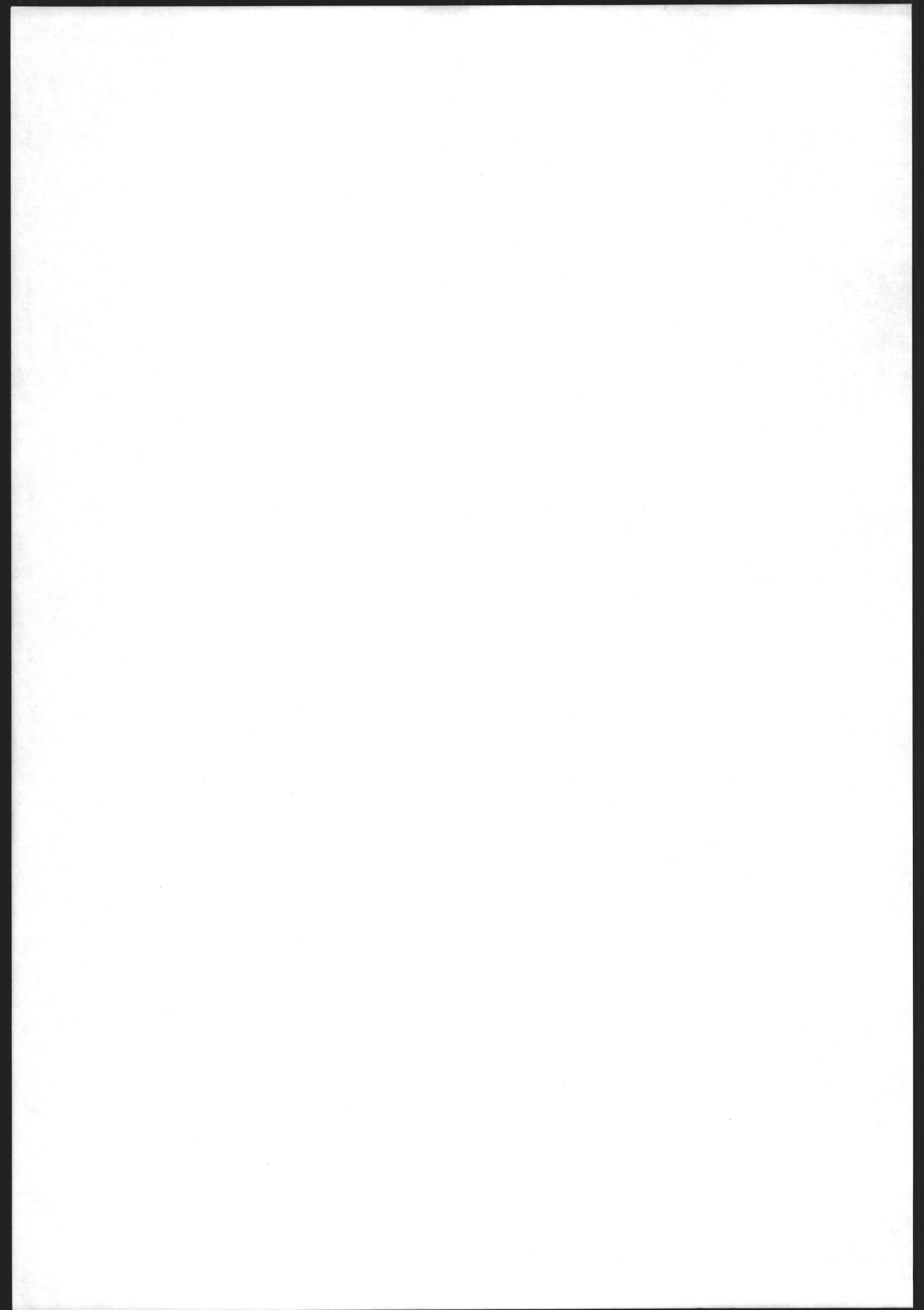
Eingereicht von

Bernd Heber

Institut für
Reine und Angewandte Kernphysik

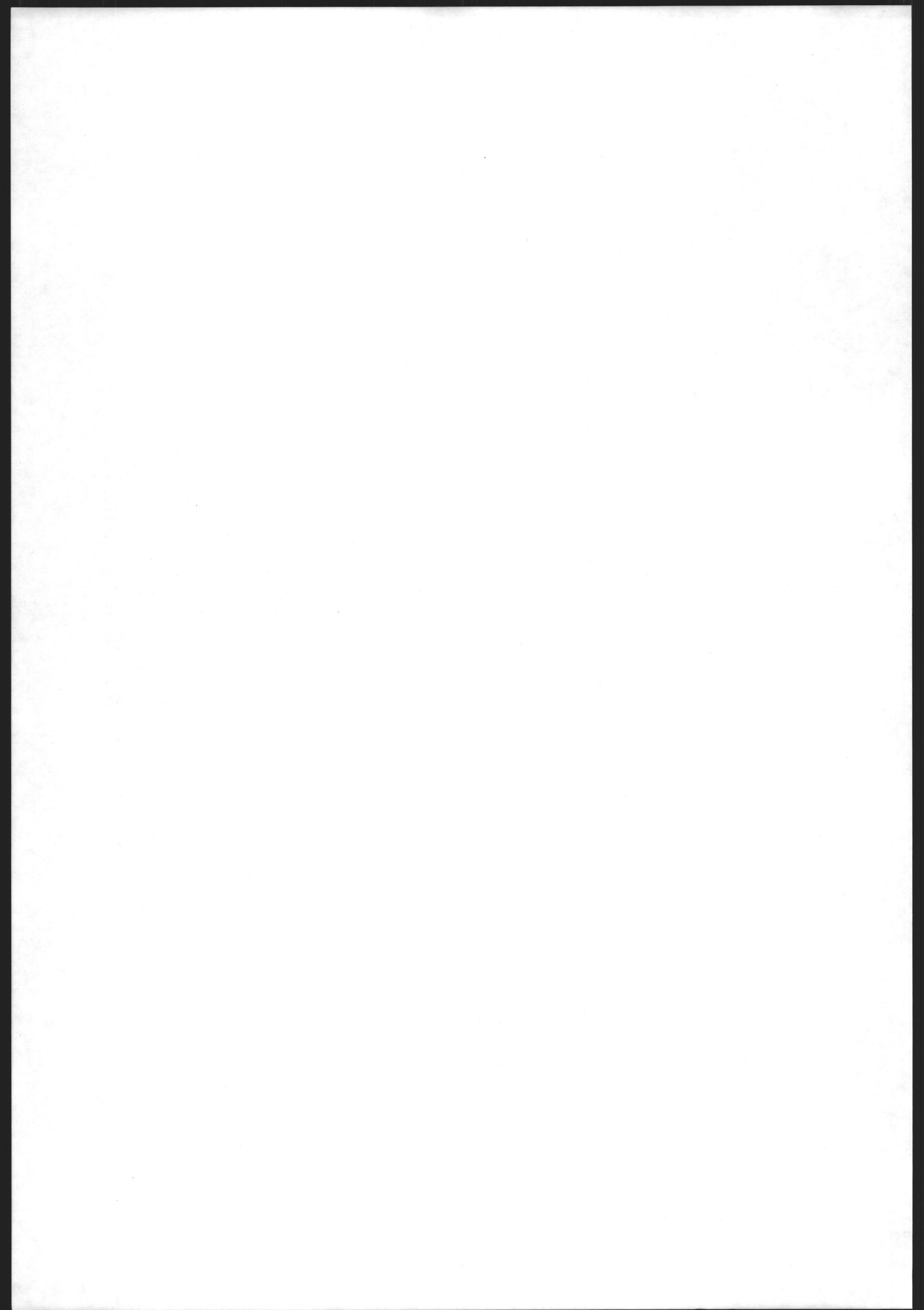
Mathematisch – Naturwissenschaftliche Fakultät
der
Christian – Albrechts – Universität Kiel

Kiel, Juni 1991



Bei dieser Fachausbildung soll der Lernende dahin gebracht werden, daß er in diesem Fach (handle es sich nun um den Bereich der Forschung oder um eines ihrer Anwendungsgebiete) beruflich mit Verständnis mitarbeite und selbständig urteile. (Von den niederen Formen fachlicher Abrichtung, die so verlaufen, daß der Abgerichtete, ohne das sonderliche Verständnis nötig oder auch nur erwünscht wäre, in einem eingeschränkten Arbeitsgebiet „eingesetzt“, funktioniert — von diesen Formen, die es ja gibt, wird hier ganz abgesehen. Es ist klar, daß sie mit einem Bildungsanspruch nicht auftreten können.)

(M. WAGENSCHN [Wag76, S. 139])



Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
0.1 Wissenschaftliche Zielsetzung des Helios-Projektes	1
0.2 Aufgabenstellung der Arbeit	4
1 Physikalische Grundlagen	7
1.1 Wirkungsquerschnitte	7
1.2 Geladene Teilchen	8
1.2.1 Energieverlust durch Ionisation	8
1.2.2 Elastische Streuung von geladenen Teilchen	13
1.3 Detektoren	15
1.3.1 Nachweisprinzip	16
1.3.2 Aufbau der Detektoren	17
1.3.3 Energieauflösungsvermögen	18
1.4 Behandlung von Teilchenensembles	20
2 Experimentbeschreibung	23
2.1 Aufbau der Apparatur	23
2.2 Meßprinzip	24
2.3 Signalverarbeitung	27
3 Eichmessungen des Kieler Experiments	29
3.1 Kalibrierung der Elektronik	29
3.2 Eichung der einzelnen Detektoren	29
3.3 Eichung des Sensors	32
3.4 Detektoruntersuchung mit α -Teilchen	32
3.4.1 Aufbau der Meßapparatur für α -Teilchen	33
3.4.2 Ergebnisse der Messungen mit α -Teilchen	35
4 Simulation des Helios-Experiments Nummer 6	39
4.1 Apparaturgeometrie	41
4.2 Spurerzeugung eines Teilchens	41
4.3 Modellierung der Analog-Digital-Wandlung	45
4.4 Näherungen im GEANT3-Programm	45
5 Auswertung	47
5.1 Auswertung der α -Messungen	47
5.1.1 Effektivität und Randzonen	47
5.1.2 Analyse der α -Messungen (Vorderseite)	49
5.1.3 Effektivitätsmodell für α -Teilchen	52
5.1.4 Auswertung der α -Messungen (Rückseite)	55
5.1.5 Effektivitätsmodell für den Detektor HLD-1	63
5.1.6 Effektivitätsmodell für den Detektor HLD-2	66
5.2 Vergleich der Eichmessungen mit den Simulationsrechnungen	68

5.2.1	Energieverlustverteilungen in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3	70
5.2.2	Energieauflösungsvermögen des Kieler Helios-Experiments	81
6	Experimentverhalten unter Inflight-Bedingungen	85
6.1	$(dE/dx-E)$ -Verteilungen	89
6.2	Ansprechvermögen des Kieler Helios-Experiments	96
6.2.1	Energetisches Ansprechvermögen des Kieler Helios-Experiments	96
6.2.2	Energieabhängigkeit des Überkoppelns der Protonen in die Elektronenkanäle . . .	101
7	Zusammenfassung und Ausblick	107
A	Kenngößen	111
A.1	Detektorgeometrie in der Simulation	111
A.2	Analog-Digital-Wandlung	116
B	Ergebnisse der α-Messungen und deren Simulationsrechnungen	121
B.1	Technische Daten der untersuchten Detektoren	121
B.2	Gemessene α -Spektren	123
C	Meß- und Simulationsergebnisse	133
D	Berechnung des Überkopplungsfaktors	143
	Tabellenverzeichnis	145
	Abbildungsverzeichnis	147
	Literaturverzeichnis	149

Einleitung

Die Sonne hat die Menschheit schon seit frühesten Zeiten interessiert, da ihr Licht und ihre Wärme alles Leben auf der Erde erhält. Sie ist jedoch nicht nur eine Quelle für elektromagnetische Strahlung über einen weiten Frequenzbereich, sondern auch der Ursprung von elektrischen und magnetischen Feldern, von Plasmaströmungen und geladenen Teilchen. Letztere sind der Schwerpunkt der Untersuchungen unserer Arbeitsgruppe.

Das Sonnensystem ist zum Studium von energiereichen geladenen Teilchen und den Wechselwirkungen dieser Teilchen mit den elektromagnetischen Feldern und dem Plasma des interplanetaren Raumes in besonderer Weise geeignet. Zum einen finden Beschleunigungsprozesse der verschiedensten Art statt, auf der Sonne ebenso wie in den Magnetosphären der Planeten bis hin zur äußeren Begrenzung der Heliosphäre. Zum zweiten kann man diese Prozesse beziehungsweise ihre Auswirkungen direkt im interplanetaren Raum messen. Es ist zu erwarten, daß die im Sonnensystem beobachteten Prozesse Schlüsse auf andere astrophysikalische Objekte wie Pulsare oder bei Supernovae erzeugte Stoßwellen zulassen.

Da Atmosphäre und Magnetosphäre der Erde den größten Teil der elektromagnetischen Strahlung und der Teilchenstrahlung der Sonne absorbieren, sind umfassende Messungen der solaren Emissionen nur durch Experimente im Weltraum möglich.

Experimente, die mit Satelliten oder Raumsonden in den Weltraum gebracht werden, müssen höchsten Qualitätsanforderungen genügen, da sie unter extremen Bedingungen lange störungsfrei betrieben werden sollen. Die Experimente werden vor dem Start einer Reihe von Eichmessungen unterworfen, um die Inflight-Daten zuverlässig auswerten zu können. Zum Beispiel ist die Frage, ob Elektronen durch die Wechselwirkung mit Stoßwellen beschleunigt werden, nicht zu klären, wenn nicht bekannt ist, mit welcher Genauigkeit Elektronen von den durch Stoßwellen effektiv beschleunigten Protonen getrennt werden können. Bei einer schlechten Trennung der beiden Teilchensorten könnten Protonen bei Auftreten einer Stoßwelle in solchen Meßkanälen registriert werden, die für den Nachweis von Elektronen definiert wurden.

Da es im allgemeinen nicht möglich ist, alle während des Fluges anzutreffenden Bedingungen (unterschiedliche Teilchen, verschiedene Energien) bei solchen Eichmessungen zu untersuchen, taucht also die grundsätzliche Frage auf, ob und in welchem Ausmaß auch nach dem Start einer Raumsonde durch geeignete Simulationsrechnungen Aussagen über das Instrumentenverhalten möglich sind. In der vorliegenden Arbeit soll dieser Fragestellung am Beispiel des Kieler Experiments auf den Raumsonden Helios-I und Helios-II nachgegangen werden.

0.1 Wissenschaftliche Zielsetzung des Helios-Projektes

Helios war der Name des griechischen Gottes, der nach Vorstellung der Antike täglich auf Feuerrossen reitend über den Himmel jagte. Dieser Name wurde der deutsch-amerikanischen Sonnenmission in Erinnerung an die Mythologie gegeben. Die Mission besteht aus zwei Sonden (**Abbildung 0.1**), deren Bahnen weit ins Innere unseres Sonnensystems reichen; der sonnennächste Punkt (das Perihel) der Umlaufbahnen liegt bei 0.3 Astronomischen Einheiten¹. Gestartet wurden Helios-I am 10.12.1974 und Helios-II am 15.01.1976. Die **Abbildung 0.2** zeigt die Bahnen der beiden Sonden mit denen der inneren Planeten Merkur, Venus und Erde im siderischen Koordinatensystem. Bis zum heutigen Tage ist die Helios-Mission

¹Eine Astronomische Einheit entspricht dem mittleren Abstand der Erde von der Sonne (150 Millionen km).

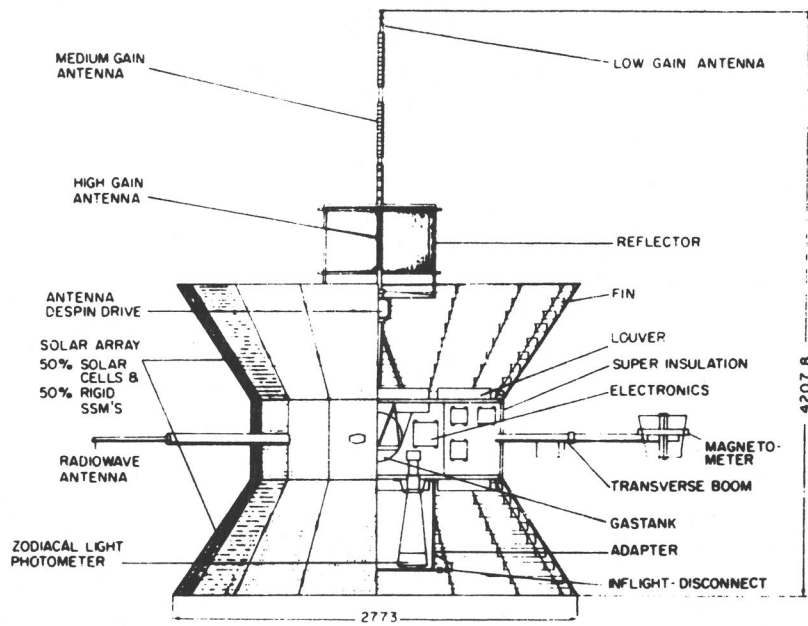


Abbildung 0.1: Schematische Darstellung einer der beiden Helios-Raumsonden [KWG⁺81, S. 14].

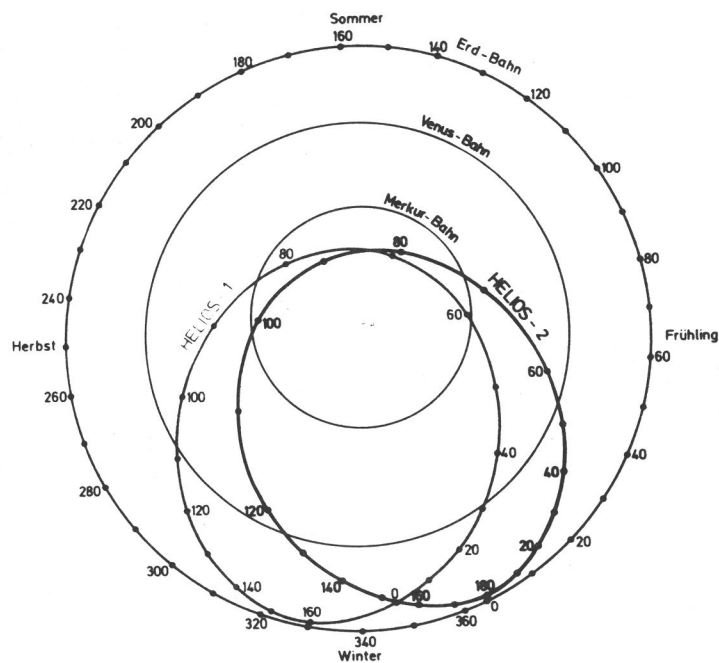


Abbildung 0.2: Bahnen der Helios-Sonden im siderischen Koordinatensystem [Por84, S. 36].

das einzige Forschungsvorhaben, das experimentelle Daten auch aus dem inneren Bereich der Venus- und Merkurbahn geliefert hat.

Auf beiden Sonden befinden sich Experimente, die sowohl die elektromagnetische Strahlung im Radio-, im sichtbaren und im RÖNTGEN-Bereich als auch das Magnetfeld, die Plasmamaparameter und die Partikelstrahlung im interplanetaren Raum messen. Eine Übersicht über alle Experimente findet man bei KUNOW [KWG+75], eine ausführliche Experimentbeschreibung bei PORSCHE [Por77] und eine Zusammenfassung der Ergebnisse der Helios-Mission bei SCHWENN und MARSCH [SM90].

Das Experiment 6, mit dem die Universität Kiel am Projekt beteiligt ist, mißt die kosmische Strahlung mit Energien im MeV-Bereich. Diese Strahlung entsteht zum größten Teil außerhalb unseres Sonnensystems. Die ruhige Sonne ist eine Quelle für Teilchenstrahlung im keV-Bereich und erzeugt nur bei großen solaren Eruptionen („Flares“) Teilchen im MeV- und GeV-Bereich.

Einige Phänomene sind dabei von besonderem Interesse:

1. Sonnenaktivität und Sonnenzyklus:

Die Aktivität der Sonne ändert sich mit einer Periode von 11 Jahren. Dabei wird eine Reihe von Erscheinungen beobachtet, wie zum Beispiel die Entstehung, die Entwicklung und das Verschwinden von Sonnenflecken. In **Abbildung 0.3** sind der Intensitätsverlauf der von Helios-I gemessenen Protonen im Energiebereich von 13 MeV bis 27 MeV und der Verlauf der Sonnenfleckenanzahl über einem Zeitraum von 11 Jahren dargestellt; letztere ist ein Maß für die Aktivität der Sonne. Betrachtet man nun den oberen Teil des Bildes, so erkennt man, daß die Kurve bis auf einige stark überhöhte Intensitätswerte mit der Sonnenfleckenanzahl antikorreliert ist. Dieser Anteil ist durch die galaktische Teilchenstrahlung bedingt. Die Änderung der galaktischen Teilchenstrahlung wird als Modulation oder als 11-Jahresvariation bezeichnet. Der galaktischen Komponente sind die energiereichen Ausläufer der solaren Teilchenstrahlung überlagert, die bei Sonnenausbrüchen in der Sonnenatmosphäre beschleunigt werden.

2. Sonnenausbrüche (Flares):

Auf der Sonne auftretende gewaltige Energieumsetzungen, die man im wesentlichen in der Wasserstoff H_{α} -Linie beobachtet hat, bezeichnet man als solare Eruptionen oder Flares. In solchen Flares werden in Bruchteilen von Sekunden Energien von 10^{22} bis 10^{26} J freigesetzt und anschließend in eine komplexe Vielfalt sekundärer Prozesse umgewandelt. Innerhalb weniger Sekunden steigen die Temperaturen im Flaregebiet auf über 10^8 K an, Stoßwellen („Shocks“) bilden sich aus, und Teilchen werden stark beschleunigt. Als Energiequelle für diese gewaltigen Instabilitäten vermutet man das Auseinanderbrechen großskaliger Magnetfeldbögen über den Sonnenfleckengruppen.

Die erste indirekte Messung der in solaren Flares beschleunigten Teilchen gelang 1942 durch FORBUSH, indem er Folgeprodukte solarer energetischer Protonen in einer Ionisationskammer am Erdboden nachwies [For46]. 1965 entdeckten VAN ALLEN und KRIMIGIS [VAK65] mit einem Experiment auf der Marssonde Mariner 4 erstmals solare Elektronen in einem Abstand von ca. 1.5 Astronomischen Einheiten von der Sonne.

Das Interesse an der solaren kosmischen Strahlung konzentriert sich auf zwei Hauptfragen:

1. Welcher physikalische Mechanismus liegt der Beschleunigung geladener Teilchen zugrunde?
2. Wie erfolgt die Ausbreitung der Teilchen zwischen Sonne und Beobachter im interplanetaren Raum?

Ein Studium der einzelnen Prozesse ist dadurch erschwert, daß bei der Messung der energiereichen Teilchen keine eindeutige Trennung der Beschleunigungseffekte von den Ausbreitungseffekten möglich ist [Wib79]. Zur Untersuchung der Teilchenbeschleunigung in Flares ist die Helios-Mission in besonderer Weise geeignet: Die Raumsonden durchfliegen wiederholt das innere Sonnensystem. Die große Annäherung an die Sonne erlaubt es, die Eigenschaften der solaren Quelle wesentlich direkter zu erkennen, als es von Beobachtungsorten im Erdbestand möglich ist, da die Effekte der interplanetaren Ausbreitung, die die Details der in unmittelbarer Sonnennähe stattfindenden Prozesse überdecken, in den sonnennahen Teilen der Bahn erheblich geringer sind.

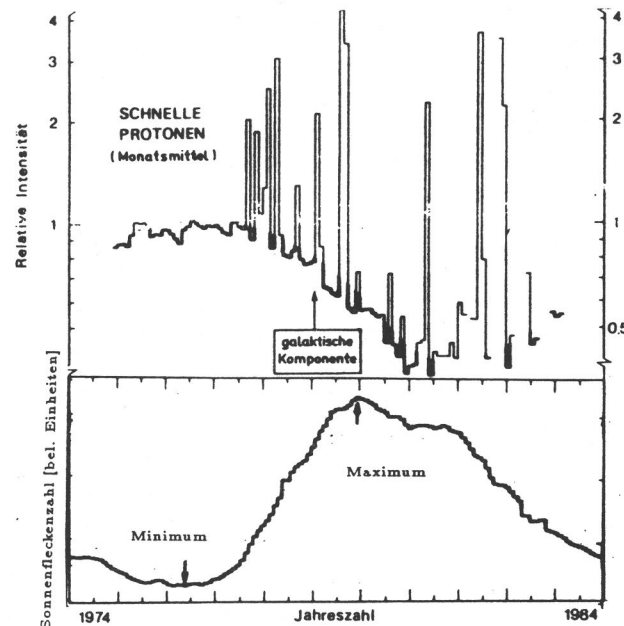


Abbildung 0.3: Variation der Teilchenstrahlung in Abhängigkeit vom solaren Zyklus, dargestellt durch die Anzahl der Sonnenflecken [KW84, S. 129].

0.2 Aufgabenstellung der Arbeit

Bei dem Helios-Experiment Nummer 6 handelt es sich um ein aus fünf Halbleiterdetektoren und einem ČERENKOV-Detektor zusammengesetztes Detektorteleskop (eine Schemaskizze des Experiments zeigt das Faltblatt am Ende der Arbeit). Um die Meßwerte qualitativ und quantitativ deuten zu können, ist es notwendig, das Verhalten des Experiments und speziell des Sensors zu verstehen. Dazu wurden vor dem Start der Raumsonden Eichmessungen mit monoenergetischen Teilchen (Protonen, α -Teilchen und Elektronen) durchgeführt [Iwe76]. Anhand der Meßergebnisse lassen sich Aussagen über das Experimentverhalten gewinnen.

Die Bedingungen im Weltraum weichen von den Laborbedingungen in charakteristischer Weise ab:

1. Die Teilchen fallen nicht aus einer wohldefinierten Richtung ein, sondern über einen großen Bereich von Einfallrichtungen, oft sogar isotrop.
2. Die Teilchen fallen nicht wie bei Beschleunigermessungen monoenergetisch und nach Teilchensorten getrennt in den Sensor ein, sondern bilden ein mit der Zeit und dem Ort des Raumfahrzeuges stark variiertes Teilchengemisch.

Eine Möglichkeit, das Experiment unter Inflight-Bedingungen zu verstehen, besteht darin, das Experimentverhalten mit Hilfe von elektronischen Rechanlagen zu simulieren. Für die bisherigen Rechnungen wurden idealisierte Detektormodelle benutzt (siehe [Vol72] und [Heb89]). Während das Modell von VOLLMERS nur aus den aktiven Volumina (den Detektoren) besteht, werden bei neueren Rechnungen die passiven Volumina (zum Beispiel die Detektorhalterungen) berücksichtigt [Heb89]. VOLLMERS bestimmt unter Verwendung des Ionisationsverlusts mit zugehöriger Energieverluststatistik das Experimentverhalten bei isotrop einfallender Teilchenstrahlung; bei den neueren Modellrechnungen werden zusätzlich die Vielfachstreuung und Kernwechselwirkungen berücksichtigt.

Um die Problemstellung dieser Arbeit besser verstehen zu können, soll nachfolgend das Meßprinzip des Helios-Experiments Nummer 6 skizziert werden (genauer siehe Kapitel 2.2): Bei dem in dieser Arbeit untersuchten Meßverfahren wird zunächst der Detektor bestimmt, in dem das Teilchen seine Restenergie E abgibt. Wie im Abschnitt 2.2 genauer beschrieben, werden dann die Elektronen von den Ionen getrennt und in unterschiedliche Meßkanäle eingeordnet. Trägt man in einer Matrix den Energieverlust im letzten durchquerten Detektor über der Restenergie auf, dann erwartet man, daß sich die unterschiedlichen Teilchensorten entlang verschiedener Linien anordnen. In **Abbildung 0.4.A** ist die erwartete Linie für Elektronen aufgetragen. Im Vergleich dazu zeigt die **Abbildung 0.4.B** eine entsprechende gemessene Matrix. Aufgrund des Einflusses von Vielfachstreuungen ordnen sich die Elektroneneinträge nicht entlang der erwarteten Linie an, sondern bilden vielmehr eine „diffuse“ Verteilung, die sich in der linken unteren Ecke der Matrix befindet. Darüber hinaus sind in der oberen Hälfte der Matrix Einträge an nicht erwarteten Stellen vorhanden. Die in **Abbildung 0.4.B** eingezeichnete, durchgezogene Kurve ist die erwartete Linie bei Einfall von Protonen. Einige der unerwarteten Einträge gruppieren sich entlang der „Protonenlinie“. WOLFRAM zeigt, daß bis zu 30% der in den Elektronenmeßkanälen registrierten Teilchen als Protonen anzusehen sind [Wol89, S. 40]. Dieses Verhalten des Meßinstruments konnte durch die bisher angegebenen mathematischen Modelle nicht erklärt werden (siehe [Heb89]).

Die Untersuchung des Sensoransprechvermögens für Protonen, die im Detektorteleskop ihre Restenergie abgeben, ist Gegenstand dieser Arbeit. Ein verstärktes Überkoppeln solcher Teilchen in die Elektronenmeßkanäle ist verständlich, wenn man annimmt, daß die benutzten Halbleiterdetektoren sich nicht ideal verhalten. Anhaltspunkte, daß solche Effekte auftreten können, liefern die Arbeiten von PEHLKE [Peh88] und HOOP [Hoo89], [Hoo91], die das Verhalten von Detektoren eines anderen Kieler Experiments untersucht haben. Aber erst ortsgenaue Messungen an den Detektoren — das sind Messungen, bei denen der Eintrittsort des Teilchens im Detektor bestimmt werden kann — bieten die Möglichkeit, eine genaue Modellierung der aktiven Detektorbereiche durchzuführen.

In dieser Arbeit wird mit Hilfe solcher Messungen ein erweitertes Modell des Helios-Experiments Nummer 6 entwickelt. Da die Experimentbedingungen bei Eichmessungen genau bekannt sind, soll die so modifizierte Modellierung anhand der Ergebnisse von Eichmessungen [Iwe76] überprüft werden. Die Ergebnisse der Modellrechnungen mit Protonen unter „Weltraum-Bedingungen“ werden dann mit Inflight-Daten des Experiments verglichen.

Das Verständnis des Experiments erfordert die Kenntnis der physikalischen Grundlagen (Kapitel 1). Es werden zum einen der Energieverlust von schweren Teilchen, wie zum Beispiel Protonen und α -Teilchen, deren Energieverluststatistik, die Teilchenstreuung in einem Target sowie die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren und zum anderen der Zusammenhang zwischen der Intensität der Strahlung und der Meßgröße Zählrate erläutert.

Das Experiment wird im zweiten Kapitel beschrieben; die ortsgenaue Messungen und die Eichmessungen sind Gegenstand des dritten Kapitels. Die Modellierung der Apparatur wird im vierten Kapitel skizziert. Im fünften Kapitel wird anhand der ortsgenaue Messungen ein Modell für die Halbleiterdetektoren entwickelt, das anhand der Ergebnisse von Beschleunigermessungen überprüft wird.

In Kapitel 6 werden die Ergebnisse von Simulationsrechnungen unter „Weltraum-Bedingungen“ diskutiert und mit entsprechenden Inflight-Daten verglichen. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse und einen kurzen Ausblick beinhaltet das Kapitel 7.

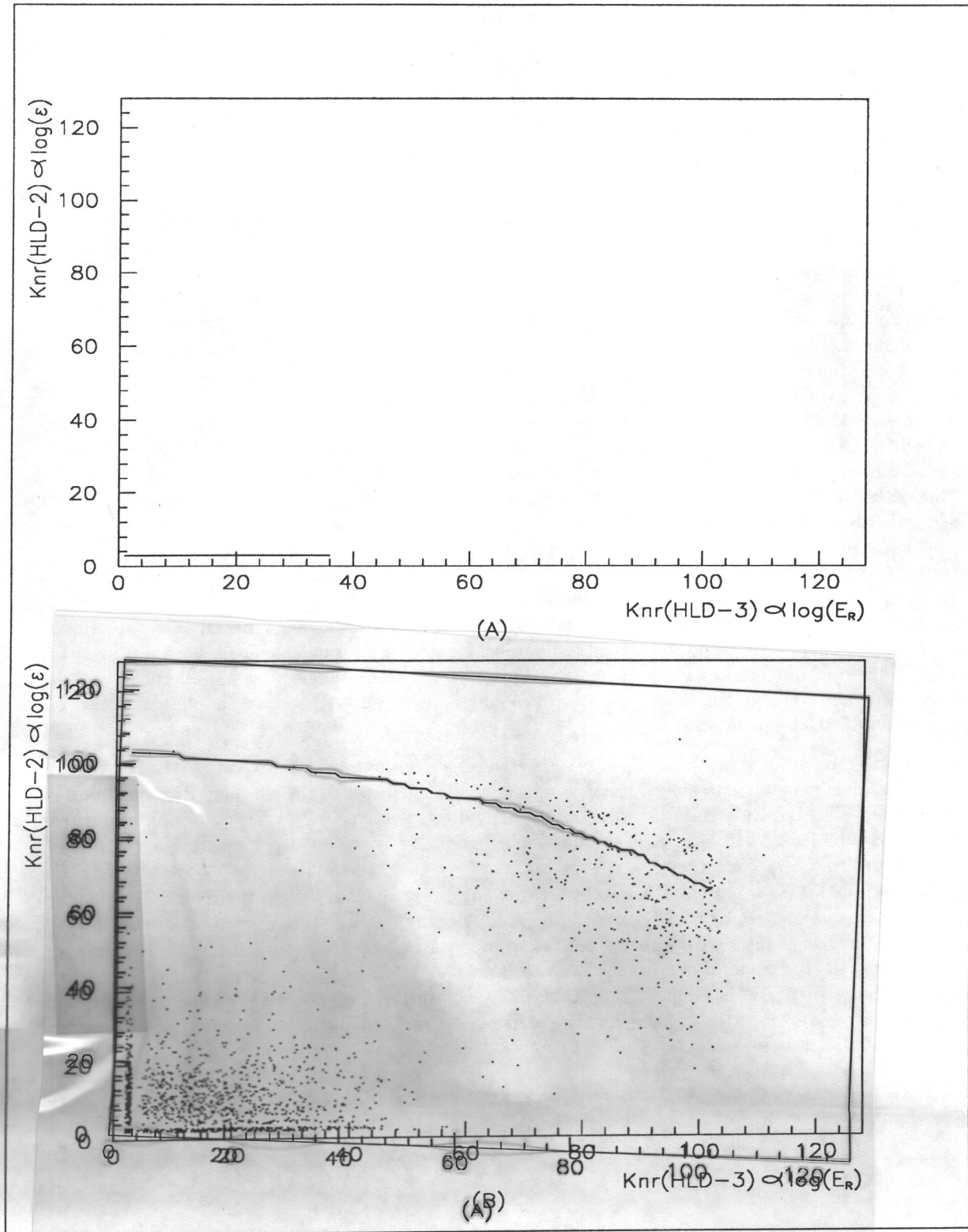


Abbildung 0.4: Elektronenmatrix: (A) Anordnung der Elektroneneinträge, wie sie erwartet werden und (B) nach Inflight-Messungen. In den Graphiken ist der Logarithmus des Energieverlusts ϵ über dem Logarithmus der Restenergie E_R aufgetragen. Die in Abbildung B eingezeichnete durchgezogene Linie entspricht der erwarteten Anordnung der Protoneneinträge.

Kapitel 1

Physikalische Grundlagen

Der Nachweis von Teilchen beruht auf deren Wechselwirkungen mit Materie; für Protonen sind dies im wesentlichen elektromagnetische Wechselwirkungen, deren physikalische Grundlagen im folgenden skizziert werden. Anschließend soll die Arbeitsweise der verwendeten Halbleiterdetektoren beschrieben werden. Für die Untersuchung der Inflight-Daten wird eine Darstellung der wichtigsten Meßgröße, der differentiellen Intensität, und ihre Gewinnung aus den Daten benötigt. Weitergehende Informationen findet man bei [Fes85], [Neu66], [Ros52] und [WP81].

1.1 Wirkungsquerschnitte

Die Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Materie sind statistische Prozesse: Jede einzelne Reaktion ist nicht vorhersagbar. Es ist nur möglich, Aussagen über die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion zu machen. Zur anschaulichen Beschreibung ordnet man jedem Materieatom eine zur Wahrscheinlichkeit des Prozesses proportionale Fläche σ , den Wirkungsquerschnitt, zu¹ (siehe Abbildung 1.1). Die jeweilige Reaktion findet genau dann statt, wenn ein Teilchen innerhalb der Fläche σ einfällt; außerhalb von σ erfährt das Teilchen keinen Einfluß durch das Targetatom.

Der Zusammenhang zwischen der Wahrscheinlichkeit P einer Reaktion und dem Wirkungsquerschnitt σ ergibt sich aus folgender Überlegung: Ein homogener Teilchenstrahl treffe auf die Grundfläche A eines dünnen Targets der Dicke dx (Abbildung 1.1). In dem Target befinden sich n_0 Teilchen pro Einheitsvolumen. Die Fläche A_{aktiv} , auf der eine Reaktion eintreten kann, ist durch die Summe der einzelnen Wirkungsquerschnitte, somit durch die Anzahl N der Targetatome, im Volumen Adx gegeben:

$$A_{\text{aktiv}} = \sigma N = \sigma n_0 A dx .$$

Da kein Punkt des Targets ausgezeichnet ist, berechnet sich die Reaktionswahrscheinlichkeit P aus dem Quotienten von aktiver zu insgesamt getroffener Fläche:

$$P = \frac{A_{\text{aktiv}}}{A} = \frac{n_0 \sigma A dx}{A} = n_0 \sigma dx \propto \sigma . \quad (1.1)$$

Für den Spezialfall einer Reaktion, bei der die Teilchen vollständig aus dem Strahl entfernt werden (zum Beispiel durch Absorption), reduziert sich die Strahlintensität $I(x)$ nach Durchqueren einer Materieschicht dx gemäß folgender Differentialgleichung:

$$dI = -I(x) n_0 \sigma dx . \quad (1.2)$$

Diese hat für konstantes σ die Lösung

$$I(x) = I_0 \exp(-n_0 \sigma x) . \quad (1.3)$$

¹ Als übliche Maßeinheit für den Wirkungsquerschnitt wird das barn benutzt:

$$1 \text{b(arn)} = 10^{-28} \text{m}^2 = 10^{-24} \text{cm}^2 .$$

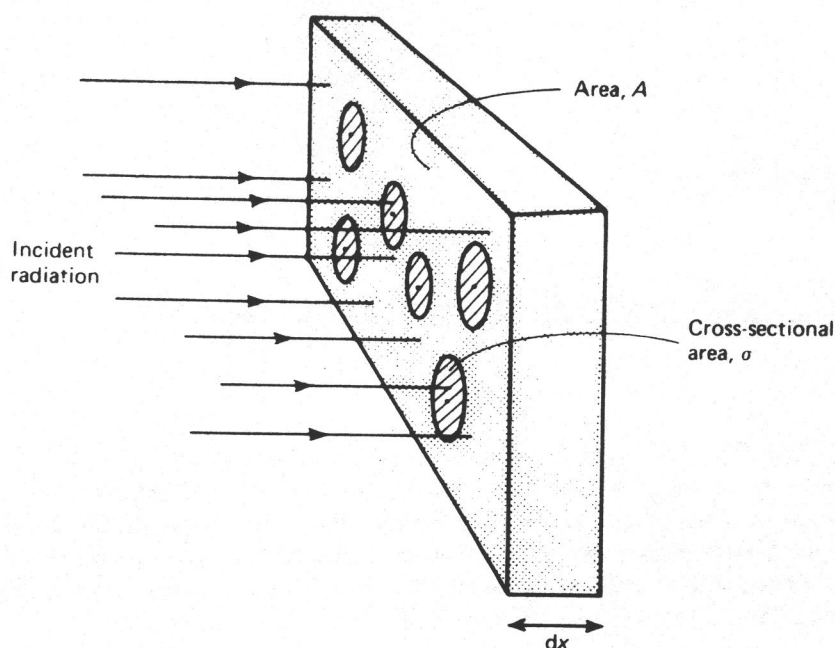


Abbildung 1.1: Modell des Wirkungsquerschnitts [Tai80, S. 71].

Bisher wurde nur der Wirkungsquerschnitt *eines* Prozesses betrachtet. Finden mehrere auf unterschiedlichen Ursachen beruhende Reaktionen statistisch unabhängig voneinander statt, dann addieren sich die Einzelwahrscheinlichkeiten und somit die einzelnen Wirkungsquerschnitte zu einem *totalen Wirkungsquerschnitt*

$$\sigma_{\text{total}} = \sum \sigma_{\text{partiell}}.$$

Die auf die spezifischen Einzelreaktionen (Streuung, Absorption etc.) bezogenen Anteile werden als *partielle Wirkungsquerschnitte* bezeichnet.

1.2 Geladene Teilchen

In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Eigenschaften der Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie dargestellt werden. Im wesentlichen verlieren Teilchen im MeV-Bereich ihre kinetische Energie durch inelastische Stöße mit den Atomelektronen. Diese Stöße führen zur Anregung beziehungsweise zur Ionisation der Targetatome (1.2.1) sowie zur Streuung der Teilchen (1.2.2).

1.2.1 Energieverlust durch Ionisation

Ist die kinetische Energie T des einfallenden Teilchens sehr viel größer als die Bindungsenergie E_B des Hüllenelektrons ($T \gg E_B$), dann ionisieren die meisten inelastischen Stöße das Targetatom. Die Hüllenelektronen können dabei als freie Stoßpartner angesehen werden, da ihre kinetische Energie nach dem Stoß (bis zu einigen keV) ein Vielfaches ihrer Bindungsenergie (wenige eV) beträgt. Im folgenden sollen die Verhältnisse bei einem einzelnen Stoß betrachtet werden; dabei werden die Abkürzungen nach Tabelle 1.1 verwendet.

Die **Abbildung 1.2** zeigt das Vektordiagramm einer möglichen Reaktion.

Vor dem Stoß möge das Elektron ruhen und das Teilchen einen Impuls $\vec{p}$ besitzen. $\vec{p}'$ beziehungsweise $\vec{p}'$ bezeichnen den Teilchenimpuls beziehungsweise den Elektronenimpuls nach dem Stoß. Dann läßt sich mit Hilfe des Impuls- und Energieerhaltungssatzes die kinetische Energie T' des Elektrons nach dem Stoß

Abkürzung	Bezeichnung
m_e	Masse des Elektrons ($0.511 \text{ MeV}/c^2$)
c	Lichtgeschwindigkeit ($3.0 \cdot 10^8 \text{ m/s}$)
e	Elementarladung ($1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)
z	Ladungszahl des Teilchens
M	Masse des einfallenden Teilchens
$\vec{p}$	Teilchenimpuls vor dem Stoß
$\vec{p}^a$	Teilchenimpuls nach dem Stoß
$\vec{p}'$	Elektronenimpuls nach dem Stoß
T	Kinetische Energie des einfallenden Teilchens vor dem Stoß
T'	Kinetische Energie des Hüllenelektrons nach dem Stoß
θ	Winkel zwischen $\vec{p}^a$ und $\vec{p}$
β	$ \vec{p} /Mc$
γ	E/Mc^2
Z	Kernladungszahl des Targetmaterials
A	Atomgewicht des Targetmaterials
ρ	Dichte des Targetmaterials

Tabelle 1.1: Abkürzungen häufig verwendeter Größen

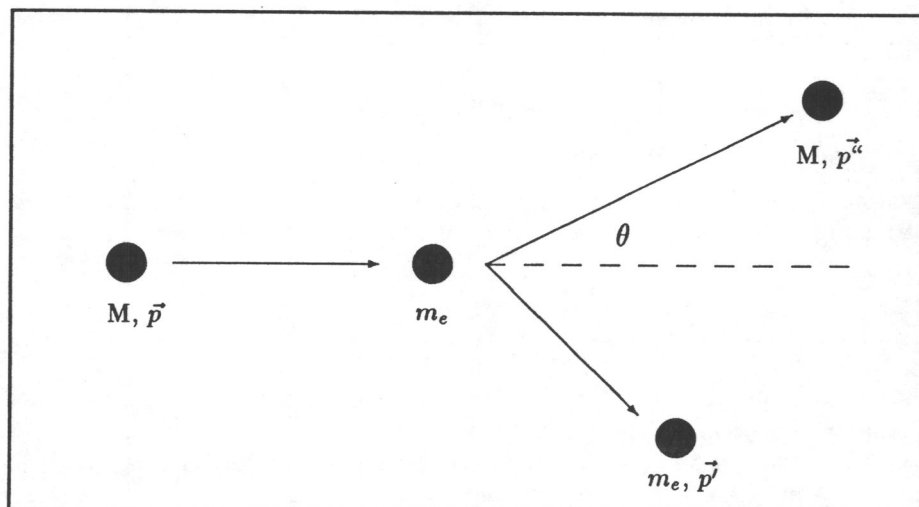


Abbildung 1.2: Vektordiagramm eines Stoßes im Laborsystem

berechnen. Relativistisch gerechnet gilt:

$$T' = 2m_e \frac{\beta^2 \cos^2 \theta}{\sqrt{(m_e + \gamma M)^2 - \beta^2 M^2 \cos^2 \theta}}. \quad (1.4)$$

Ist $\theta = 0$, dann wird die maximal mögliche Energie auf das Elektron übertragen. Diese ist gegeben durch:

$$T'_{\max} = \frac{2M(\gamma^2 - 1)}{1 + (m_e/M)^2 + 2\gamma(m_e/M)}. \quad (1.5)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein geladenes Teilchen mit kinetischer Energie T bei einem einzelnen Stoß einem Hüllenelektron eine Energie zwischen T' und $T' + dT'$ nach Durchqueren einer Materieschicht dx überträgt, werde mit $\phi_{col}(T, T') dT' dx$ bezeichnet.

Für Protonen läßt sich die zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichte $\phi_{col}(T, T')$ nach BHABHA [Bha35] gemäß

$$\phi_{col}(T, T') dT' = 0.3 \frac{m_e c^2 Z z^2}{\beta^2 A} \left[1 - \beta^2 \frac{T'}{T'_{\max}} + \frac{T'}{2(T + mc^2)} \right] \frac{dT'}{T'^2} \quad (1.6)$$

berechnen. Gleichung (1.6) entnimmt man, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Energieübertrag der Kernladungszahl Z des Targets proportional und dem Atomgewicht A , der Geschwindigkeit βc des einfallenden Teilchens und der Elektronenenergie T' umgekehrt proportional ist. Aus der Abhängigkeit der beiden letzten Terme folgt, daß hochenergetische Teilchen ($\beta \rightarrow 1$) weniger stark ionisieren und daß große Energieverluste nicht sehr wahrscheinlich sind. Trotzdem können Elektronen im keV- (sogenannte δ -Strahlung) und MeV-Bereich (sogenannte Knock-on-Elektronen) entstehen.

Mittlerer Energieverlust

Der Energieverlust eines Teilchens in einem Absorber setzt sich aus dem Produkt aus Energieverlust pro Stoß und Anzahl der Stöße im Absorber zusammen. Für Protonen ist im Regelfall der Energieübertrag pro Stoß sehr viel kleiner als der gesamte Energieverlust im Absorber; das Teilchen verliert also in einer Vielzahl von Einzelstößen seine Energie. Betrachtet man eine große Anzahl von gleichen Teilchen, die den Absorber durchqueren, so werden die Anzahl der Stöße und somit auch die Energieverluste der einzelnen Teilchen um einen mittleren Wert herum streuen. Der mittlere durch Ionisation hervorgerufene Energieverlust dT/dx , das Bremsvermögen, ist für ein Teilchen mit kinetischer Energie T durch

$$\frac{dT}{dx} = \int_0^T T' \phi_{col}(T, T') dT' \quad (1.7)$$

gegeben. Die Integration ergibt für schwere geladene Teilchen ($M \gg m_e$), deren Geschwindigkeiten sehr viel größer als die Umlaufgeschwindigkeiten der Elektronen sind, die BETHE-BLOCH-Formel:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m_e c^2} \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{T_{\max} c^2}{\langle I \rangle} \right) - \beta^2 - \frac{C_i}{Z} - \frac{\delta}{2} \right]. \quad (1.8)$$

Das Bremsvermögen ist somit von den Materieparametern Z , A , ρ , der mittleren Ionisationsenergie $\langle I \rangle$ und den Teilchenparametern z und β abhängig.

Der zweite Term in der Klammer berücksichtigt relativistische Effekte. Die C_i/Z mit $i = \{K, L, M, \dots\}$ sind Korrekturfaktoren, die die geringere Ionisationswahrscheinlichkeit der inneren Schalen bei niedrigen Einfallensenergien berücksichtigen. Der Term $\delta/2$ spiegelt die Polarisierung des Absorbermaterials für hohe Teilchenenergien wieder.

Wichtige Essenz der BETHE-BLOCH-Formel ist, daß das Bremsvermögen für einfach geladene Teilchen eine universelle Funktion der Teilchengeschwindigkeit ist. Betrachtet man die Energieverlust-Beziehung als Funktion der Energie der einfallenden Teilchen, so ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Massen

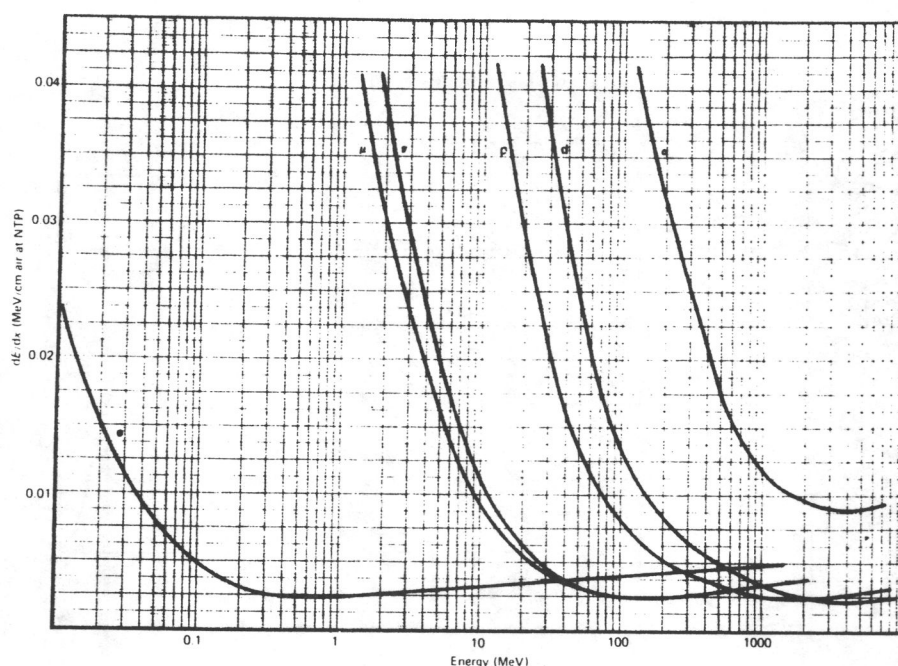


Abbildung 1.3: Verlauf der BETHE-BLOCH-Beziehung in Abhängigkeit von der Energie für verschiedene Teilchen [Tai80, S. 84]

verschiedene Funktionsverläufe für die einzelnen Teilchensorten. In **Abbildung 1.3** ist dieser Zusammenhang graphisch dargestellt.

Im Energiebereich $\langle I \rangle \ll T \ll Mc^2$ variiert der logarithmische Term nur wenig, und die relativistischen Effekte sind vernachlässigbar, so daß dort näherungsweise

$$-\frac{dT}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2} \propto \frac{Mz^2}{T} \quad (1.9)$$

gilt.

Werden die Teilchengeschwindigkeiten relativistisch, bewirken die entsprechenden Terme einen leichten Anstieg, so daß sich ein flaches Minimum einstellt ($2Mc^2 \leq T \leq 3Mc^2$).

Trägt man das spezifische Ionisationsvermögen über der Spurlänge des Teilchens in einem Material auf (bei einer Einfallsenergie T_0), dann erhält man die sogenannte BRAGG-Kurve (**Abbildung 1.4**). Mit wachsender Spurlänge nimmt die kinetische Energie T der Teilchen aufgrund des erlittenen Energieverlustes ab. Das Bremsvermögen dT/dx wächst also mit der Spurlänge entsprechend der BETHE-BLOCH-Formel stark an, bis die kinetische Energie einen kritischen Wert (ungefähr $500\langle I \rangle$) erreicht hat; danach fällt das Bremsvermögen aufgrund von Umladungseffekten steil ab. Diese Umladungseffekte lassen sich dadurch beschreiben, daß man in Gleichung (1.8) eine effektive Teilchenladungszahl $\tilde{z}$ einsetzt.

Aus dem Bremsvermögen eines Absorbers läßt sich somit die mittlere Reichweite R der Teilchen im Volumen durch

$$R = \int_0^T \frac{1}{(dT'/dx)} dT' \quad (1.10)$$

berechnen. In **Abbildung 1.5** ist die Reichweite in Silizium für verschiedene Teilchen in Abhängigkeit der Einfallsenergie aufgetragen. Zum Beispiel ergibt sich für 10 MeV Protonen eine mittlere Reichweite von $700 \mu\text{m}$.

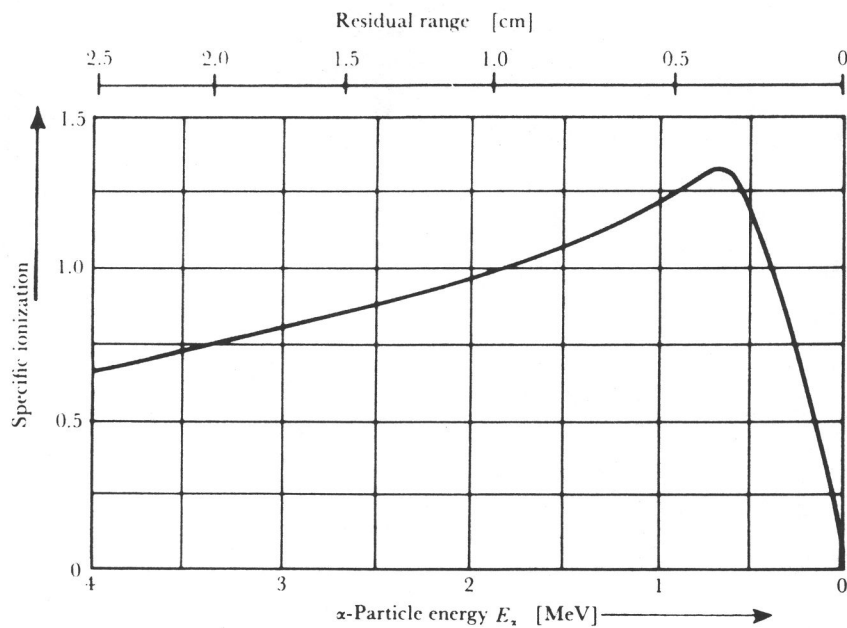


Abbildung 1.4: BRAGG-Kurve für α -Teilchen in Luft ($\rho_{Luft} = 1.166 \text{ mg/cm}^3$) [MS69, S. 160]

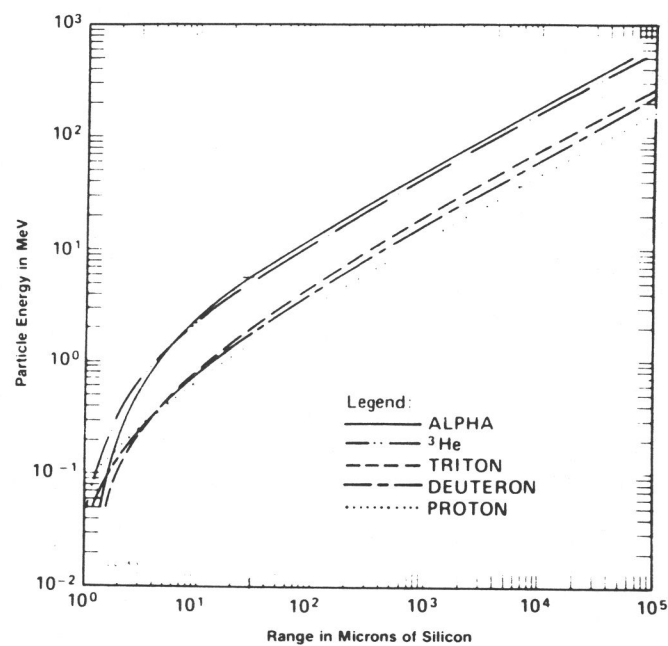


Abbildung 1.5: Reichweiten verschiedener Teilchen in Silizium in Abhängigkeit der Einfallsenergie [Why85, S. 3]

Energieverluststatistik

Für viele experimentelle Aufgaben genügt es nicht, nur den mittleren Energieverlust eines Teilchenensembles im Absorber zu kennen, sondern auch die Streuung der einzelnen Energieverluste um den Mittelwert herum muß bekannt sein (Energieverluststatistik).

Sei $w_{col}(T_0, T, x) dT$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen mit der kinetischen Energie T_0 nach Durchdringen einer Schicht x eine kinetische Energie aus dem Intervall $(T, T + dT)$ besitzt. Im Grenzfall sehr dünner Schichten, das heißt, die Teilchen erfahren nur einen einzigen Stoß im Target, entspricht $w_{col}(T_0, T, x) dT$ der Wahrscheinlichkeitsverteilung $\phi_{col}(T_0, T) dT$ nach BHABHA (siehe Gleichung (1.6)). Im allgemeinen wird die Energie in einer Vielzahl von Stößen abgegeben, so daß der Zusammenhang zwischen w_{col} und ϕ_{col} wesentlich komplizierter ist: Um die Energieverteilung $w_{col}(T_0, T, x)$ zu bestimmen, betrachte man eine große Anzahl von identischen Teilchen mit kinetischer Energie T_0 , die einen Absorber durchsetzen. Die Verteilungsfunktion $w_{col}(T_0, T, x)$ gibt den Bruchteil der Teilchen im Energieintervall $(T, T + dT)$ in einer Tiefe x an. Nach Durchqueren einer zusätzlichen Schicht dx wird sich die Anzahl der Teilchen aus dem Energieintervall $(T, T + dT)$ ändern:

- **Verlustterm**

Durch Stöße mit den Atomen in der Schicht dx wird ein Teil der Teilchen aus dem Energiebereich entfernt.

- **Gewinnterm**

Es gibt Teilchen, deren kinetische Energie an der Stelle x größer als $T + dT$ war und die nach einem Stoß durch den erfahrenen Energieverlust eine kinetische Energie aus dem Intervall $(T, T + dT)$ besitzen.

Die Änderung der Verteilungsfunktion in der Dicke dx ist dann durch eine Bilanzgleichung gegeben:

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_{col}(T_0, T, x)}{\partial x} &= \text{Gewinnterm} - \text{Verlustterm} \\ &= \int_0^\infty [w_{col}(T_0, T + T', x) \phi_{col}(T + T', T')] dT' \\ &\quad - \int_0^\infty [w_{col}(T_0, T, x) \phi_{col}(T, T')] dT'. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Für dünne Absorber, in denen der Energieverlust $\varepsilon \leq 0.1T_0$ ist, wurden Lösungen von VAVILOV [Vav57] in Abhängigkeit der Parameter

$$\xi = \frac{4\pi e^4}{m_e c^2} \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} x \rho \quad \text{und} \quad \kappa = \frac{\xi}{T_{max}} \quad (1.12)$$

berechnet (Material- und Teilchenkonstanten). Dabei ist T_{max} die maximal in einem Stoß übertragbare Energie (siehe Gleichung (1.5)). Näherungen dieser Energieverlustverteilungen wurden bereits 1944 von LANDAU [Lan44] angegeben; sie sind nur für $\kappa \leq 0.01$ gültig [SB64, S. 192]. Die 1948 von SYMON [Sym48] verbesserte LANDAU-Theorie ist gleichwertig zur VAVILOV-Theorie, benötigt aber einen erheblich größeren Rechenaufwand (siehe [SB64, S. 191], deshalb wird im folgenden die VAVILOV-Verteilung benutzt.

Die VAVILOV-Verteilung ist unsymmetrisch und besitzt einen langen Ausläufer zu hohen Energieverlusten hin. Sie wird durch Messungen von MACCABEE et al. [MRT68] gut bestätigt. Die Abbildung 1.6 zeigt einige Meßergebnisse mit den zugehörigen theoretischen Verteilungen. Für dicke Absorber ($\varepsilon > 0.1T$) werden Lösungen der Bilanzgleichung (1.11) von PAYNE [Pay69] und TSCHALÄR [Tsc68] angegeben; einen Vergleich dieser berechneten mit gemessenen Verteilungen findet sich zum Beispiel bei TSCHALÄR und MACCABEE [TM70].

1.2.2 Elastische Streuung von geladenen Teilchen

Ein gutgebündelter monoenergetischer Teilchenstrahl besitzt nach Durchqueren einer Materieschicht aufgrund der Streuung an den Materieatomen eine vergrößerte räumliche Ausdehnung. Dazu betrachte man

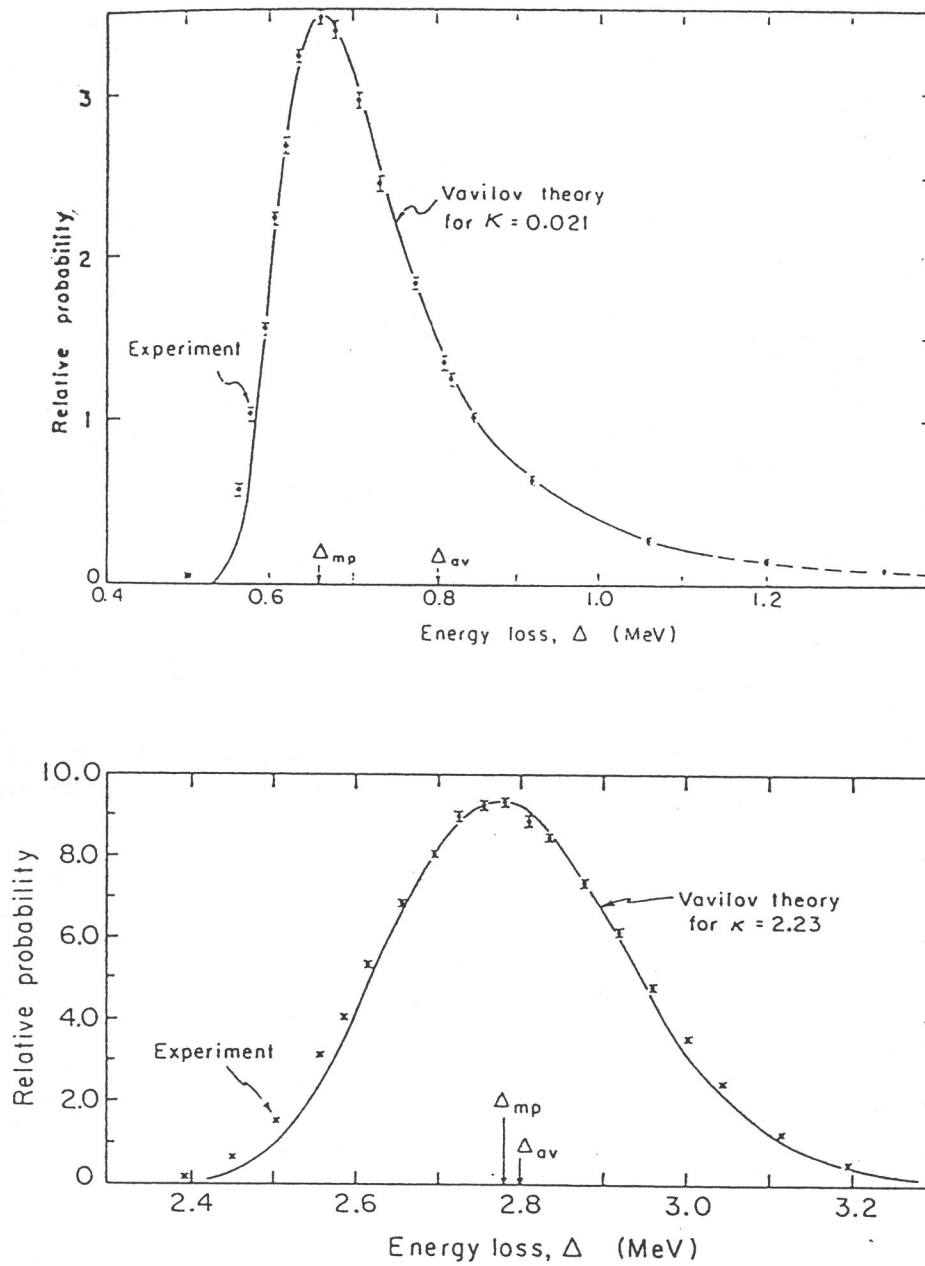


Abbildung 1.6: Energieverlustverteilungen für Protonen in Silizium nach VAVILOV. Oben: 730 MeV Protonen in $0.413 \text{ g/cm}^2 \text{ Si}$, $\kappa = 0.021$, unten: 45.3 MeV Protonen in $0.265 \text{ g/cm}^2 \text{ Si}$, $\kappa = 2.23$ [MRT68, S. 472].

einen homogenen Teilchenstrahl der Intensität I . Nähern sich die Teilchen einem Targetatom, so werden sie durch die COULOMB-Kraft aus der ursprünglichen Bahn abgelenkt. Der zugehörige Wirkungsquerschnitt $\sigma_{scat}(\Omega)$ für die Einzelstreuung in eine Richtung Ω ist für ein Raumwinkelement $d\Omega$ durch den Ausdruck

$$\sigma_{scat}(\Omega) d\Omega = \frac{\text{Anzahl der pro Sekunde in } d\Omega(\Omega) \text{ gestreuten Teilchen}}{\text{einfallende Intensität}}$$

definiert.

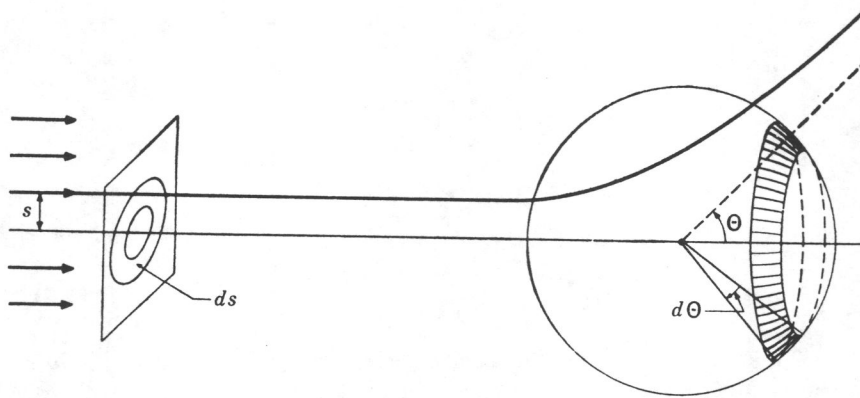


Abbildung 1.7: Streuung eines Teilchenstrahls an einem Kraftzentrum. s bezeichnet den Stoßparameter ([Gol83, S. 90]).

Die Integration über $d\Omega$ ($d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$) vereinfacht sich aus Symmetriegründen (Abbildung 1.7) zu $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$. Dabei ist θ der Winkel zwischen Streuungs- und Einfallsrichtung. Klassische Rechnungen ergeben den RUTHERFORDSchen Streuquerschnitt

$$\sigma_{scat}(\Omega) = \frac{1}{4} \left(\frac{Zze^2}{2T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (1.13)$$

Aufgrund der vielen Streuprozesse, die sich aus Symmetriegründen zumeist kompensieren, wird der Teilchenstrahl im Mittel seine Richtung beibehalten. Jedoch sind eine Versetzung einzelner Teilchen um Δx oder deren Austritt unter einem Streuwinkel $\Delta\theta$ möglich. Die Winkelverteilungen sind von MOLIÈRE ([Mol47], [Mol48]) berechnet worden; **Abbildung 1.8** zeigt die Verteilungsfunktion für Elektronen mit einer Energie von 15.7 MeV in verschiedenen Goldfolien. Die MOLIÈRE-Verteilung geht in eine GAUSS-Verteilung über, falls sich die gesamte gemessene Streuung aus einer Vielzahl von kleinen Einzelstreuungen zusammensetzt, für Protonen ist diese Näherung im allgemeinen ausreichend.

1.3 Detektoren

Um die Energieverluste geladener Teilchen mit Hilfe von Detektoren zu messen, nutzt man das Ionisationsvermögen der einfallenden Partikel aus. Im Helios-Teilchenteleskop werden drei verschiedene Arten von Detektoren verwendet. Wie in Kapitel 2 beschrieben wird, werden fünf Halbleiterdetektoren, ein Szintillations- und ein ČERENKOV-Detektor benutzt. Für das Verständnis dieser Arbeit ist die Kenntnis der Funktionsweise von Halbleiterdetektoren notwendig, deshalb soll im folgenden das Nachweisprinzip, der Aufbau und das Energieauflösungsvermögen von Halbleiterdetektoren skizziert werden. Genaue Beschreibungen zu Halbleiter-, Szintillations- und ČERENKOV-Detektoren findet man bei [Bü71], [Kle84] und [Neu66].

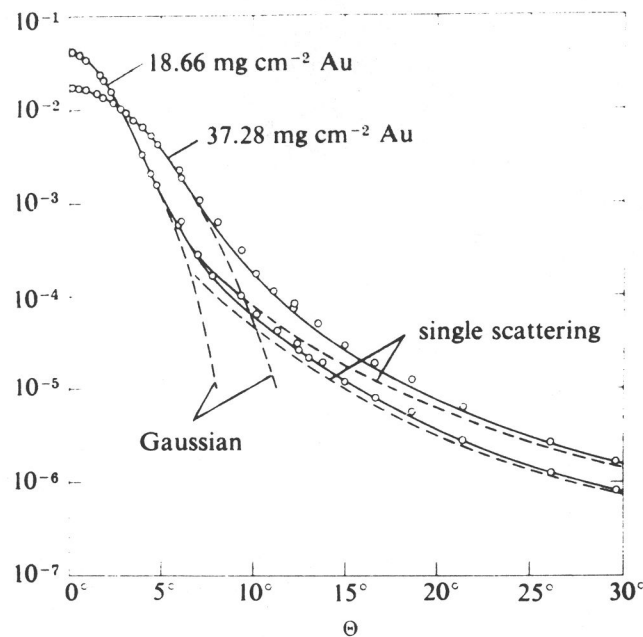


Abbildung 1.8: Winkelverteilung von 15.7 MeV Elektronen nach Streuung an einer Goldfolie (Ordinatenskalierng logarithmisch). o bezeichnen die Meßpunkte, — die Winkelverteilung nach MOLIÈRE und - - - die Näherung nach GAUSS beziehungsweise die Winkelverteilung bei Einzelstreuung ([Seg64, S. 40]).

1.3.1 Nachweisprinzip

Ein geladenes Teilchen, das sich durch einen Festkörper oder Gas bewegt, erzeugt Ionen-Elektronenpaare, deren Anzahl n_{Ion} proportional zum Energieverlust ε des Teilchens und umgekehrt proportional zum Ionisationspotential $\langle I \rangle$ ist:

$$n_{Ion} = \frac{\varepsilon}{\langle I \rangle} . \quad (1.14)$$

Ein elektrisches Feld trennt Ionen und Elektronen. Wird die gesamte Ladung gesammelt und gemessen, kann man den erlittenen Energieverlust des Teilchens bestimmen. Dies ist das Prinzip der Ionisationskammer (siehe **Abbildung 1.9**).

Als geeignete Festkörper für „Festkörperionisationskammern“ haben sich die vierwertigen Halbleiter Silizium und Germanium erwiesen, da sie eine Ladungssammlung ermöglichen. Die genauere Wirkungsweise eines Halbleiters kann im Bändermodell beschrieben werden. In einem solchen Modell ist der Grundzustand eines reinen Halbleiters dadurch gegeben, das sich fast alle Elektronen im Valenzband befinden; es gibt in diesem Fall nahezu keine freien Energiezustände. Der Kristall verhält sich fast wie ein Isolator. Bewegt sich nun ein geladenes Teilchen durch den Halbleiter, so überträgt dieses Teilchen Energie auf die Hüllenelektronen (Valenzelektronen). Überschreitet dieser Energieübertrag die „Bindungsenergie“ der Elektronen, so werden freie Ladungsträger erzeugt. Da die Energieverluste geladener Teilchen im Silizium im MeV-Bereich liegen und es zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares nur 3.5 eV bedarf, entstehen relativ viele Ladungsträger im Kristall (ungefähr 10^5). Im Bändermodell bedeutet dies, daß eine große Anzahl von Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband gehoben wird und im Valenzband „Defektelektronen“ zurückläßt.

Um die Ladungen zu trennen und zu sammeln, sind auf dem Kristall zwei Elektroden aufgedampft (siehe **Abbildung 1.9**), an die eine Spannungsquelle angeschlossen ist. Dadurch baut sich im Kristall ein elektrisches Feld auf. Aufgrund dieses Feldes werden die negativen Ladungen zur Anode und die Defektelektronen zur Kathode bewegt. Die fehlenden Ladungsträger liefert die Spannungsquelle nach, so daß ein Stromimpuls gemessen wird.

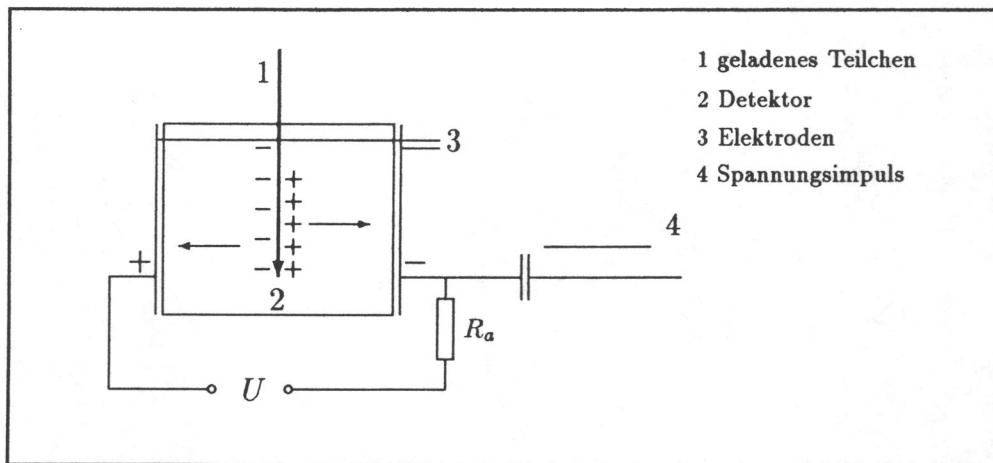


Abbildung 1.9: Prinzip einer Ionisationskammer

1.3.2 Aufbau der Detektoren

Im Helios-Detektorteleskop werden zwei unterschiedliche Arten von Halbleiterdetektoren verwendet. Zum einen handelt es sich um Oberflächensperrschicht- und zum anderen um Lithium gedriftete Halbleiterdetektoren. Zum Verständnis des nichtidealen Verhaltens der Helios-Detektoren soll kurz die Herstellungsweise der Oberflächensperrschicht und Lithium gedrifteten Halbleiterdetektoren skizziert werden; eine genauere Beschreibung findet man bei [Bü71], [Kle84] und [Neu66].

Oberflächensperrschichtdetektoren

Als Ausgangsmaterial für den Herstellungsprozeß dient ein schwach n-dotierter Siliziumkristall, der an der Vorderseite eine sehr dünne, aber hochdotierte p-leitende Oberflächenschicht besitzt. Auf diese wird eine dünne Goldschicht als Elektrode aufgedampft, so daß an dem Metall-Halbleiter-Kontakt ein elektrisches Feld, ähnlich dem eines p-n-Übergang, entsteht. Dieses ist vom Silizium zum Gold gerichtet, da das Metall negativ geladen ist und die ortsfesten positiven Ionen im Halbleiter eine positive Raumladung bilden. Im weiteren Herstellungsverfahren wird der bedampfte Halbleiter dem Luftsauerstoff ausgesetzt, wodurch sich eine Verarmungszone im Siliziumkristall aufbauen kann.

Auf der Rückseite wird als Elektrode ein Metall mit einer Austrittsarbeit gewählt, die kleiner ist als die des Siliziums; hierbei hat sich Aluminium bewährt.

Die Dicke der Verarmungszone läßt sich über die angelegte Vorspannung verändern; Messungen [Iwe76, S. 66] haben ergeben, daß bei dem im Helios-Instrument verwendeten Detektortyp die Verarmungszone über die gesamte Dicke des Siliziumscheibchens ausgebildet ist.

Der Siliziumkristall wird mit Hilfe einer Epoxy-Mischung in eine Keramikhalterung geklebt (**Abbildung 1.10**). Durch diesen Aufbau bedingt, ergibt sich folgendes Problem: An der Kontaktstelle Silizium-Epoxydharz ist die Oberfläche stark n-leitend. Wegen der Raumladungsschicht in der Siliziumoberfläche kann am äußeren Rand der aufgedampften Goldschicht aufgrund hoher Feldstärke besonders leicht ein Durchbruch stattfinden. Zur Verringerung des hier befindlichen steilen Potentialgradienten wird ein p-dotierter Kleber verwendet, der dieses Gebiet hoher Feldstärke am Rand der Goldschicht zu vermeiden hilft (**Abbildung 1.10**).

Lithium gedriftete Halbleiterdetektoren

Oberflächensperrschichtdetektoren lassen sich nur bis zu einer gewissen Dicke herstellen. Benötigt man größere Verarmungszonen, so werden Lithium gedriftete Halbleiterdetektoren verwendet. Diese werden nach folgender Methode hergestellt: Als Ausgangsmaterial wird eine p-dotierte Siliziumscheibe verwandt,

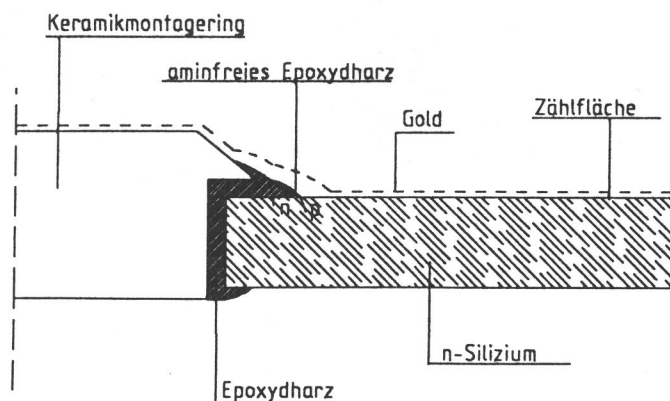


Abbildung 1.10: Einfassung von Oberflächensperrschicht-Detektoren zur Vermeidung von Durchbrüchen (schematisch).

auf deren Vorderseite Lithium aufgebracht wird. Dadurch entsteht an dieser Stelle eine n-Schicht. Unter erhöhter Temperatur und dem Einfluß eines elektrischen Feldes driftet das Lithium in die p-Schicht und kompensiert dabei Störstellen im Kristall. Es entsteht eine p-i-n Struktur: Zwischen der p- und der n-Schicht liegt die innere Schicht, die nahezu frei von Ladungsträgern ist. Zur Kontaktierung wird auf beiden Seiten Gold aufgedampft; eine etwa 2 mm breite „Rinne“ begrenzt die aktive Schicht. Herstellungsbedingt bildet sich an der Rückseite des so behandelten Siliziumscheibchens eine nicht sensitive Schicht (Totschicht) aus, deren Dicke mehrere 100 μm betragen kann — bei den im Helios-Experiment verwendeten Lithium gedrifteten Halbleiterdetektoren besitzen die Totschichten eine Dicke zwischen 40 und 140 μm [Iwe76, S. 56].

1.3.3 Energieauflösungsvermögen

Wird ein Detektor mit monoenergetischen Teilchen bestrahlt, dann liefert ein die Detektorimpulse verarbeitender Impulshöhenanalysator eine verbreiterte Linie annähernd in Form einer GAUSS-Kurve. Die Halbwertsbreite ΔE einer solchen Linie, FWHM (*Full Width at Half Maximum*), ist ein Maß für die Energieauflösung des Detektors. Sein Auflösungsvermögen ist definiert als der Quotient aus dieser Halbwertsbreite und der Energie im Linienmaximum.

Der wesentliche Bestimmungsfaktor für das Auflösungsvermögen und die Halbwertsbreite eines Detektors ist die Statistik der gebildeten Zahl N von freien Ladungsträgern; die dadurch bedingten Schwankungen sind proportional zu $1/\sqrt{N}$ (siehe zum Beispiel [Neu66]). Daneben gibt es eine Reihe weiterer Einflußfaktoren, deren wichtigste im folgenden aufgelistet werden:

- Durch Rekombination von Ladungsträgern längs der Teilchenbahn wird die vom einfallenden Teilchen erzeugte Ladung nur unvollständig gesammelt.
- Im Fall einer hohen Plasmadichte kann die Ladungsträgersammlung stark verzögert werden; dadurch wird die Impulsanstiegszeit begrenzt.
- Auch bei Polung des p-n-Übergangs in Sperrichtung fließt ein von der Sperrspannung abhängiger Sperrstrom, der direkt die Sperrschichttiefe und die Energieauflösung beeinflusst. Seine wesentlichen Komponenten sind bei NEUERT [Neu66] aufgeführt.

Als Beispiel für das Auflösungsvermögen eines Oberflächensperrschicht-Detektors zeigt Abbildung 1.11 das α -Spektrum von ^{241}Am .

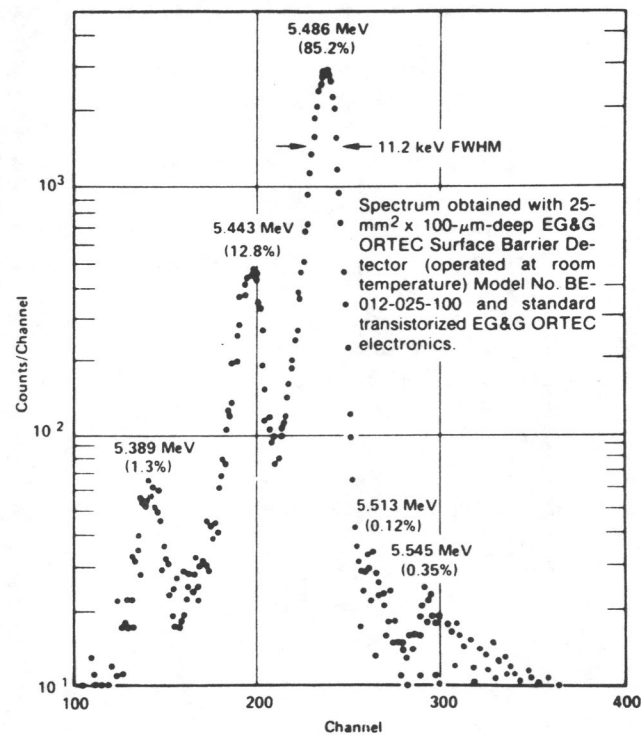


Abbildung 1.11: α -Spektrum von ^{241}Am , das mit einem Silizium-Halbleiterdetektor aufgenommen wurde [Why85, S. 17]. Auf der Abszisse wird die Energie der α -Teilchen und auf der Ordinate die zugehörige Zählrate aufgetragen.

1.4 Behandlung von Teilchenensembles

In den drei vorherigen Abschnitten wurde besprochen, welche Wechselwirkungen die Protonen mit Materie erfahren und wie die im Helios-Instrument verwendeten Halbleiterdetektoren zum Nachweis und zur Energiebestimmung geladener Teilchen verwendet werden können.

Die fundamentale Meßgröße ist die differentielle Intensität $J(T)$, die auch als Energiespektrum oder Spektrum bezeichnet wird. Sie gibt Auskunft über Teilchen der Sorte ν und der (kinetischen) Energie T eines Teilchenensembles, das mit einem Experiment am Ort x aus einer bestimmten Richtung $\vec{\Omega}$ und einem begrenzten Raumwinkel $d\Omega$ betrachtet wird. So ist $I_\nu(x, T, \vec{\Omega}) dF d\Omega d\tau dT$ die Zahl der Teilchen der Sorte ν aus dem Energieintervall $T + dT$, die im Zeitintervall $d\tau$ aus der Richtung $\vec{\Omega}$ und dem Raumwinkel $d\Omega$ einfallend die auf $\vec{\Omega}$ senkrecht stehende Fläche dF durchsetzen (Dimension: Teilchen pro $(\text{cm}^2 \text{ sr s MeV})$).

Die über alle Richtungen gemittelte, d.h. omnidirektionale Intensität ist dann gegeben durch

$$I_0(T) = \frac{\iint I(T, \vec{\Omega}) d\Omega}{4\pi}, \quad (1.15)$$

wobei bei isotroper Verteilung $I(\vec{\Omega}) \equiv I_0$. Eine ausführliche Diskussion weiterer Kenngrößen von Teilchenensembles findet sich zum Beispiel bei [Kal89] und [Neu84].

Im folgenden soll dargestellt werden, wie aus den, mit einem Detektorteleskop ermittelten, Zählraten C [s^{-1}] auf die Intensität der primär einfallenden Strahlung zurückgeschlossen werden kann; dabei bedeuten

α	=	Index für die Teilchensorte,
J_α	=	spektrale Intensität der α -ten Teilchensorte [$\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} T^{-1}$],
ε_α	=	Nachweiswahrscheinlichkeit der α -ten Teilchensorte,
τ	=	Zeit,
τ_0	=	Zeit beim Beobachtungsbeginn,
T	=	Gesamtbeobachtungszeit,
$d\vec{\sigma}$	=	Oberflächenelement des letzten durchsetzten Detektors,
S	=	Gesamtfläche des letzten Detektors,
$d\omega$	=	$d\phi d\cos\theta$ = Raumwinkelement (θ Polarwinkel, ϕ Azimuth),
Ω	=	Raumwinkelbereich für ω , begrenzt durch die anderen Teleskopdetektoren,
$\vec{x}$	=	Ortskoordinate des Teleskops,
$\vec{r}$	=	Einheitsvektor in Richtung ω und
$\hat{r} d\sigma$	=	effektive Fläche der in Richtung ω weisenden Fläche.

Unter den Annahmen, daß

1. $d\sigma$, ω und $\vec{x}$ zeitunabhängig sind,
2. keine Teilchenumwandlungen geschehen (mit Ausnahme der in ε_α berücksichtigten),
3. die Teilchenbahn eine gerade Linie ist und
4. J_α unabhängig von σ sowie ε_α von $\vec{x}$ ist,

gilt für den Zusammenhang zwischen der (spektralen) Intensität J_α und der Zählrate C eines Detektorteleskops die Beziehung [Sul71, S. 5]:

$$C(\vec{x}, \tau_0) = \left(\frac{1}{T}\right) \int_{\tau_0}^{\tau_0+T} d\tau \int_S d\vec{\sigma} \cdot \hat{r} \int_\Omega d\omega \int_0^\infty dT \sum_\alpha \varepsilon_\alpha(T, \vec{\sigma}, \omega, \tau) J_\alpha(T, \omega, \vec{x}, \tau). \quad (1.16)$$

Für ideale Teilchenteleskope, das sind Detektorteleskope, deren Detektoren unendliche dünn sind und die darüberhinaus die Fähigkeit besitzen, Teilchen einer bestimmten Sorte nur in einem beschränkten

Energieintervall nachzuweisen, läßt sich Gleichung (1.16) für eine Teilchensorte und zeitunabhängiger Intensität vereinfachen zu

$$C = G I, \quad (1.17)$$

wobei

$$I = \int_0^{\infty} dT J_0(T). \quad (1.18)$$

die Proportionalitätskonstante

$$G = \int_{\Omega} d\omega \int_S d\vec{\sigma} \cdot \hat{r} = \int_{\Omega} d\omega A(\omega) \quad (1.19)$$

(vgl. [Sul71, S. 6]) allein von der Geometrie des Detektorteleskops abhängig ist; sie wird im Fall isotroper Intensität Geometriefaktor genannt.

$$A(\omega) = \int_S d\vec{\sigma} \cdot \hat{r} \quad (1.20)$$

bezeichnet das Richtungsansprechvermögen.

Die Berechnung des Geometriefaktors nach Gleichung (1.19) ist im allgemeinen nicht analytisch möglich, sondern erfordert den Einsatz numerischer Methoden [Sul71].

Für ein Teleskop aus zwei zylindrischen Detektoren (D1, D2) mit Radien R_1 bzw. R_2 und Abstand l voneinander läßt sich die Gleichung (1.19) unter weiteren vereinfachenden Annahmen lösen. SULLIVAN [Sul71, S. 7] berechnet den Geometriefaktor zu

$$G = \frac{1}{2} \pi^2 \left[R_1^2 + R_2^2 + l^2 - \sqrt{(R_1^2 + R_2^2 + l^2)^2 - 4R_1^2 R_2^2} \right]. \quad (1.21)$$

Für eine komplexere, zylindersymmetrische Detektoranordnung, wie zum Beispiel für das Helios-Detektorteleskop, kann diese Annahme häufig eine hinreichend genaue Abschätzung des Geometriefaktors liefern (siehe Kapitel 2). Um die unbekannten differentiellen Intensitäten J_{α} aus den gemessenen Zählraten C genau bestimmen zu können, muß die Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{α} des Experiments bestimmt und Gleichung (1.16) invertiert werden. Die Funktion ε_{α} läßt sich im allgemeinen nur durch Simulationsrechnungen, wie sie zum Beispiel in dieser Arbeit vorgestellt werden, bestimmen.

Kapitel 2

Experimentbeschreibung

In diesem Kapitel werden der Aufbau und die Signalverarbeitung des Helios-Experiments Nummer 6 erläutert. Eine ausführliche Beschreibung des Experiments und der Signalverarbeitung findet man bei GREEN [Gre71]¹.

2.1 Aufbau der Apparatur

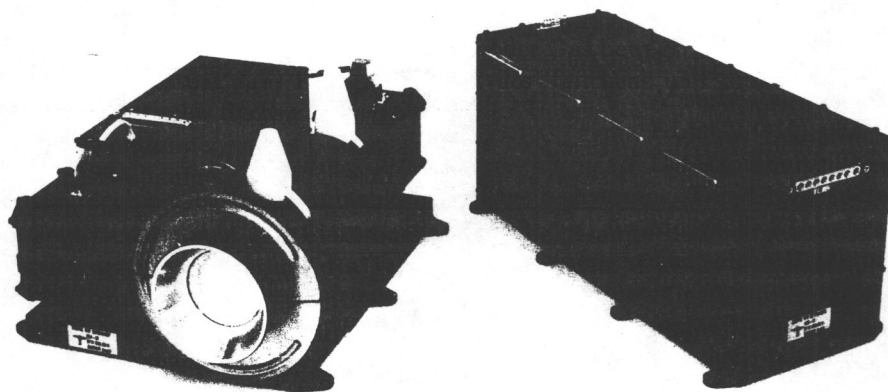
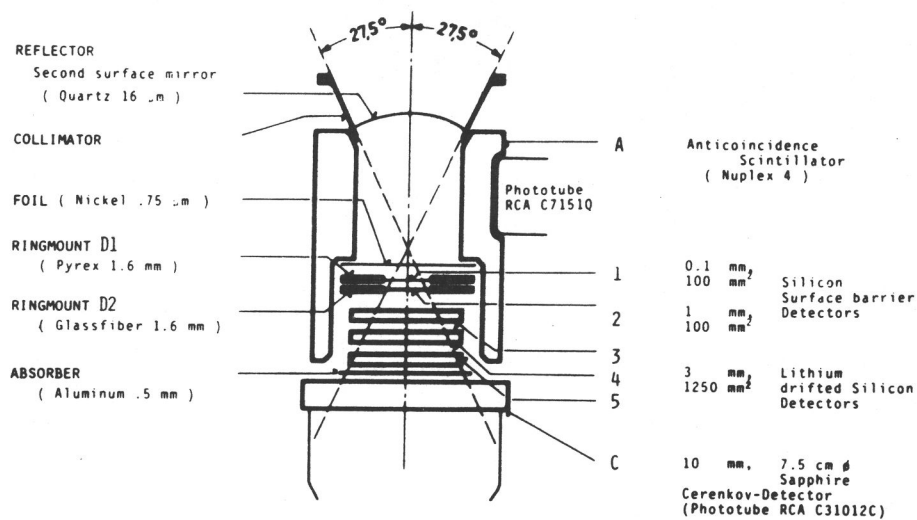


Abbildung 2.1: Das Kieler Helios-Experiment.

Das Experiment (**Abbildung 2.1**) dient dem Nachweis von energiereichen geladenen Teilchen im interplanetaren Raum. Es besteht aus zwei Teilen, dem Sensorteil, in dem das eigentliche Experiment, ein Detektorteleskop, untergebracht ist, und der Elektronikbox, die die analoge und digitale Impulsverarbeitung beinhaltet.

Das Detektorteleskop (**Abbildung 2.2**) besteht aus fünf Halbleiterdetektoren **HLD-1** bis **HLD-5** (zwei Oberflächensperrschicht-Detektoren und drei lithiumgedrifteten Detektoren) und einem ČERENKOV-Detektor **C**. Ein Antikoinzidenzszintillator **A**, der die Detektoren zylindrisch umgibt, wirkt als aktiver

¹ Informationen zur Datenübertragung in früheren Zeiten findet man bei [GU82, S. 8]

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Detektorsystems [KWG⁺81].

Kollimator: er verhindert durch sein Ansprechen die Registrierung seitlich einfallender Teilchen. Weiterhin definiert er zusammen mit dem Detektor HLD-2 für in der Apparatur steckenbleibende Teilchen beziehungsweise zusammen mit HLD-5 für den Sensor durchquerende Teilchen die Eintrittsgeometrie mit einem Öffnungswinkel von ungefähr 55°.

Um den Detektor HLD-1 vor Erwärmung und gegen Licht zu schützen, wurden zwei zusätzliche Absorber in den Strahlengang eingefügt. Es handelt sich dabei um eine 18 μm dicke Suprasilfolie (**REFLECTOR**) und eine 0.8 μm dicke Nickelfolie (**FOIL**). Die wesentlichen geometrischen Größen der Detektoranordnung sind im **Anhang A** zusammengefaßt.

Der Geometriefaktor G , die Proportionalitätskonstante bei isotropen Teilcheneinfall zwischen der Meßgröße Zählrate und der gesuchten Intensität (siehe Kapitel 1.4), ergibt sich nach Gleichung (1.21) für eine solche Detektoranordnung zu:

1. $G = 0.49 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ für $R_2 = R_{\text{HLD-1}} = 5.9 \text{ mm}$ und $l = 50 \text{ mm}$,
2. $G = 0.47 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ für $R_2 = R_{\text{HLD-2}} = 6.15 \text{ mm}$ und $l = 51.4 \text{ mm}$ und
3. $G = 2.39 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ für $R_2 = R_{\text{HLD-5}} = 20 \text{ mm}$ und $l = 76.4 \text{ mm}$.

In allen drei Fällen gilt: $R_1 = R_{\text{Apertur}} = 20 \text{ mm}$.

2.2 Meßprinzip

Das Meßprinzip des Experiments, das $(dE/dx-E)$ -Verfahren, soll anhand der Energieverlustbeziehung, der BETHE-BLOCH-Formel (Gleichung (1.8) und (1.9)), erläutert werden. Der Energieverlust ε eines eine Materieschicht durchdringenden Teilchens hängt von dessen Masse M , Ladung z und Einfallenergie T ab. Trägt man den Energieverlust über der Restenergie T_R des Teilchens auf, so nimmt der Energieverlust mit steigender Einfallenergie ab und die Restenergie folglich zu. Näherungsweise gilt nach Gleichung (1.9):

$$\varepsilon \propto \frac{Mz^2}{T_R} \Rightarrow \varepsilon T_R = KMz^2 = \bar{K}(\text{Teilchenart}) .$$

Dadurch wird es also möglich, verschiedene Teilchenarten zu unterscheiden und gleichzeitig deren Energie zu bestimmen. Als Beispiel dazu ist in **Abbildung 2.3** der Energieverlust in HLD-1 über der Restenergie in HLD-2 für verschiedene Teilchensorten aufgetragen. In diesem Beispiel fordert man, daß die Detektoren HLD-1 und HLD-2 ein Signal, der Detektor HLD-3 und die Antikoinzidenz A kein Signal liefern; es muß folglich die Koinzidenzbedingung

$$\text{HLD-1} \wedge \text{HLD-2} \wedge \overline{\text{HLD-3}} \wedge \overline{A}$$

erfüllt sein.

Die Linie, die den funktionalen Zusammenhang zwischen Energieverlust und Restenergie einer Teilchensorte angibt, wird als Ortskurve bezeichnet. Die Ortskurven verschiedener Teilchensorten sind deutlich voneinander getrennt.

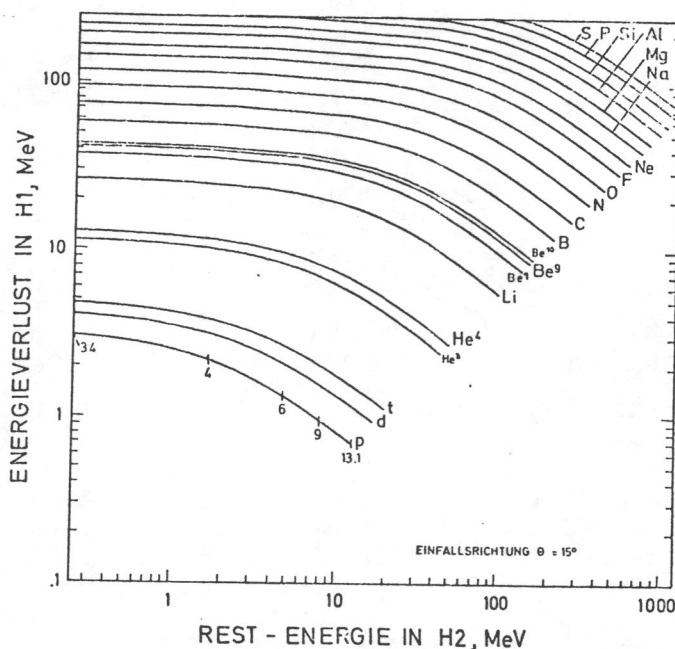


Abbildung 2.3: Mittlerer Energieverlust verschiedener Teilchen in Detektor HLD-1 in Abhängigkeit von der Restenergie in HLD-2. An der Protonenlinie sind verschiedene Werte der Einfallsenergie in MeV markiert. Für Energien oberhalb von 13 MeV können die Protonen den Detektor HLD-2 durchdringen; der Energieverlust in HLD-2 nimmt dann wieder ab [Vol72, S. 5].

Mit Hilfe des Helios-Experiments soll darüber hinaus das Verhalten von Elektronen oberhalb 300 keV untersucht werden. Von den schweren Teilchen, die in der Apparatur steckenbleiben, lassen sich die Elektronen auf folgende Art trennen: Elektronen mit Energien oberhalb von 300 keV besitzen bei Eintritt in das Teleskop bereits relativistische Geschwindigkeiten und sind somit fast minimal-ionisierend. Benutzt man als obersten Detektor ein sehr dünnes Siliziumscheibchen (die Dicke von HLD-1 beträgt lediglich 100 μm), so verlieren minimal-ionisierende Teilchen in ihm nur wenige keV (ungefähr 50 keV). Dagegen erleiden schwere Teilchen in HLD-1 einen Energieverlust von mindestens 250 keV. Indem man den Energieverlust eines registrierten Teilchens in HLD-1 mit einem Schwellenwert von 150 keV vergleicht, erhält man die notwendige Information:

1. Teilchen, deren Energieverlust in HLD-1 größer als der Schwellenwert ist, werden als schwere Teilchen angesehen.
2. Teilchen mit einem Energieverlust in HLD-1 unterhalb des Schwellenwerts werden als Elektronen eingeordnet; das heißt, daß Elektronen die Koinzidenzbedingung $\overline{\text{HLD-1}}$ erfüllen müssen.

Ist die Energie der Teilchen so groß, daß sie die Apparatur durchqueren, ist eine Trennung der Elektronen von den schweren geladenen Teilchen auf diese Weise nicht mehr möglich. Das Verfahren, das in diesem Fall angewendet wird, ist die $(dE/dx-dE/dx)$ -Methode, wie sie bei JEPSEN [Jep78] beschrieben ist.

Die **Tabelle 2.1** zeigt die zu den möglichen Koinzidenzbedingungen gehörigen Energiefenster für die verschiedenen Teilchengruppen.

Teilchen- art	Kurzbe- zeichnung	Energiefenster (MeV/N)	Koinzidenz- bedingung	analysierte Detektoren
Protonen	P1	1.3 – 3.8	$1 \bar{2} \bar{A}$	–
	P4	3.8 – 12.8	$1 \bar{2} \bar{3} \bar{A}$	1, 2
	P13	12.8 – 26.8	$1 \bar{2} \bar{3} \bar{4} \bar{A}$	1, 2, 3
	P27	26.8 – 36.6	$1 \bar{2} \bar{3} \bar{4} \bar{5} \bar{A}$	2, 3, 4
	P37	36.6 – 50.7	$1 \bar{2} \bar{3} \bar{4} \bar{5} \bar{C} \bar{A}$	3, 4, 5
$Z \geq 2$	P51	≥ 50.7	$\cancel{1} \bar{2} \bar{3} \bar{4} \bar{5} \bar{C} \bar{A}$	4, 5, C
	A2	1.7 – 3.7	$\underline{1} \bar{2} \bar{A}$	–
	A4	3.7 – 12.7	$\underline{1} \bar{2} \bar{3} \bar{A}$	1, 2
	A13	12.7 – 26.6	$\underline{1} \bar{2} \bar{3} \bar{4} \bar{A}$	1, 2, 3
	A27	26.6 – 36.5	$\underline{1} \bar{2} \bar{3} \bar{4} \bar{5} \bar{A}$	2, 3, 4
	A37	36.5 – 48.1	$\underline{1} \bar{2} \bar{3} \bar{4} \bar{5} \bar{C} \bar{A}$	3, 4, 5
	A48	≥ 48.1	$\cancel{\underline{1}} \bar{2} \bar{3} \bar{4} \bar{5} \bar{C} \bar{A}$	4, 5, C
Elektronen	E0.3	0.3 – 0.8	$\bar{1} \bar{2} \bar{3} \bar{A}$	–
	E0.8	0.8 – 2.0	$\bar{1} \bar{2} \bar{3} \bar{4} \bar{A}$	2, 3
	E2	2.0 – 3.0	$\bar{1} \bar{2} \bar{3} \bar{4} \bar{5} \bar{A}$	2, 3, 4

Tabelle 2.1: Charakteristik der Energiekanäle für das Helios-Experiment Nummer 6. Angegeben sind die Energieintervalle für die verschiedenen Teilchenkanäle des Meßinstruments. Dabei haben die Kurzbezeichnungen folgende Bedeutung: P steht für Protonen, A für α -Teilchen und Teilchen mit $Z \geq 2$ und E für Elektronen. Die darauffolgende Ziffer gibt grob die untere Grenze des Energieintervalls in MeV beziehungsweise in MeV/Nukleon an. Bei der Notation der Koinzidenzen bedeutet $\bar{x}$: Antikoinzidenz (Nichtansprechen) von Detektor x, $\underline{x}$: obere Diskriminatorschwelle von x darf nicht angesprochen haben, $\underline{x} \bar{y}$: mindestens eine der beiden oberen Schwellen der Detektoren x und y muß angesprochen haben. Das Ansprechen der oberen Diskriminatorschwelle bedeutet eine höhere Energieabgabe des Teilchens im Detektor [MMGI⁺82, S. 20]. Die zu den Zählkanälen zugehörigen Geometriefaktoren sind auf Seite 24 zusammengefaßt.

2.3 Signalverarbeitung

Anhand eines Blockschaltbildes (Abbildung 2.4) soll die Signalverarbeitung des Helios-Experiments Nummer 6 erläutert werden.

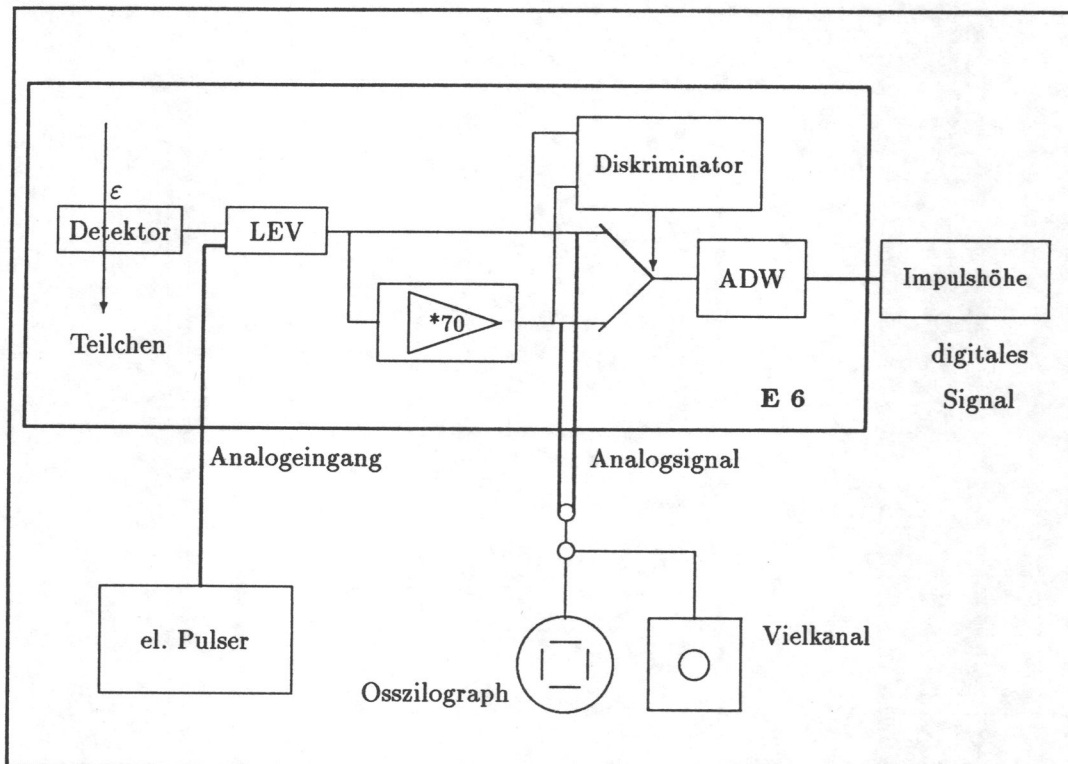


Abbildung 2.4: Blockschaltbild der Signalverarbeitung des Helios-Experiments Nummer 6. ϵ bezeichnet den Energieverlust des Teilchens im Detektor.

Durchsetzt ein Teilchen einen Detektor, so werden in ihm Ladungsträger erzeugt, deren Anzahl dem Energieverlust ϵ des Teilchens proportional ist. Diese werden gesammelt und von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker (LEV) in einen zu ϵ proportionalen Spannungsimpuls U umgesetzt. Der Impuls wird anschließend linear verstärkt und auf einen Schwellenwertdiskriminator gegeben, dessen Ausgang von einer digitalen Koinzidenzlogik abgefragt wird. Aus der Eindringtiefe des Teilchens ergibt sich die Anzahl der angesprochenen Detektoren. Die Koinzidenzlogik ermittelt den Koinzidenztyp und bewirkt, daß die Signale der drei Detektoren, die zuletzt angesprochen haben, auf drei Analog-Digital-Wandler (ADWs) gegeben werden.

Damit wird dem Spannungsimpuls U eine Pulshöhennummer n (Impulshöhe, Kanalnummer) zugeordnet. Aufgrund der erwarteten Energiespektren der Teilchen überstreichen die Energieverluste und damit die gemessenen Spannungsimpulse U einen großen Bereich. Zum Beispiel werden im Detektor HLD-1 Energieverluste zwischen einigen 10 MeV und wenigen 100 keV gemessen. Deshalb wurde der Zusammenhang zwischen dem Energieverlust ϵ und der Impulshöhe n logarithmisch gewählt (logarithmische Konversionsgerade):

$$n = A + B \log(\epsilon) . \quad (2.1)$$

Hierin sind A und B für den Detektor und die Elektronik spezifische Konstanten. Die der Energieabgabe entsprechenden Impulshöhen der drei ADWs werden mit einigen weiteren Informationen zu einem Impulshöhenwort zusammengefaßt und abgespeichert; eine ausführliche Beschreibung findet man bei MÜLLER-MELLIN et al. [MMGI+82].

Kapitel 3

Eichmessungen des Kieler Experiments

Das Kieler Experiment an Bord der Helios-Raumsonden erlaubt, wie im vorigen Kapitel dargestellt, die Unterscheidung von Protonen und schweren Teilchen mit Energien im Bereich von 1.7 bis 1000 MeV/Nukleon und von Elektronen im Energiebereich von 0.3 bis 3.0 MeV. Um das Verhalten des Experiments unter verschiedenen Bedingungen zu überprüfen, wurde eine Reihe von Eichmessungen durchgeführt. Dabei wurden die einzelnen Teile des Experiments auch getrennt untersucht, so daß sich die Eichung sinnvoll in die folgenden drei Schritte aufteilen ließ:

1. Kalibrierung der elektronischen Einheiten wie zum Beispiel Einmessen der Diskriminatorschwellen und Bestimmung der ADW-Kennlinien,
2. Eichung der einzelnen Detektoren mit radioaktiven Präparaten,
3. Eichung des gesamten Sensorsystems an Beschleunigern, die Teilchen bekannter Art und Energie liefern.

Simulationsrechnungen mit den als ideal angenommenen Detektoren können zwar die Ergebnisse der Beschleunigermessungen mit Protonen, aber nicht die Inflight-Daten des Experiments beschreiben [Heb89, S. 83]. WIBBERENZ und WOLFRAM [Wol89, S. 21] vermuten, daß das Ansprechverhalten der Detektoren, insbesondere das des Oberflächensperrschichtdetektors HLD-1, nicht ideal ist. Deshalb wurden von FLEISSNER und JAKOBS [FJ91] erneut Messungen mit α -Teilchen an einem zu HLD-1 baugleichen Detektor durchgeführt. Die Beschreibung dieser Messungen ist Gegenstand des Abschnitts 3.4.

3.1 Kalibrierung der Elektronik

Beim Durchgang von geladenen Teilchen durch einen Halbleiterdetektor wird ein Stromimpuls erzeugt (siehe Abschnitt 2.3). Dieser wird in einen Spannungsimpuls, der proportional zum Energieverlust des einfallenden Teilchens ist, und letztlich in eine digitalisierte Impulshöhe umgewandelt. Die Parameter, durch die die Elektronik bestimmt wird, lassen sich dadurch ermitteln, daß man den Zusammenhang zwischen einem Spannungsimpuls, den ein Testpulser sehr genau liefert, und der Kanalnummer mißt (Abbildung 2.4). Die **Abbildung 3.1** zeigt für den Detektor HLD-1 die gemessene Abhängigkeit der Kanalnummer vom Eingangsimpuls. Zur genauen Beschreibung der Kalibrierung der Elektronik siehe FUECKNER [Fuc74].

3.2 Eichung der einzelnen Detektoren

Nach Kalibrierung der Elektronik wurden die einzelnen Detektoren mit Teilchen radioaktiver Quellen bestrahlt, zum Beispiel mit α -Teilchen einer ^{241}Am -Quelle (siehe **Abbildung 1.11**). Der gemessene Spannungsimpuls U und damit auch die gemessene Impulshöhe n lassen sich dem bekannten Energieverlust ϵ

zuordnen. Daraus erhält man schließlich den Zusammenhang zwischen Energieverlust und Kanalnummer, die Konversionsgerade. In **Abbildung 3.2** ist die Konversionsgerade für Detektor HLD-1 dargestellt. Genauere Angaben zur Energieeichung der einzelnen Detektoren können der Arbeit von IWERS [Iwe76] entnommen werden.

Da natürliche radioaktive Quellen keine hochenergetischen Teilchen zu liefern vermögen, kann mit ihnen nur jeder Detektor für sich geeicht werden. Zum Beispiel liefert eine ^{241}Am -Quelle vornehmlich α -Teilchen mit einer Energie von 5.476 MeV. Diese haben in Silizium nur eine mittlere Reichweite von $30\text{ }\mu\text{m}$ (Abbildung 1.5). Deshalb lassen sich auf diese Weise direkt keine Aussagen über

- (a) die Schichtdicken der einzelnen Detektoren ($\geq 100\mu\text{m}$),
- (b) das Gesamtauflösungsvermögen des Detektorteleskops und die Energiebreiten der einzelnen Meßkanäle

gewinnen.

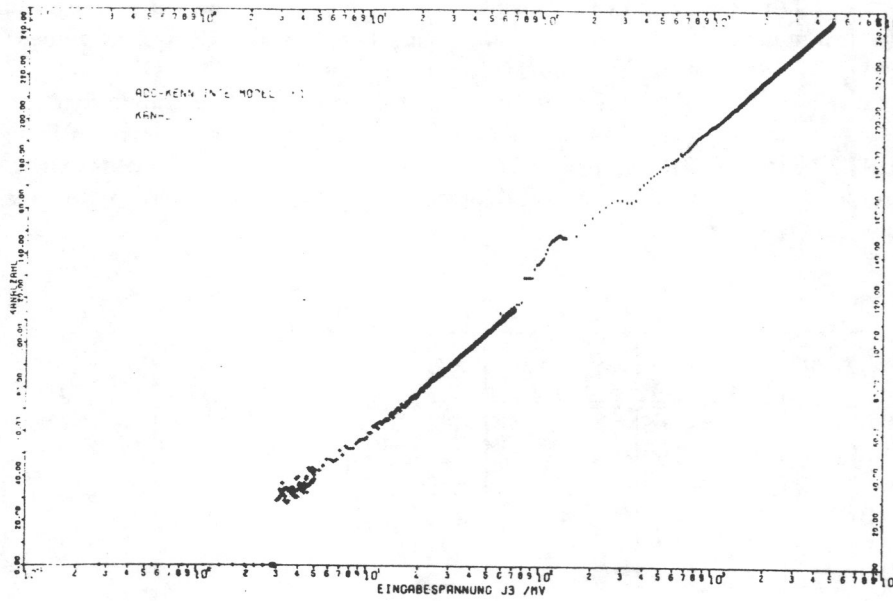


Abbildung 3.1: Spannungsgereichte ADW-Kennlinie für Detektor HLD-1 [Fuc74, Abb. 4].

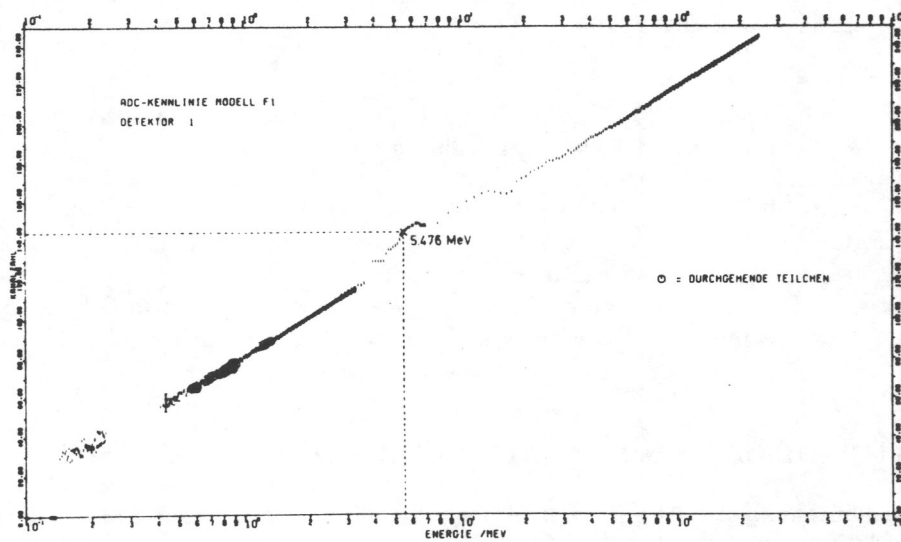


Abbildung 3.2: Energiegereichte ADW-Kennlinie für Detektor HLD-1 [Iwe76, S. 59].

3.3 Eichung des Sensors

Teilchen mit Energien ≥ 10 MeV, wie sie von Beschleunigern geliefert werden, sind in der Lage, mehrere Detektoren im Sensor zu durchdringen. Damit lassen sich Aussagen über die Schichtdicken der einzelnen Detektoren sowie die Zählraten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel und von der Energie gewinnen. Einen Überblick über die durchgeführten Beschleunigermessungen findet man bei [KWG⁺81].

Im folgenden werden die für diese Arbeit wesentlichen Versuchsbedingungen der Hamburger Protonen-Eichmessungen skizziert; genauere Angaben entnimmt man [Iwe76]. Eine Beschreibung des Hamburger Isochron-Zyklotrons (HAIZY) des I. Instituts für Experimentalphysik findet man bei BORMANN [BLE70].

In **Tabelle 3.1** sind die am Hamburger Isochron-Zyklotron durchgeführten und von IWERS ausgewerteten Messungen zusammengefaßt.

T_0/MeV	T_S/MeV	Streufolie	$\varphi/^\circ$	R/s
13.6	7.4 ± 0.1	C_1	-25, -15, 0, 10, 25	0.007
13.6	11.5 ± 0.1	C_0	-25, -15, 0, 10, 25	0.007
19.0	11.9 ± 0.1	C_1	-25, -20, 0, 25	0.003
13.6	12.6 ± 0.1	Al	-20, 0	0.520
13.6	13.5 ± 0.1	Au	-25, -15, 0, 10, 25	0.830
19.0	16.0 ± 0.1	C_0	-25, -20, 0, 25	0.003
25.0	17.0 ± 0.1	C_1	0, 25	0.002
19.0	17.6 ± 0.1	Al	0	0.240
19.0	18.8 ± 0.1	Au	-25, -20, 0, 25	0.390
25.0	21.1 ± 0.2	C_0	0, 25	0.002
25.0	23.2 ± 0.1	Al	0	0.120
25.0	24.7 ± 0.1	Au	0, 25	0.190

Tabelle 3.1: Am Hamburger Isochron-Zyklotron durchgeführte Messungen.

Die erste Spalte gibt die vom Beschleuniger gelieferte Primärenergie an. Die zweite Spalte bezeichnet die Energie nach Streuung der Teilchen an den Folien gemäß Spalte 3. Al steht für Aluminium, Au für Gold und C_0 (elastische Streuung) beziehungsweise C_1 (inelastische Streuung) für Kohlenstoff. Die vierte Spalte gibt die Winkel φ des einfallenden Strahls zur optischen Achse des Experiments und die fünfte Spalte die Teilchenrate R am Ort des Helios-Experiments Nummer 6 an [Iwe76, S. 50].

Da der Protonenstrahl, den der Hamburger Beschleuniger liefert, eine für das Experiment viel zu hohe Intensität I_0 liefert, wird der primäre Beschleunigerstrahl an dünnen Folien gestreut (siehe **Abbildung 3.3**) und der Anteil gemessen, der die Streufolie senkrecht zum Beschleunigerstrahl verläßt. Dadurch wird die Strahlungsintensität um einen Faktor 10^{11} reduziert, so daß am Ort des Helios-Experiments Nummer 6 etwa 1 Teilchen/s registriert wird (Tabelle 3.1). Aufgrund dieser Stöße mit den Folienatomen verringert sich die Energie der gestreuten Protonen (Tabelle 3.1).

Die Figurenachse des Experiments konnte um einen Winkel φ gegenüber dem Sekundärstrahl verdreht werden. Damit war es möglich, das Verhalten des Experiments bei schrägem Teilcheneinfall zu untersuchen.

3.4 Detektoruntersuchung mit α -Teilchen

Eine genaue Impulshöhenanalyse (siehe Kapitel 2) der Inflight-Daten des Helios Experiments Nummer 6 ergab, daß bis zu 30% der einfallenden Protonen in den Elektronenkanälen registriert werden [Wol89]. Der Vergleich von Simulationsrechnungen mit Protonen und Inflight-Daten kann dieses Überkoppeln nicht erklären, obwohl das Verhalten der Protonen in den Protonenmeßkanälen gut wiedergegeben wird. In dem Modell des Helios-Experiments, das diesen Rechnungen zugrunde liegt, werden ideale Detektoren angenommen. Untersuchungen von Oberflächensperrschichtdetektoren eines anderen Kieler Experiments

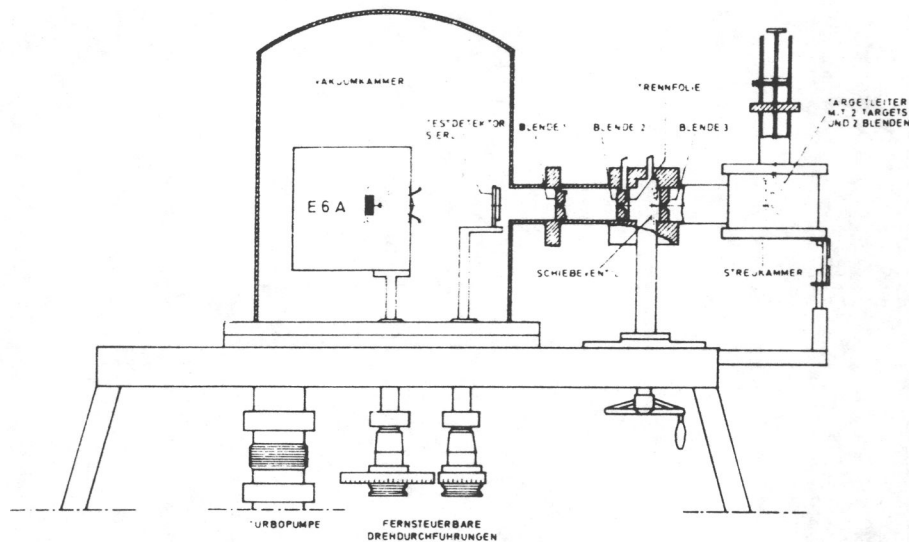


Abbildung 3.3: Vereinfachter Schnitt durch den Meßaufbau. Die Experimentapparatur befand sich während der Messung in einem Vakuumzustand. Die Figurenachse des Experiments konnte um einen Winkel φ gegenüber dem gestreuten Beschleunigerstrahl verdreht werden. Rechts im Bild ist die Streukammer mit dem Target angedeutet. Ein Blendensystem blendet die unter einem Winkel von $90^\circ \pm 1.5^\circ$ gestreuten Teilchen aus [Iwe76, S. 41].

zeigten, daß die Detektoren in den Randbereichen ein nicht ideales Verhalten aufweisen [Hoo89, S. 43]. Besondere Untersuchungen über diesen Bereich liegen bisher nicht vor.

Der Detektor HLD-1 bestimmt die Einordnung der akzeptierten Teilchen in Elektronen- oder Protonenkanäle (siehe Kapitel 2). An Stelle des Originaldetektors wurde ein zu HLD-1 baugleicher Oberflächensperschichtdetektor (SN1201) im Labor des Instituts für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel (IFKKI) mit α -Teilchen auf „Randeffekte“ hin untersucht. Die vom ^{241}Am -Präparat gelieferten α -Teilchen besitzen eine Energie von ca. 5 MeV (vergleiche Abbildung 1.11) und somit eine Reichweite von ungefähr 30 μm in Silizium. Die Dicke des untersuchten Detektors SN1201 beträgt 107 μm (siehe Anhang B.1). Für die experimentelle Untersuchung wurden Messungen bei Einstrahlung von der Vorder- und Rückseite vorgenommen.

3.4.1 Aufbau der Meßapparatur für α -Teilchen

Der mechanische Aufbau der Meßapparatur besteht aus zwei Teilen: einer verschiebbaren Detektorhalterung und dem Präparatsträger; zur Fokussierung der isotrop austretenden α -Teilchen befindet sich in einem Abstand von 13 mm vor dem ^{241}Am -Präparat eine mechanische Blende mit einem Öffnungsdurchmesser von 200 μm . Der Abstand des Blendenkopfes vom Detektor darf eine minimale Distanz nicht unterschreiten, da eine Berührung der Blende mit dem Detektor die aufgedampften Detektorelektroden beschädigen und zu einem Ausfall des Detektors führen kann. Berücksichtigt man den Abstand des Präparats von der Blende, so müssen die α -Teilchen mindestens einen Weg von 14 mm zurücklegen, ehe sie den Detektor erreichen. Da die α -Teilchen möglichst „tief“ in den Detektor eindringen sollen, ihre Reichweite in Luft aber nur 38 mm beträgt [Jan66], müssen die Messungen im Vakuum durchgeführt werden. Eine ausführliche Beschreibung der Vakuumanlage und der benutzten Elektronik findet man bei [Kle91]. Die Position der Blende konnte entlang zweier aufeinander senkrecht stehender Achsen mit Hilfe von je einem Schrittmotor in der Ebene parallel zum Detektor verändert werden. Eine veränderliche Achse wurde so gewählt, daß sie mit einem Radialstrahl zusammenfällt. Entlang dieser Achse kann ein „beliebiger“ Ort auf der Detektoroberfläche mit einer Genauigkeit von 5 μm und entlang der dazu

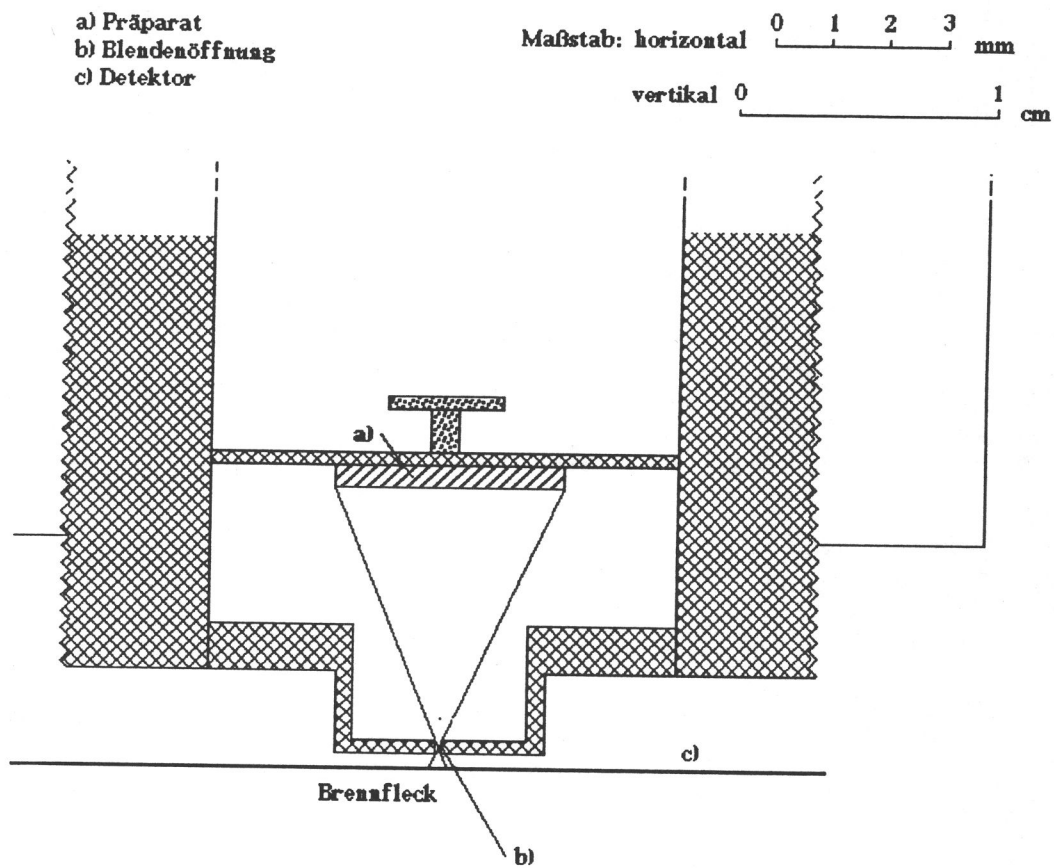


Abbildung 3.4: Mechanischer Aufbau zur Untersuchung des ortsabhängigen Detektorverhaltens mit α -Teilchen einer ^{241}Am -Quelle (Schnitzzeichnung) [Kle91].

senkrechten Achse mit einer Genauigkeit von $20\text{ }\mu\text{m}$ angefahren werden.

Mit diesem Meßaufbau war es aber nicht möglich,

1. den Mittelpunkt des Detektors zu bestimmen und somit die Position genau zu bestimmen,
2. den Abstand der Blende vom Detektor direkt zu vermessen (dieser läßt sich nur abschätzen) und somit
3. die Radien der Brennflecke zu ermitteln.

Diese für die Modellentwicklung eines Halbleiterdetektors wesentlichen Parameter lassen sich mit Hilfe der ortsabhängigen Energieverlustspektren ermitteln (siehe Kapitels 5.1).

3.4.2 Ergebnisse der Messungen mit α -Teilchen

Die Spektren wurden von Vorder- und Rückseite in je einer Meßreihe aufgenommen, in denen der Meßpunkt um $50\text{ }\mu\text{m}$ längs des Detektorradius verschoben wurde. **Abbildung 3.5** zeigt einen Schnitt durch den Detektor SN1201. Der aus einer fotografischen Vergrößerung ermittelte Durchmesser (innerhalb der Klebeschichten, siehe Abbildungen B.1 und B.2 im Anhang B.1) beträgt auf der Vorderseite $D_{Au} = 1140\text{ }\mu\text{m}$ und auf der Rückseite $D_{Al} = 1220\text{ }\mu\text{m}$.

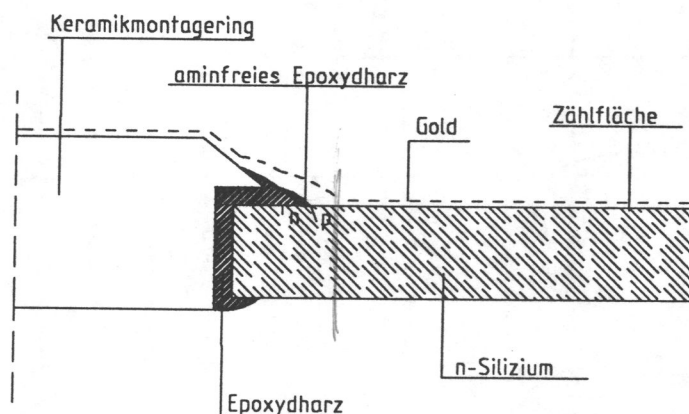


Abbildung 3.5: Querschnitt durch den Oberflächensperrschicht-Detektor SN1201.

Im Punkt P1 in **Abbildung 3.5**, wird die in **Abbildung 3.6.A** gezeigte Energieverlustverteilung gemessen, die mit dem erwarteten α -Spektrum (**Abbildung 1.11**) im Rahmen der Energieauflösung des Detektors übereinstimmt.

Bei Einstrahlung von der Vorderseite ändert sich die Form der Energieverlustverteilung im vorgegebenen Bereich D_{Au} kaum. Auf dieser Seite beobachtet man an den Rändern dieses Bereichs einen steilen Anstieg der Epoxydharzschicht (Messungen unter einem Mikroskop ergaben einen Anstieg von ca. $200\text{ }\mu\text{m}$ auf wenigen $10\text{ }\mu\text{m}$). Da die Reichweite der α -Teilchen in Epoxydharz ungefähr $35\text{ }\mu\text{m}$ beträgt [Sta78], stellt die Klebekante eine scharfe Begrenzung für die α -Teilchen dar.

Dagegen zeigen die Energieverlustverteilungen bei Einstrahlung von der Rückseite in den Randbereichen eine starke Ortsabhängigkeit. Im Anhang B sind sämtliche aufgenommenen α -Spektren zusammengefaßt. **Abbildung 3.6.B** zeigt ein α -Energiespektrum, das typisch für die Änderung der Verteilungen in Abhängigkeit vom Ort ist. Neben dem erwarteten Maximum der α -Energieverlustverteilung bei $\varepsilon_\alpha = 5.4\text{ MeV}$ bildet sich ein zweites Maximum bei ungefähr $2.5\text{ MeV} \approx \frac{1}{2}\varepsilon_\alpha$ aus. Diesem Spektrum entnimmt man folglich, daß es einen konzentrischen Randbereich gibt, in dem nur ungefähr die Hälfte der Energie der einfallenden α -Teilchen registriert wird. Da es nicht direkt möglich ist, jedem Spektrum

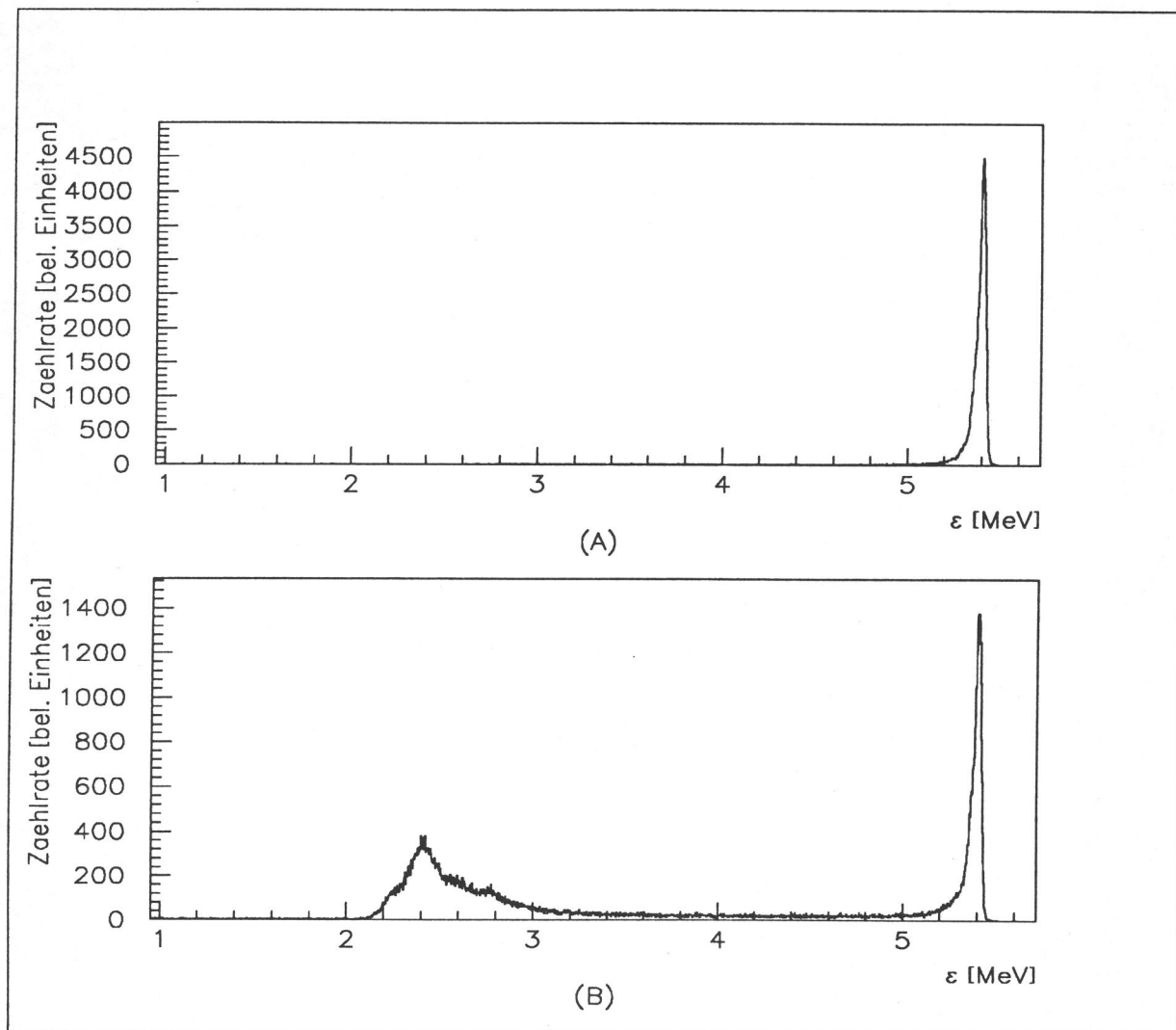


Abbildung 3.6: Energieverlustverteilungen in Detektor SN1201 bei Beschuß der Detektorrückseite mit ^{241}Am - α -Teilchen im (A) inneren und (B) Randbereich des Detektors.

einen Ort auf dem Detektor zuzuordnen, kann erst eine ausführliche Analyse der vermessenen Spektren die Vermutung stützen, daß die bei einem idealen Detektor passiven Randzonen bei einem realen Detektor einen Einfluß auf die Energieverlustverteilungen haben [Peh88]. Die darauf aufbauenden weitergehenden Untersuchungen mittels Monte-Carlo-Rechnungen sind in Abschnitt 5.1 durchgeführt.

Kapitel 4

Simulation des Helios-Experiments

Nummer 6

Zum Verständnis der Meßdaten, die ein Weltraumexperiment liefert, gehört ein möglichst vollständiges Wissen um das Verhalten des Experiments bei allen in Betracht kommenden Teilchenarten und Teilchenenergien. Dazu wurden vor dem Start der Helios-Sonden, wie im vorigen Kapitel beschrieben, Eichmessungen mit unterschiedlichen Teilchen durchgeführt. Zur weiteren Beschreibung ist ein mathematisches Modell (Rechnersimulation) des Experiments geeignet, das aus der Erfahrung des realen Experimentverhaltens resultiert. Dem Begriff der Simulation wird dabei die Definition von BRONSTEIN und SEMENDJAJEW [BS84, S. 201] zugrundegelegt: „Simulation ist ein Verfahren zur Durchführung von Experimenten auf einem Digitalrechner unter Benutzung mathematischer Modelle mit dem Ziel, Aussagen über das Verhalten des realen Systems zu gewinnen.“

Ein solches mathematisches Modell wird im GEANT3-Programmpaket (*Generation and Tracking of Particles*) zur Verfügung gestellt. Es ist zum Entwurf und zur Optimierung von Detektorsystemen am CERN (*Conseil Européene pour la Recherche Nucléaire, Genf*) [BBM⁺87] entwickelt worden und stellt Programmodule zur Verfügung, mit denen in geeigneter Weise der geometrische Aufbau und die Materialbelegung eines Experiments sowie die wesentlichen physikalischen Prozesse im Modell beschrieben werden können. Anhand des Programmablaufs, **Tabelle 4.1**, wird die Simulation des Helios-Experiments Nummer 6 skizziert. Durch das reale Experiment, die Versuchsbedingungen und die Physik der Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie sind folgende Punkte bereits von vornherein festgelegt:

1. Die reale Apparatur bestimmt den geometrischen Aufbau und dessen Materiebelegung im Programm (Abschnitt 4.1).
2. Durch die Versuchsbedingungen, wie sie zum Beispiel bei den Hamburger Eichmessungen vorlagen, werden die Art der Teilchen und deren Startkinematik festgelegt.
3. Die Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie werden durch die zugehörigen Wirkungsquerschnitte beschrieben (siehe Kapitel 1).
4. Die Energieverluste, die die Teilchen in den Detektoren erleiden, werden „gemessen“ und „elektronisch“ ausgewertet (Abschnitt 4.3).

Die Bahnen der einzelnen Teilchen werden mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode generiert; diese Methode wird in Abschnitt 4.2 skizziert.

Um die Rechenzeit im vertretbaren Rahmen zu halten, werden im GEANT3-Programm die im Abschnitt 4.4 aufgeführten Näherungen verwendet. Eine genaue Programmbeschreibung findet man bei [BBM⁺87].

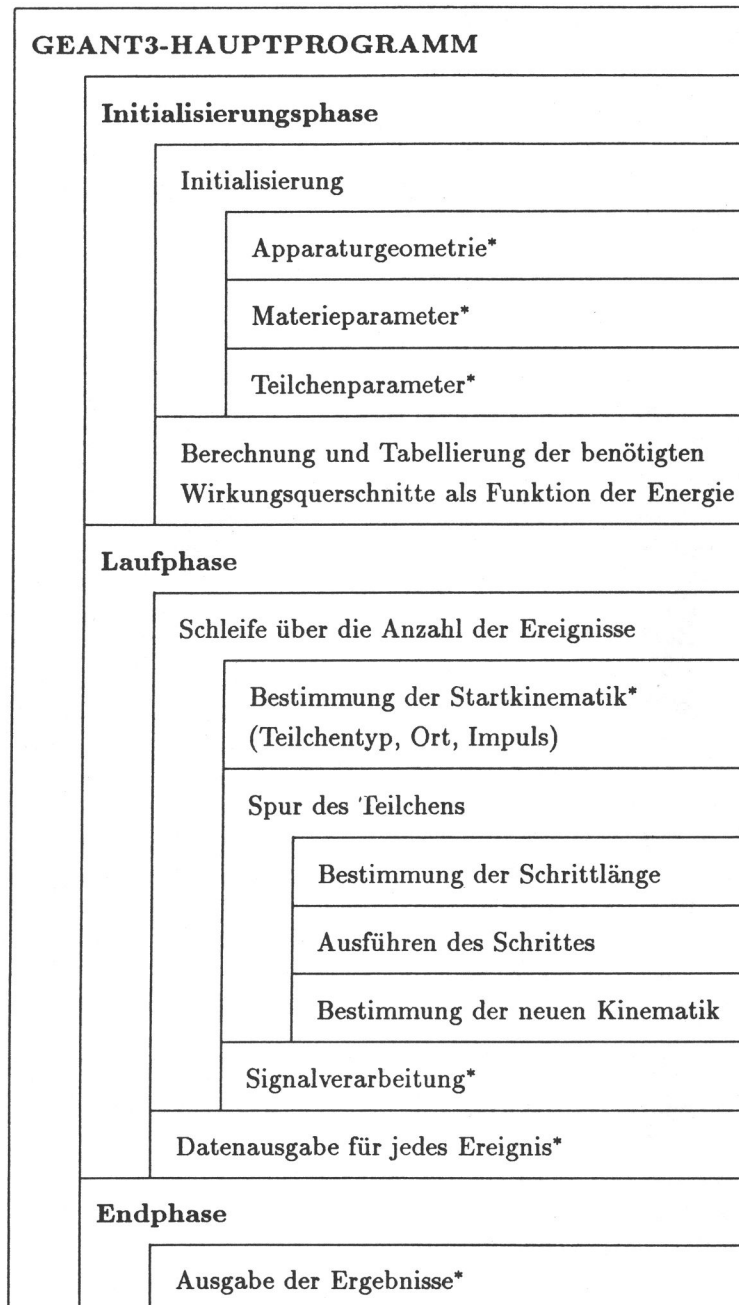


Tabelle 4.1: Systematischer Aufbau des GEANT3-Programms. An den mit * gekennzeichneten Stellen kann bzw. muß der Benutzer eingreifen.

4.1 Apparaturgeometrie

Die Apparatur des Helios-Experiments Nummer 6 und deren Aufbau im Modell zeigen die **Abbildungen 4.1 und 4.2** (siehe auch Faltblatt am Ende der Arbeit).

Neben den fünf Halbleiterdetektoren, dem ČERENKOV-Detektor und der Antikoinzidenz enthält die „Modellapparatur“ auch passive Volumina, von denen angenommen wird, daß sie die Meßergebnisse wesentlich beeinflussen. Darunter fallen zum Beispiel die Halterungen und Fassungen der Detektoren, die Folien aus Suprasil und Nickel und der Kollimator. Geometrische Feinheiten und für die Simulation nicht benötigte Teile bleiben unberücksichtigt (Photomultiplier, das Experiment umgebende Materie). Die Materialbelegung der Apparatur entnimmt man der **Tabelle 4.2**.

Nummer	Material	$\bar{A}$	$\bar{Z}$	$\rho/(g/cm^3)$
1	Delrin	11.000	5.000	1.370
2	Szintillator	11.157	5.612	1.032
3	Pyrex	20.719	10.307	2.230
4	Saphir	21.812	10.646	4.020
5	Suprasil	21.649	10.805	2.250
6	Aluminium	26.980	13.000	2.700
7	Silizium	28.090	14.000	2.330
8	Nickel	58.700	28.000	8.900
9	Messing	64.089	29.300	8.560

Tabelle 4.2: Materialbelegung des Kieler Helios-Experiments (bezogen auf Abbildung 4.2) und die dazugehörigen Materialparameter. $\bar{A}$ [$\bar{Z}$] bezeichnet das [die] mittlere Atomgewicht [Ladungszahl] und ρ die Dichte des Absorbermaterials.

4.2 Spurerzeugung eines Teilchens

Die Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie sind statistische Prozesse. Wenn ein Teilchen das Experiment durchsetzt, so sind seine Bahn und die Wechselwirkungen, die es erleidet, nicht vorhersagbar. Zur Simulation solcher statistischer Reaktionen werden Verfahren benutzt, die neben den physikalischen Grundlagen die Zufälligkeit der Reaktionen berücksichtigen. Um einzelne Teilchenbahnen zu erzeugen und die Wechselwirkungen der Teilchen mit der durchquerten Materie zu beschreiben, werden im GEANT3-Programm Zufallszahlen verwendet. Solche Verfahren werden unter dem Begriff Monte-Carlo-Verfahren zusammengefaßt.

Um das Prinzip der Monte-Carlo-Methode zu erläutern, betrachte man ein GALTON-Brett, wie es in **Abbildung 4.3** dargestellt ist. Läßt man eine Kugel durch die Röhre auf den ersten Nagel fallen, so wird diese mit einer Wahrscheinlichkeit p nach rechts und mit einer Wahrscheinlichkeit $q = 1 - p$ nach links abgelenkt. Im nächsten Moment trifft sie auf einen Nagel der folgenden Reihe und wird dort wieder abgelenkt. Dies wiederholt sich solange, bis die Kugel in einen der unteren Kästen fällt (siehe Abbildung 4.3). Betrachtet man eine große Anzahl von Kugeln, dann ist deren Zahl in den unteren Kästen binomial verteilt.

Eine Simulation dieses Beispiels mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode ist wie folgt möglich:

1. Man spielt eine auf dem Intervall $(0,1)$ gleichverteilte Zufallsvariable R aus.
2. Ist $R \leq p$, dann wird die Kugel nach rechts abgelenkt, sonst nach links.

Dies wird so lange durchgeführt, bis alle Nagelreihen durchquert sind. Das Kästchen, in das das Teilchen fällt, ergibt sich aus der Differenz der Rechts- und der Linksablenkungen.

Geht man dazu über, Teilchen zu betrachten, die eine Materieschicht durchqueren und nur auf eine Weise mit den Materieatomen wechselwirken können, dann kann man jeden Nagel des GALTON-Bretts mit

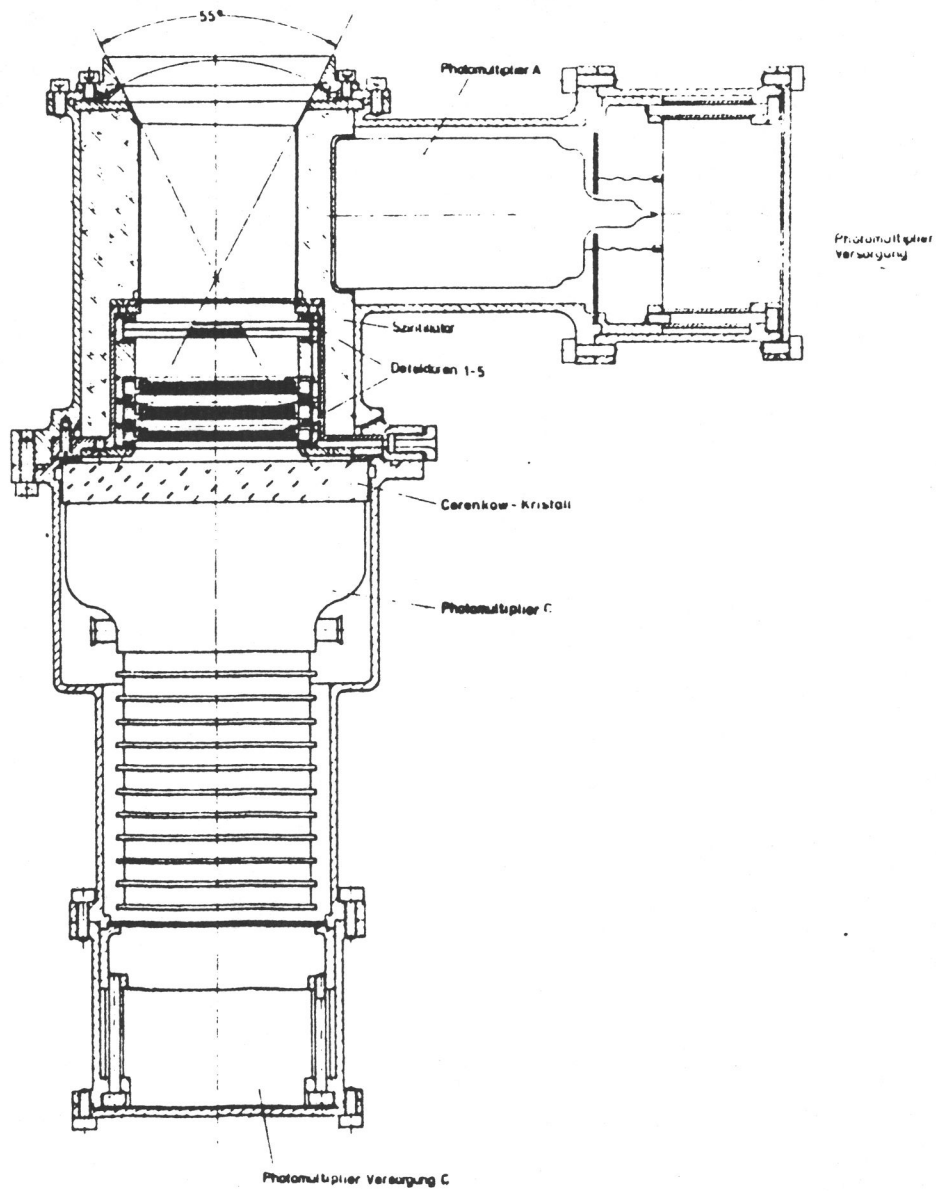


Abbildung 4.1: Schnittzeichnung durch das Detektor-Teleskop des Kieler Helios-Experiments [KWG⁺81, S. 20].

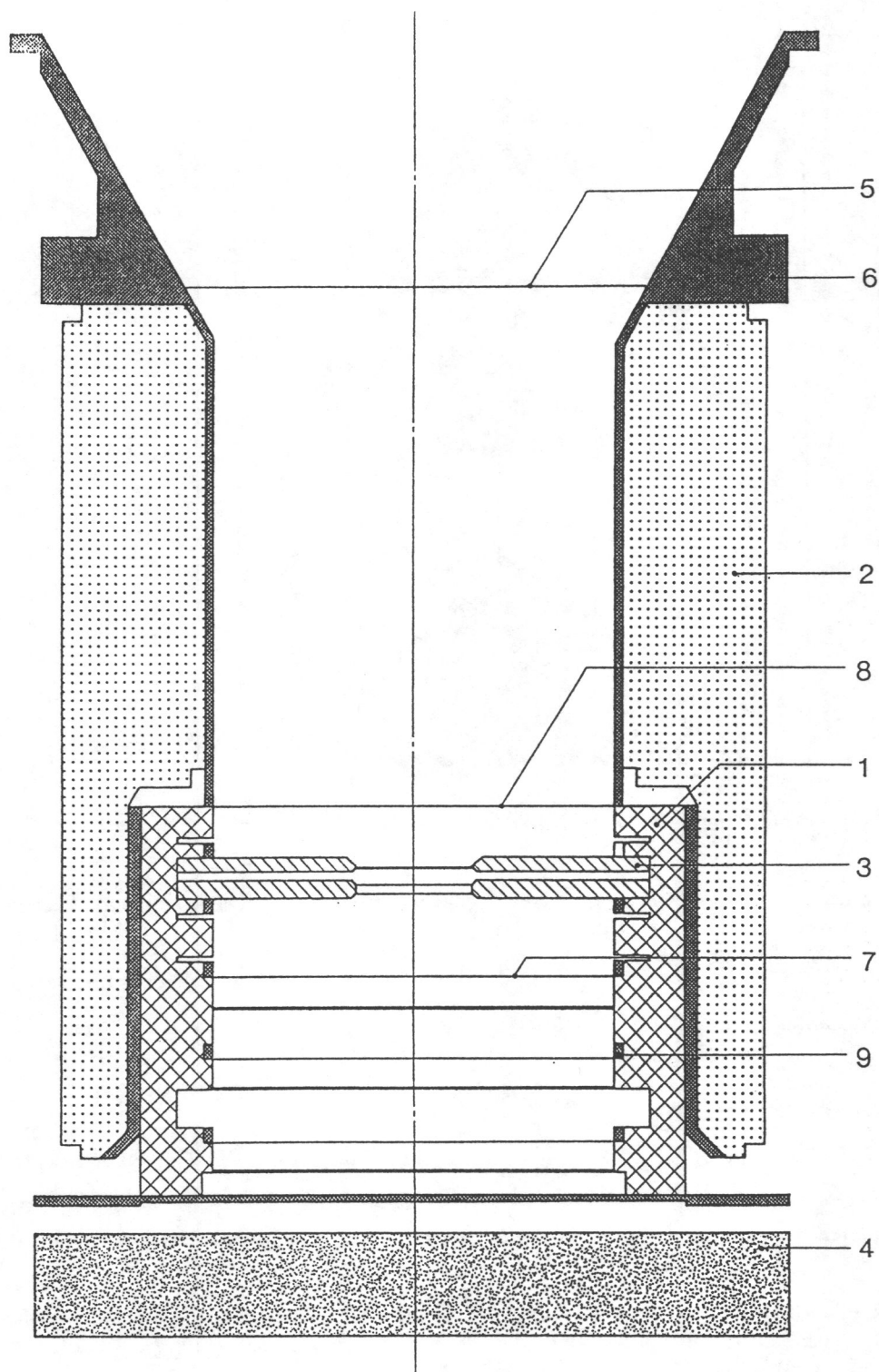


Abbildung 4.2: Schnittzeichnung durch das Detektor-Teleskop des Kieler Helios-Experiments in der Simulation (Materialbelegung siehe Tabelle 4.2).

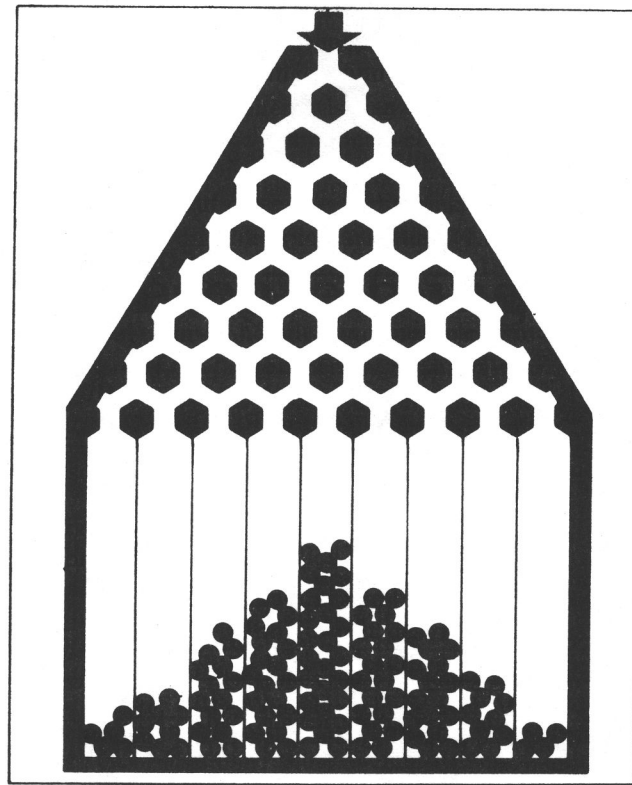


Abbildung 4.3: GALTON-Brett [Mey87, Bd. 7, S. 341].

dem Wirkungsquerschnitt σ und die Teilchen mit den Kugeln identifizieren. Da jedes einzelne Teilchen zufällig einfällt, sind

1. die Strecke x , die es zurücklegt, ohne eine Wechselwirkung in der Materie zu erleiden, und
2. die eintretende Wechselwirkung des Teilchens mit der Materie

nicht vorhersagbar.

Im Programm wird dies wie folgt realisiert:

1. Mit Hilfe einer Zufallszahl wird die Strecke x ausgespielt, innerhalb der das Teilchen einer Reaktion unterliegt.
2. Mittels Zufallszahlen wird ebenso die Kinematik des Teilchens nach Ausführen der Wechselwirkung generiert.

Das Problem, Zufallszahlen für einen Prozeß geeignet zu bestimmen, wird durch die Physik der Wechselwirkung determiniert. Mathematisch formuliert stellt das Ergebnis einer Wechselwirkung eine Zufallsvariable X und die Physik des Prozesses die Wahrscheinlichkeitsdichte $f(X)$ dar.

Die Schwierigkeit besteht nun darin, solche Zufallszahlen mit Hilfe eines Rechners zu erzeugen. In Digitalrechnern werden im allgemeinen nur gleichverteilte Zufallszahlen im Intervall $(0,1)$ zur Verfügung gestellt. Zum Beispiel lassen sich gleichverteilte Zufallszahlen x_i von einer Zahl x_0 ausgehend mit Hilfe geeignet gewählter Zahlen a und m nach der Rekursionsformel

$$x_i = a x_{i-1} \bmod m$$

berechnen, wobei für x_i der kleinste nicht-negative Rest zu nehmen ist.

Zur Notation der folgenden Ausführungen siehe CHUNG [Chu78], EADIE [EDJ⁺71] und JAMES [Jam80]. Zufallsvariablen (Zufallszahlen) X , die einer bekannten Dichtefunktion $f(X)$ genügen sollen, können mit Hilfe gleichverteilter Zufallszahlen nach folgender Methode gewonnen werden (Inversionsmethode): Die zur Dichtefunktion $f(X)$ gehörige Verteilungsfunktion $F(X)$ ist wie folgt definiert:

$$F(X) = \int_{-\infty}^X f(v) dv \quad \text{mit Normierung} \quad \int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv = 1. \quad (4.1)$$

Der Wertebereich der Verteilungsfunktion $F(X)$ umfaßt also das Intervall $(0, 1)$; aus der Definition folgt, daß $F(X)$ eine monoton wachsende und somit invertierbare Abbildung ist.

Spielt man auf dem Intervall $(0, 1)$ eine gleichverteilte Zufallsvariable R aus, dann erhält man mit $R = F(X)$ eine Zufallsvariable X_R , die der Verteilungsfunktion $F(X)$ und wegen

$$f(X) = \frac{dF(X)}{dX} \quad (4.2)$$

auch der Dichtefunktion $f(X)$ genügt:

$$X_R = F^{-1}(R). \quad (4.3)$$

Die Anwendung dieser Methode im GEANT3-Programm ist [BBM⁺87] zu entnehmen.

4.3 Modellierung der Analog-Digital-Wandlung

Die Signalverarbeitung wurde bereits im dritten Kapitel skizziert. Gemäß Abbildung 3.2 läßt sich jedem Energieverlust ε im Detektor HLD- i eine Pulshöhennummer (Impulshöhe) n zuordnen. In erster Näherung ist dieser Zusammenhang logarithmisch (logarithmische Konversionsgeraden, siehe Abschnitt 3.3). Mit den zum i -ten Detektor gehörigen elektronikspezifischen Konstanten A_i und B_i ergibt sich:

$$n = A_i + B_i \log(\varepsilon) \quad \text{für } i = 1, 2, \dots \quad (4.4)$$

Aus den Konversionsgeraden (Abbildung A.1 bis A.3, gültig für die Hamburger Eichmessungen, und Abbildung A.4 bis Abbildung A.8, gültig für die Inflight-Daten¹) für die Detektoren HLD-1 bis HLD-3 beziehungsweise HLD-1 bis HLD-5 wurden die Konstanten A_i und B_i sowie deren Ungenauigkeiten ΔA_i und ΔB_i graphisch bestimmt; die Werte sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Aufgrund der Abweichungen lassen sich die Kanalnummer n und letztendlich der Energieverlust ε eines Teilchens nicht genau angeben. Es gilt:

$$\Delta n = \Delta A_i + \log(\varepsilon) \Delta B_i. \quad (4.5)$$

In einem digitalisierten Kanal werden alle Energieverluste ε aus einem Intervall (E_1, E_2) gesammelt. Deshalb ist der Energieverlust nur bis auf die zugehörige Kanalbreite $E_2 - E_1$ ($\Delta n = 1$) genau bestimmbar. Insgesamt erhält man für den relativen Fehler der Energieverlustbestimmung:

$$\boxed{\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\ln 10}{B_i} \sqrt{(\Delta n)^2 + 1}}. \quad (4.6)$$

4.4 Näherungen im GEANT3-Programm

Damit es möglich ist, eine große Anzahl von Teilchen in angemessener Rechenzeit auszuspielen, werden im GEANT3-Programm folgende Näherungen benutzt:

¹Technisch bedingt war es notwendig, die Konversionsgeraden vor dem Start der HELIOS Sonde neu zu eichen [Iwe76].

Detektor	A	ΔA	B	ΔB	$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$
Eichmessungen					
HLD-1	79.8	≈ 1.5	68.2	≈ 1.4	$\leq 6.4 \%$
HLD-2	36.2	≈ 0.9	67.1	≈ 1.3	$\leq 4.5 \%$
HLD-3	17.5	≈ 0.8	68.0	≈ 1.8	$\leq 5.4 \%$
Inflight Daten					
HLD-1	74.9	≈ 0.1	64.7	≈ 0.3	$\leq 3.6 \%$
HLD-2	33.0	≈ 0.3	66.3	≈ 0.4	$\leq 4.0 \%$
HLD-3	14.6	≈ 0.4	66.4	≈ 0.4	$\leq 4.0 \%$
HLD-4	15.0	≈ 0.4	65.4	≈ 0.4	$\leq 4.0 \%$
HLD-5	14.3	≈ 0.2	65.5	≈ 0.2	$\leq 3.7 \%$

Tabelle 4.3: Die in der Simulation verwendeten elektronispezifischen Konstanten A_i (Abszissenabschnitt) und B_i (Steigung) mit ihren Abweichungen ΔA_i und ΔB_i , wie sie bei den Hamburger Eichmessungen beziehungsweise während der Inflight Daten benutzt werden. Die rechte Spalte enthält eine Abschätzung der nach Gleichung 4.6 resultierenden Ungenauigkeiten.

1. Für jedes Material wird der Wirkungsquerschnitt für einige Energien, die so gewählt werden, daß sie den Meßbereich des Instruments überstreichen, berechnet und tabelliert. Die mit diesen Wirkungsquerschnitten berechneten Energieverluste weisen Abweichungen von einigen Prozent gegenüber den experimentell ermittelten Energieverlusten auf [BBM⁺87, PHYS-430].
2. Die Wirkungsquerschnitte für Energien zwischen den explizit berechneten Werten werden linear interpoliert.
3. Die Schrittzahl im Monte-Carlo-Verfahren ist von den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Prozesse abhängig. Die Schrittlänge X_R ist proportional zu $1/\sigma$; die Anzahl der Schritte um eine Strecke x zurückzulegen, ist also proportional zu σ . Da die Rechenzeit mit der Schrittzahl, also mit dem Wirkungsquerschnitt σ , wächst, werden Prozesse mit großen Wirkungsquerschnitten als kontinuierlich angenommen. Dieses soll an einem Beispiel erläutert werden: Der Wirkungsquerschnitt σ , der die Erzeugung niederenergetischer Elektronen durch Ionisation beschreibt, ist relativ groß (siehe Gleichung (1.6) in Kapitel 1). Deshalb wird die Länge x_L jedes einzelnen Schritts *ohne* Berücksichtigung der Entstehung von Elektronen unterhalb einer vorgegebenen Energie berechnet und entsprechend der Schrittlänge x_L der Energieverlust durch Ionisation gemäß der VAVILOV-Verteilung (siehe Abschnitt 1.2.1) ausgespielt. Explizit möglich ist die Berücksichtigung hochenergetischer Elektronen (δ -rays und Knock-on-Elektronen).

Kapitel 5

Auswertung

Im vorherigen Kapitel wurden das geometrische Modell des Helios-Experiments Nummer 6 in der GEANT-Simulation und das Berechnungsverfahren, die Monte-Carlo-Methode, skizziert. Vergleicht man die Ergebnisse, die diese idealisierte geometrische Modellierung unter Weltraumbedingungen liefert, mit Inflight-Daten, so wird damit nicht die große Anzahl der in die Elektronenkanäle überkoppelnden Protonen erklärt (siehe Abschnitt 0.2). Ein solches unerwartetes Meßverhalten wurde bei den durchgeführten Test- und Eichmessungen nicht beobachtet [Iwe76].

Der Halbleiterdetektor HLD-1 bestimmt die Unterscheidung der Protonen von den Elektronen (siehe Kapitel 2). Da das Helios Experiment Nummer 6 nicht rückholbar ist, wurde ein zu HLD-1 baugleicher Detektor (SN1201) im Labor des IFKKI untersucht (siehe Abschnitt 3.4). Die Auswertung der dabei gewonnenen Meßergebnisse (Abschnitt 5.1) dient dazu, das Modell des HLD-1 zu modifizieren (Abschnitt 5.1.5).

Eine genaue Impulshöhenanalyse (siehe Kapitel 2) ergibt, daß auch der Oberflächensperrschichtdetektor HLD-2 ein nicht-ideales Verhalten zeigt, so daß auch für HLD-2 eine geeignete Modellierung des Ansprechverhaltens entwickelt werden muß (Abschnitt 5.1.6). Für die wesentlich größeren Detektoren HLD-3 bis HLD-5 ist der mögliche Randbereich vernachlässigbar; im Gegensatz zu den 20% Randbereich bei den Detektoren HLD-1 und HLD-2 liefern geometrische Abschätzungen einen Randbereich bei den Detektoren HLD-3 bis HLD-5 von ca. 3% der aktiven Fläche.

Inwieweit das so modifizierte geometrische Modell des Helios-Experiments Nummer 6 das reale Sensorverhalten wiedergeben kann, läßt sich durch einen Vergleich der Ergebnisse von Simulationsrechnungen mit denen von Eichmessungen feststellen. Dieser soll exemplarisch anhand der Ergebnisse einiger Messungen am Hamburger Isochron-Zyklotron, wie sie im Abschnitt 3.3 beschrieben sind, vorgeführt werden (Abschnitt 5.2).

5.1 Auswertung der α -Messungen

Die Beschreibung der am IFKKI von FLEISSNER und JAKOBS [FJ91] durchgeführten Messungen ist Gegenstand des Kapitels 3.4. Wie dort bereits erwähnt, war es bei den Messungen nicht möglich, die Höhe der Blende über dem Detektor und somit den Radius des α -Flecks sowie dessen genauen Ort auf dem Detektor zu bestimmen (siehe Abbildung 3.4). Dieses ermöglicht erst die im Abschnitt 5.1.2 vorgestellte Analyse der Meßdaten. Zuvor sollen einige Begriffe, die für das Verständnis der Analyse notwendig sind, definiert werden.

5.1.1 Effektivität und Randzonen

Betrachtet man einen Halbleiterdetektor, so besteht dieser im Prinzip aus einem aktiven und einem passiven Bereich (siehe Abbildung 5.1.A). Bei einem idealen Detektor werden beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch den aktiven Bereich alle erzeugten freien Ladungsträger mit Hilfe des angelegten elektrischen Feldes (Feldstärke ca. 2000 V/cm) zu den entsprechenden Elektroden transportiert und dort gesammelt. Im aktiven Bereich eines Detektors herrscht ein homogenes Feld. Der so gemessene

Ladungsimpuls ist proportional zum Energieverlust ε des Teilchens im Detektor (siehe Kapitel 1). Durchquert dagegen ein geladenes Teilchen den passiven Bereich, so werden zwar freie Ladungsträger erzeugt, aber nicht gesammelt, so daß kein Ladungsimpuls registriert wird.

Definiert man die *Effektivität* λ als das Verhältnis vom registrierten Energieverlust ε zum tatsächlichen Energieverlust ε_0 :

$$\lambda = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}, \quad (5.1)$$

so ergibt sich für einen idealen zylindersymmetrischen Detektor nur eine radiale Abhängigkeit von λ , wie sie in Abbildung 5.1.B dargestellt ist. Die Effektivität des Detektors beträgt innerhalb der zylindersymmetrischen aktiven Fläche 1 und außerhalb 0.

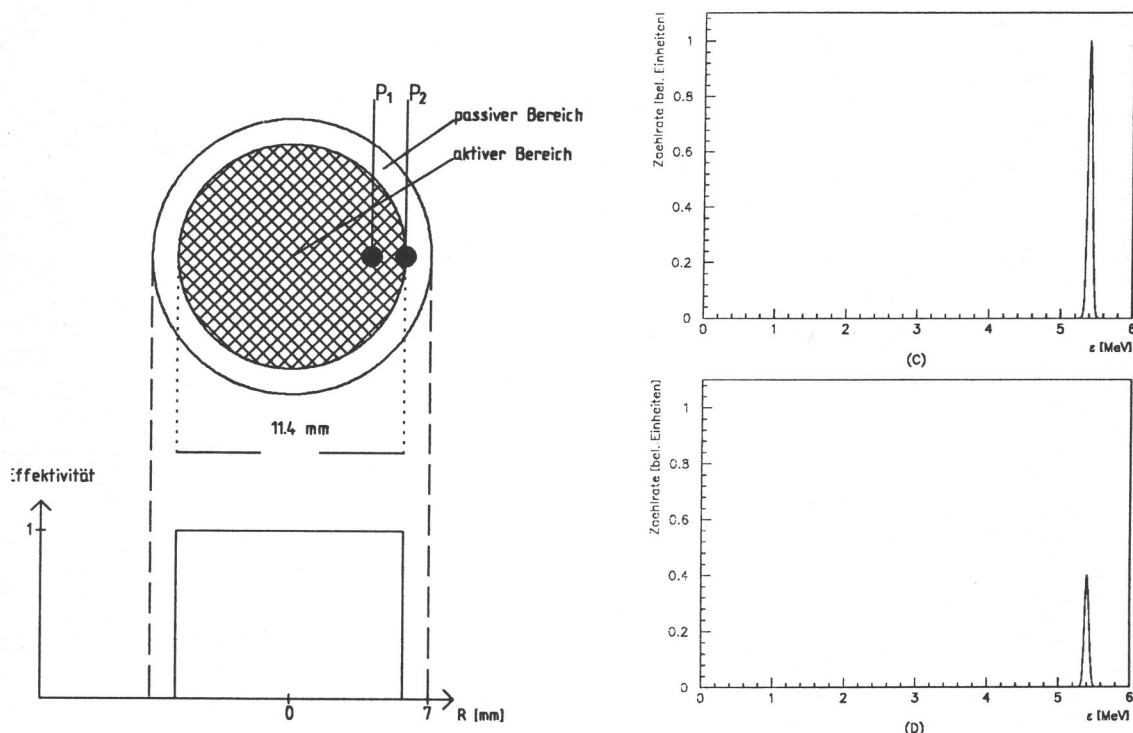


Abbildung 5.1: Effektivitätsverlauf in einem idealen Detektor (Maße entsprechen denen des Detektors SN1201). Links: (A) Aufsicht auf den Detektor mit aktivem Bereich (schraffiert), (B) zugehöriger radialer Effektivitätsverlauf, rechts: zugehörige Energieverlustverteilung bei Bestrahlung im (C) aktiven (entsprechend P_1) und (D) teilweise aktiven und teilweise passiven Bereich (entsprechend P_2).

Setzt man den Detektor einem senkrecht einfallenden Teilchenensemble aus, zum Beispiel α -Teilchen einer ^{241}Am -Quelle, so beobachtet man die in Abbildung 5.1.C dargestellte Energieverlustverteilung, falls die Teilchen ausschließlich in den aktiven Bereich des Detektors einfallen. Wird neben der aktiven Zone auch der äußere passive Rand bestrahlt, so nimmt zwar die Zählrate Z ab, aber die Form der Energieverlustverteilung ändert sich kaum (Abbildung 5.1.D). Ist Z_0 die im aktiven, homogenen Bereich ermittelte Zählrate, so ergibt sich die Zählrate $Z(R)$ im Abstand R vom Detektormittelpunkt aus dem Flächenverhältnis der bestrahlten aktiven Fläche F_{aktiv} zur gesamt bestrahlten Fläche F :

$$\frac{Z(R)}{Z_0} = \frac{F_{\text{aktiv}}}{F}. \quad (5.2)$$

Bei einem realen Detektor bildet sich zwischen dem aktiven und dem passiven Bereich eine *Randzone* aus. Dabei soll im folgenden unter einer Randzone ein Bereich verstanden werden, in dem nur ein Teil des Gesamtenergieverlusts nachgewiesen wird.

Dieses kann zum Beispiel dadurch geschehen, daß die Feldstärken im Detektor nicht mehr ausreichen, alle gebildeten freien Ladungsträger zu den Sammelelektroden zu transportieren. Letzteres bedeutet, daß die Effektivität der Ladungssammlung vom Eintrittspunkt auf der Detektoroberfläche des einfallenden Teilchens abhängt. Die Effektivität λ ist für einen realen Detektor eine Funktion des Orts $\vec{R}$. Sei $\varepsilon(\vec{R})$ [$\varepsilon(\vec{0})$] der gemessene Energieverlust am Orte $\vec{R}$ [im Detektormittelpunkt $\vec{0}$], so gilt:

$$\lambda(\vec{R}) = \frac{\varepsilon(\vec{R})}{\varepsilon(\vec{0})}. \quad (5.3)$$

5.1.2 Analyse der α -Messungen (Vorderseite)

Der mechanische Aufbau der Meßapparatur ermöglichte es, die Messungen so durchzuführen, daß die Blende in einer Richtung entlang eines Radiusstrahls und in der anderen Richtung senkrecht dazu bewegt werden konnte (siehe Abbildung 3.4 in Abschnitt 3.4.1). Dabei war es nicht direkt möglich, den Abstand des Blendenmittelpunkts vom Detektormittelpunkt und die Höhe des Blendenkopfs über dem Detektor zu bestimmen. Entsprechend der zylindersymmetrischen Geometrie des Detektors SN1201 wird eine ausschließlich radiale Abhängigkeit des Ansprechvermögens angenommen. Da es möglich war, die Blende entlang eines Radialstrahls zu bewegen, ist es sinnvoll, ein (kartesisches) Koordinatensystem so zu wählen, daß dessen X-Achse mit dem Radialstrahl und der Koordinatenursprung mit dem Detektormittelpunkt zusammenfällt. Somit hängt das Ansprechvermögen und damit die Effektivität nur von der X-Koordinate im (Detektor-) Koordinatensystems ab. Da es nicht möglich war, den Abstand der einzelnen Meßpunkte vom Koordinatenursprung zu bestimmen, wurde ein (Meß-) Koordinatensystem so gewählt, daß der innerste Meßpunkt M_0 mit dem Ursprung dieses Koordinatensystems und die zugehörige X-Achse mit dem Radialstrahl zusammenfällt. Der gesuchte Abstand R_i eines weiteren Meßpunkts M_i vom Detektormittelpunkt ergibt sich aus dem bekannten Abstand X_i des Meßpunkts M_i vom Meßpunkt M_0 und dem unbekannten Abstand m des Meßpunkts M_0 vom Detektormittelpunkt nach folgender Beziehung:

$$R_i = X_i + m. \quad (5.4)$$

Bei Bestrahlung des Detektors SN1201 von der Vorderseite mit α -Teilchen ändert sich in Abhängigkeit vom Abstand X_i die Form der Energieverlustverteilung kaum, während die Zählrate mit zunehmendem X_i abnimmt (siehe Kapitel 3.4). In **Tabelle 5.1** sind die gewonnenen Meßwerte zusammengefaßt. In **Abbildung 5.2** ist der Verlauf der auf die maximale Zählrate C_{max} (pro Zeitintervall) normierten Zählraten C/C_{max} aufgetragen (siehe auch Spalte 4 der Tabelle 5.1). Die Ungenauigkeit $\Delta\left(\frac{C}{C_{max}}\right)$ (Spalte 6 der Tabelle 5.1) ergibt sich zum einen aus der Poisson-Statistik und zum anderen mittels Fehlerfortpflanzung aus der Meßungenauigkeit ΔX des Abstandes (siehe Abschnitt 3.4.1):

$$\begin{aligned} \Delta\left(\frac{C}{C_{max}}\right) &= \left[\frac{1}{\sqrt{Z(X_i)}} + \frac{1}{\sqrt{Z(X_0)}} \right] \cdot \frac{C}{C_{max}} \\ &+ \left| \frac{\partial\left(\frac{C}{C_{max}}\right)}{\partial X} \right|_{X_i} \Delta X + \left| \frac{\partial\left(\frac{C}{C_{max}}\right)}{\partial X} \right|_{X_0} \Delta X; \end{aligned} \quad (5.5)$$

Letzteres läßt sich aus den Meßwerten $C = C(X_i)$ numerisch berechnen [SSL87]. Da sich die Energieverlustverteilungen in Abhängigkeit vom Abstand X zum innersten Meßpunkt X_0 kaum ändern, kann man den Effektivitätsverlauf durch eine Sprungfunktion wie bei einem idealen Detektor beschreiben. Um die in Abbildung 5.2 dargestellte Abhängigkeit der „normierten“ Zählrate C/C_{max} vom Meßort X verstehen zu können, betrachte man einen ausgedehnten Strahl — bei den Messungen ist dieses der α -Fleck auf dem Detektor (**Abbildung 5.3**) —, der entlang eines Radiusvektors verschoben werden kann.

Solange der α -Fleck sich nur über der aktiven Schicht befindet, werden im Idealfall alle Teilchenereignisse gezählt; das heißt, daß unabhängig vom Meßort die gleiche Anzahl von Ereignissen pro Zeitintervall

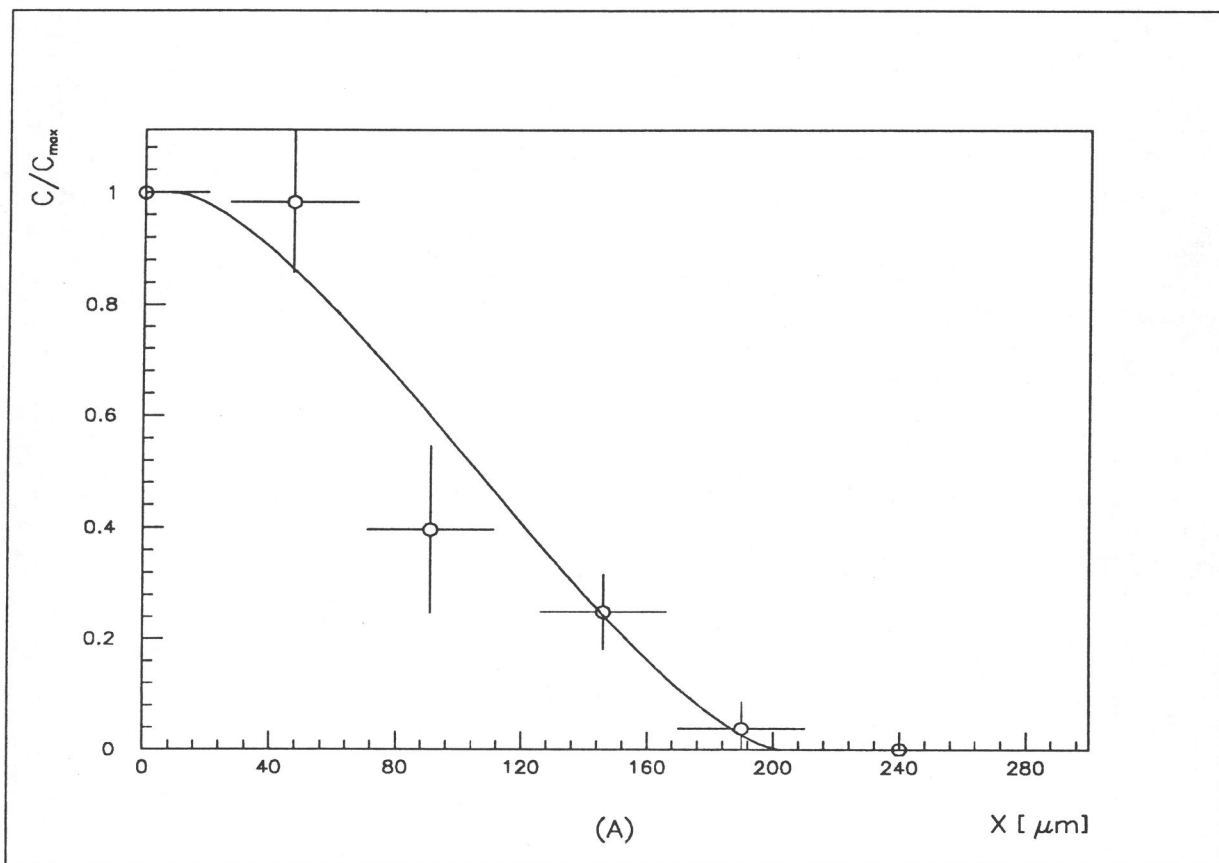


Abbildung 5.2: Verlauf der normierten Zählrate $Z = \frac{C}{C_{\max}}$ in Abhängigkeit vom Abstand X zum innersten Meßpunkt X_0 bei Einfall der α -Teilchen von der Vorderseite. Die eingezeichnete Kurve ergibt sich durch Anpassung der Funktion (5.6) an die Meßwerte.

$X_i \text{ } \mu\text{m}$	$T \text{ [s]}$	$Z \text{ [counts]}$	$C \text{ [counts s}^{-1}\text{]}$	$\frac{C}{C_{max}}$	$\Delta \left(\frac{C}{C_{max}} \right)$
0	119144	191468	1.60	1.00	0.01
47	108318	170739	1.58	0.98	0.13
81	131485	83536	0.64	0.40	0.15
146	57294	22827	0.40	0.25	0.07
190	49392	2999	0.06	0.04	0.05
240	198912	211	0.00	0.00	0.01

Tabelle 5.1: Meßergebnisse der α -Untersuchungen des Detektors SN1201 bei Bestrahlung von der Vorderseite. Die erste Spalte gibt den Abstand des Meßpunkts X_i vom innersten Meßpunkt X_0 und die zweite Spalte die Meßzeit an. In der dritten beziehungsweise vierten Spalte ist die Zählrate Z beziehungsweise C (pro Sekunde), in der fünften und sechsten Spalte die auf die maximale Zählrate C_{max} normierte Zählrate C/C_{max} und der zugehörige Fehler $\Delta(C/C_{max})$ nach Gleichung 5.5 zusammengefaßt.

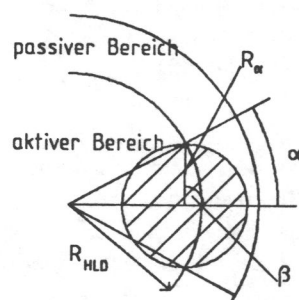


Abbildung 5.3: Zur Bestimmung der Flächenverhältnisse von bestrahlter aktiver und passiver Schicht (schematisch).

gemessen wird. Ragt der α -Fleck dagegen über den aktiven Bereich des Detektors hinaus, wird nur der Teil der Teilchenereignisse innerhalb des aktiven Bereichs registriert.

Im Falle eines über die kreisförmige Fläche F des α -Flecks gleichverteilten Teilcheneinfalls gilt (zu den verwendeten Größen siehe auch Abbildung 5.3):

$$\frac{C}{C_{max}}(R) = \frac{F_{aktiv}}{F} = \begin{cases} 1 & : R \leq R_{HLD} - R_{\alpha} \\ \frac{\pi R_{\alpha}^2 - F_{passiv}}{\pi R_{\alpha}^2} & : R_{HLD} - R_{\alpha} < R < R_{HLD} + R_{\alpha} \\ 0 & : R > R_{HLD} + R_{\alpha} \end{cases} \quad (5.6)$$

wobei

R_{α} = Radius des α -Flecks,

R_{HLD} = Detektorradius,

m = Abstand des innersten Meßpunkts vom Detektormittelpunkt

R = $m + X$ = Abstand des Detektormittelpunkts vom
Mittelpunkt des α -Flecks,

α = $\arccos\left(\frac{R_{HLD}^2 + R^2 - R_{\alpha}^2}{2RR_{HLD}}\right)$,

β = $\pi - \arccos\left(\frac{-R_{HLD}^2 + R^2 + R_{\alpha}^2}{2RR_{\alpha}}\right)$ und

$F_{passiv} = R_{\alpha}^2 (\beta - \cos \beta \sin \beta) - R_{HLD}^2 (\alpha - \cos \alpha \sin \alpha)$.

Im folgenden wird die Annahme gemacht, daß die α -Teilchen auf der Fleckfläche R_{α} uniform verteilt sind. Diese Annahme ist nur eine grobe Näherung, da das ^{241}Am -Präparat isotrop in einen Halbraum abstrahlt (siehe Abbildung 3.4). Die Anpassung einer modifizierten Funktion (5.6), die die Häufigkeitsverteilung der α -Teilchen auf der Fleckfläche berücksichtigt, bedeutet einen großen numerischen Aufwand, da die Ortsverteilung der α -Teilchen auf der Fleckfläche von der unbekannten Höhe der Blende über dem Detektor abhängt (siehe [Sta78]).

Die aktive Fläche des Detektors SN1201 beträgt nach Herstellerangabe 102 mm^2 ; dies entspricht einem Radius R_{HLD} von 5.7 mm , dem Innenradius des Epoxydharzrandes, so daß das Ansprechvermögen für die 5.5 MeV α -Teilchen durch den Epoxydharzrand bestimmt wird (siehe [Sta78] und Kapitel 3.4). In Abbildung 5.2 ist die Kurve eingetragen, die man durch Variation von R_{α} und m als beste Anpassung der Funktion (5.6) an die Meßwerte erhält. Es ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned} R_{\alpha} &= (0.11 \pm 0.06) \text{ mm und} \\ m &= 5.5 \pm 0.4 \text{ mm.} \end{aligned}$$

5.1.3 Effektivitätsmodell für α -Teilchen

In folgenden sollen die Meßergebnisse analysiert werden, die sich bei Bestrahlung des Detektors SN1201 mit α -Teilchen von der Rückseite ergeben. Dazu wird in diesem Abschnitt ein Verfahren zur Auswertung der Meßergebnisse angegeben, das im Abschnitt 5.1.4 auf die Meßwerte angewandt wird. Im Gegensatz zu den im vorigen Abschnitt diskutierten α -Messungen bei Einstrahlung von der Vorderseite zeigen die Energieverlustverteilungen bei Einstrahlung von der Rückseite eine unerwartete Ortsabhängigkeit (siehe

Kapitel 2, Abbildung 3.6); dies gilt insbesondere für das Auftreten eines Nebenpeaks bei einem Energieverlust von ungefähr 2.5 MeV.

Das Entstehen eines zweiten Peaks in der Energieverlustverteilung in Abbildung 3.6.B kann vielfältige Ursachen besitzen: Es ist zum Beispiel möglich, daß die α -Teilchen eine zusätzliche Materieschicht vor Erreichen des Detektors durchqueren müssen, in der sie einen Teil ihrer Energie verlieren.

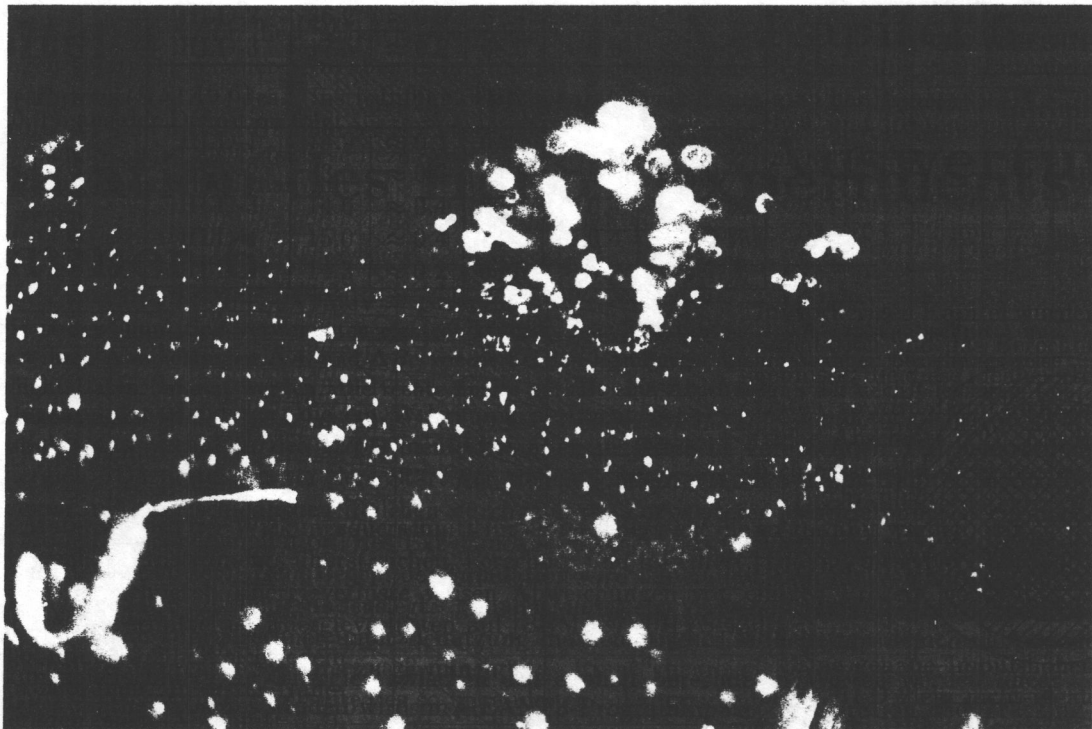


Abbildung 5.4: Foto der Aluminiumoberfläche des SN1201.

In **Abbildung 5.4** ist ein Ausschnitt der Aluminium-Rückseitenoberfläche dargestellt. Die Aluminiumoberfläche weist *innerhalb* des gekennzeichneten, nominell aktiven Bereichs einige kleinere Blasenstrukturen auf, die aber die beobachtete Energieverlustverteilung nicht erklären können. Dagegen zeigt die **Abbildung 5.4** *außerhalb* des nominell aktiven Bereichs ausgeprägte, dünne Kleberschichten über einen Bereich von $\approx 300 \mu\text{m}$ am inneren Rand der Detektorhalterung.

Eine weitere Möglichkeit, die gemessene Energieverlustverteilung zu deuten, besteht darin, daß durch unvollständige Ladungssammlung das Detektoransprechvermögen abnimmt. Letzteres läßt sich durch die in Abschnitt 5.1.1 eingeführte Effektivität λ beschreiben. Man beachte aber, daß der Begriff der Effektivität λ neben der Ladungssammlungseigenschaft weitere Effekte subsummiert; zum Beispiel die Eigenschaften, die durch den Epoxydharzkleber bedingt sind.

Im folgenden soll anhand eines *erdachten* Beispiels erläutert werden, wie man aus den gemessenen Energieverlustverteilungen in Abhängigkeit vom Abstand X zum innersten Meßpunkt M_0 auf das zugehörige Effektivitätsmodell zurückschließen kann.

Sei die fiktive Effektivitätsfunktion durch die in **Abbildung 5.5.B** beschriebene Stufenfunktion gegeben. Die Effektivität $\lambda(R)$ beträgt bis zum Wert $R = R_1$ Eins und nimmt zwischen $R = R_1$ und $R = R_2$ einen zunächst nicht fixierten Wert λ zwischen Null und Eins an. Bestrahlt man den Detektor mit monoenergetischen Teilchen ($T = E_0$) im vollständig aktiven Bereich, so erhält man die in **Abbildung 5.5.C** dargestellte Energieverlustverteilung; die einzelnen Energieverluste sind um den mittleren Energieverlust ε_0 annähernd normal verteilt. Ragt der Teilchenstrahl in Bereiche hinein, in denen die Effektivität $0 < \lambda \leq 1$ ist, so bildet sich neben dem erwartenden Peak um ε_0 ein Nebenpeak bei der Energie $\varepsilon_\lambda = \lambda \cdot \varepsilon_0$ aus (**Abbildung 5.5.D**). Solch ausgeprägte Nebenpeaks ergeben sich immer dann, wenn der Detektor ausgedehnte Teilbereiche der aktiven Fläche mit gleicher Effektivität — Effektivitätsniveaus — aufweist. Sind die Teilchen uniform über die Strahlfläche verteilt, so entspricht das Zählratenverhältnis der Peaks den Flächenverhältnissen der bestrahlten Flächen. Teilt man die Energieverlustverteilung in zwei Berei-

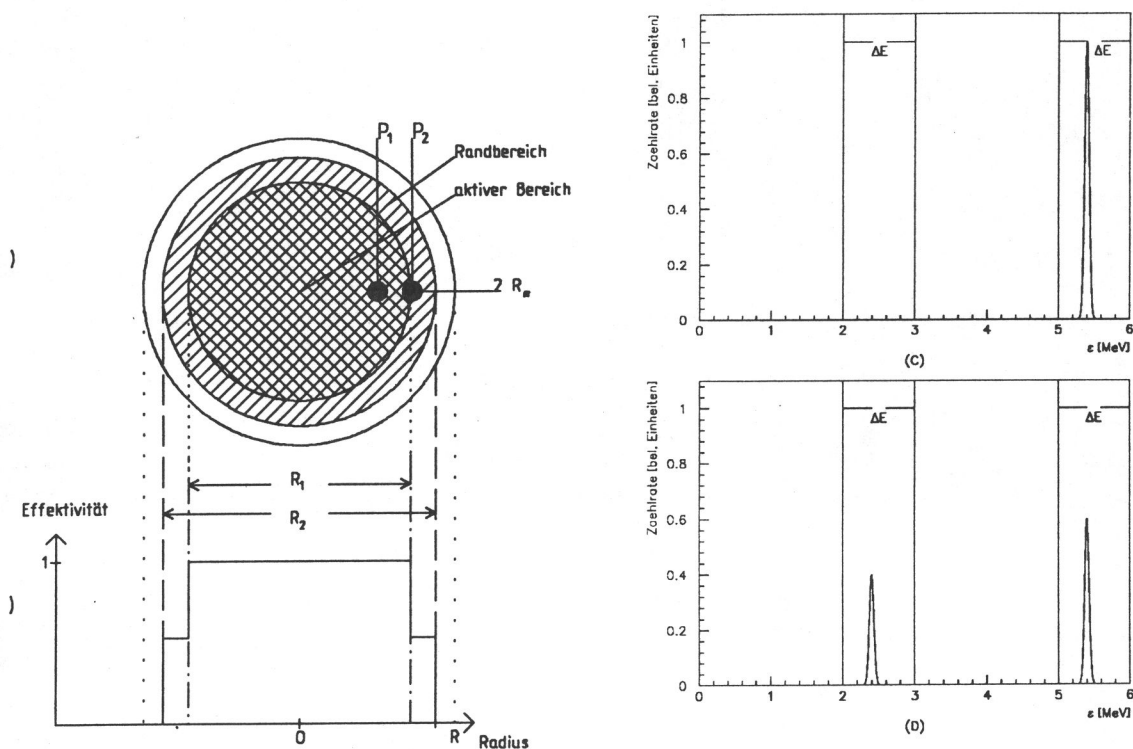


Abbildung 5.5: Ein fiktives Effektivitätsmodell. Links: (A) Aufsicht auf das Detektorscheibchen bei einer aktiven Fläche mit 2 Effektivitätsniveaus und (B) zugehörige Effektivitätsverteilung in Abhängigkeit vom Detektorradius (R_1 : Radius des 100% aktiven Detektorscheibchens, R_2 Radius des gesamten aktiven Detektorscheibchens, R : Radius des gesamten Detektorscheibchens), rechts: vom Abstand R abhängige Energieverlustverteilungen ((C) am Punkt P_1 und (D) am Punkt P_2). In den Abbildungen (C) und (D) sind für die weitere Auswertung benötigte, um die beiden Maxima der Energieverlustverteilungen herum gekennzeichnete Energiebereiche (Energiefenster) eingezeichnet.

che gemäß Abbildung 5.5.C und D ein, so daß jeder der einzelnen Peaks in genau einem Bereich liegt und ermittelt man die normierten Zählraten $\frac{C}{C_{max}}(R)$ in den beiden Energiebereichen (Energiefenstern) getrennt, so erhält man in Abhängigkeit von R , den Radien R_1 , R_2 und R_α (siehe Abbildung 5.5) einen Zählratenverlauf ähnlich dem in **Abbildung 5.6.B**. Darüber hinaus ist in Abbildung 5.6.B die Abhängigkeit der (normierten) Gesamtzählrate — in diesem einfachen Beispiel ergibt sich die Gesamtzählrate aus der Summe der beiden normierten Zählraten — vom Abstand R dargestellt. Wenn der Radius R_2 bekannt ist, dann liefert die Anpassung der Funktion (5.6) an die Meßwerte für die Gesamtzählrate die Parameter R_α und m (Abstand des innersten Meßpunkts M_0 vom Detektormittelpunkt). Mit Hilfe des Abstandes m kann für jeden Meßpunkt M_i aus dem Abstand X_i der Abstand R_i zum Detektormittelpunkt nach Gleichung (5.4) berechnet werden. Die Anpassung der Funktion (5.6) an die normierte Zählrate für $\lambda = 1$ in Abhängigkeit des Abstandes R vom Detektormittelpunkt liefert die Radien R_1 und R_α .

Der Verlauf der Zählraten im Nebenpeak in Abbildung 5.6.B unterscheidet sich von dem des Hauptpeaks. Ab einem Radius R_0 steigt die Zählrate an und erreicht ein ausgeprägtes Maximum. Sei ΔR der Abstand der beiden Punkte R_A und R_B mit halber maximaler Zählrate und $\bar{\epsilon}_\lambda$ ($\bar{\epsilon}_0$) der Mittelwert des Energiebereichs, der den Nebenpeak [Hauptpeak] enthält, dann kann man dem Effektivitätswert $\bar{\lambda} = (\bar{\epsilon}_\lambda / \bar{\epsilon}_0)$ den Abstandswerten R aus dem Bereich $(R_{Np} - \frac{\Delta R}{2}, R_{Np} + \frac{\Delta R}{2})$ zuordnen, wobei $R_{Np} = \frac{R_A + R_B}{2}$ ist. Die gefundenen Größen ΔR und R_{Np} hängen mit den ursprünglichen wie folgt zusammen:

$$\Delta R \approx R_2 - R_1 \quad \text{und} \quad R_{Np} \approx \frac{R_1 + R_2}{2}.$$

Mit Hilfe dieses Verfahrens sollte es prinzipiell möglich sein, die Effektivitätsfunktion $\lambda(R)$ zu bestimmen.

5.1.4 Auswertung der α -Messungen (Rückseite)

Ziel der folgenden Untersuchungen ist es, aus den gemessenen Energieverlustverteilungen bei Einstrahlung der α -Teilchen von der Detektorrückseite in Abhängigkeit vom Ort X auf der Detektoroberfläche auf den Effektivitätsverlauf $\lambda(X)$ zu schließen. Im Gegensatz zur Auswertung der Energieverlustverteilungen, die sich bei Einstrahlung der α -Teilchen von der Vorderseite ergaben, kann man den Effektivitätsverlauf bei Einstrahlung der α -Teilchen nicht aus dem gemessenen Zählratenverlauf gewinnen, sondern muß das gemessene Energieverlustspektrum auswerten.

Um das im vorigen Abschnitt dargestellte Verfahren zur Bestimmung des Effektivitätsverlaufes des Detektor SN1201 zu verwenden, ist es notwendig, den Radius der aktiven Fläche zu bestimmen (A.) und geeignete Energiefenster im Energieverlustspektrum zu definieren (B.).

- A. STANGE [Sta78, S. 26] zeigt, daß außerhalb des nominell aktiven Bereichs α -Teilchen registriert werden. Wahrscheinlich können α -Teilchen bis zum Rand R_3 der Epoxydharzschicht entsprechend des Punktes P_3 in Abbildung 3.5 einen meßbaren Impuls erzeugen; außerhalb dieses Bereichs bleiben die α -Teilchen im Epoxydharz stecken. Der Wert R_3 wurde für den Detektor SN1201 aus einer photographischen Vergrößerung ermittelt. Die genaue Bestimmung von R_3 wird durch den ungleichmäßigen Auftrag des Epoxydharzklebers (siehe Abbildung B.2) erschwert, so daß für R_3 nur ein Minimal- und Maximalwert ($6260 \mu\text{m}$ und $6600 \mu\text{m}$) bestimmt werden konnte. Der im folgenden benutzte Wert für R_3 von $6430 \mu\text{m}$ ergibt sich als das arithmetische Mittel aus dem Maximal- und Minimalwert.

Um den absolute Ort des Strahls auf der Detektoroberfläche (m) und die Radien R_1 und R_α zu bestimmen, kann man die Funktion (5.6), wie im vorigen Abschnitt beschrieben, benutzen. Dazu wird im ersten Schritt die Funktion (5.6) an die Meßwerte für die Gesamtzählrate (Bereich $1 \geq \lambda > 0$, dies entspricht gemessenen Energieverlusten $\epsilon_0 \geq \epsilon > 0$) angepaßt (siehe **Abbildung 5.8**), der Fit liefert mit dem Radius $R_3 = 6430 \mu\text{m}$ für den Radius $R_\alpha = 250 \mu\text{m} \pm 120 \mu\text{m}$ des α -Flecks und für den Abstand $m = 5440 \mu\text{m} \pm 250 \mu\text{m}$ (erster Meßpunkt vom Mittelpunkt des Detektors).

- B. Im Gegensatz zu den fiktiven Energieverlustverteilungen im obigen Beispiel (siehe Abbildung 5.5), ist die spektrale Auswertung der gemessenen Energieverlustverteilungen durch eine weitere Anzahl von Effekten erschwert; dabei sind wesentlich:

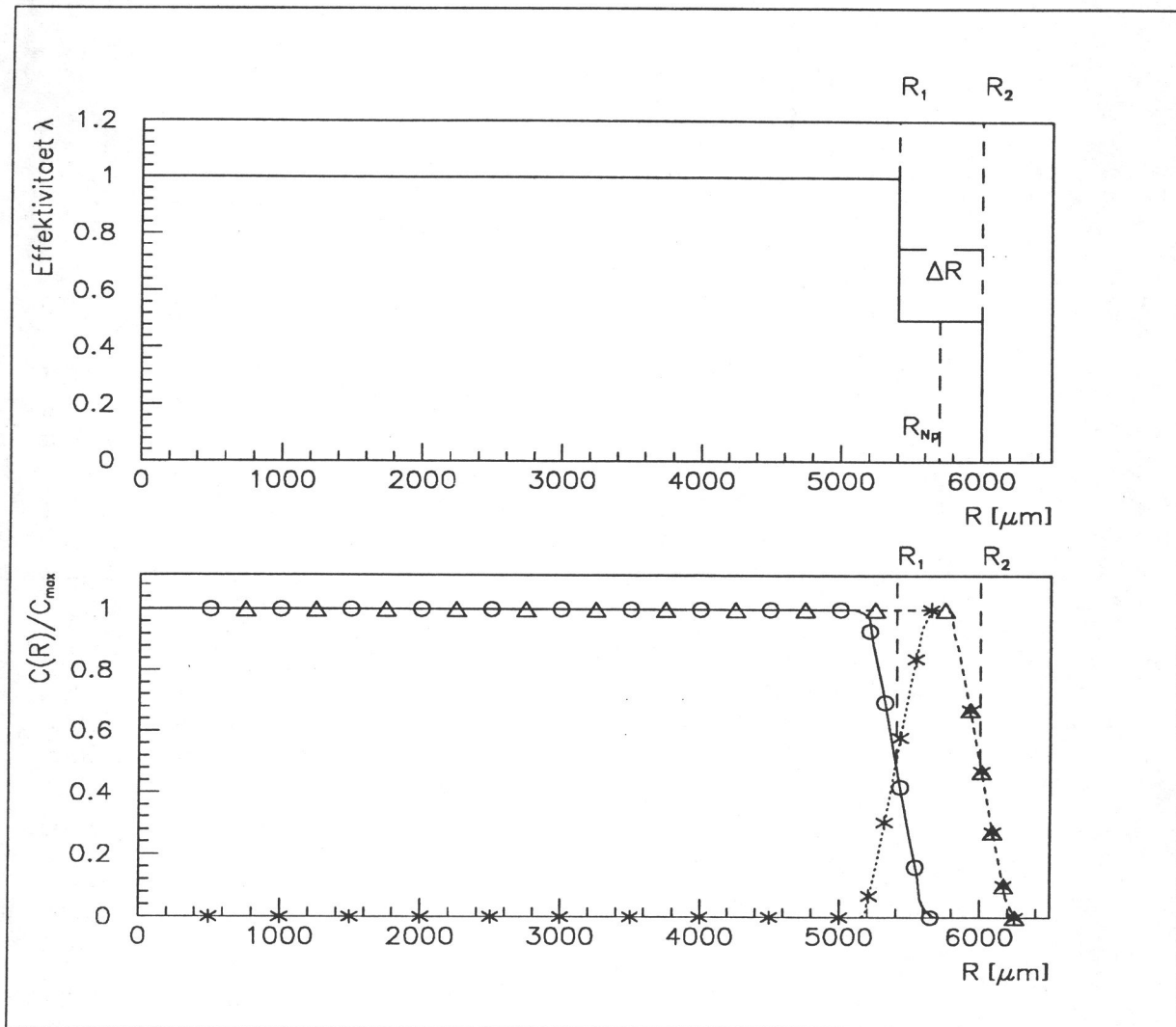


Abbildung 5.6: (B): Zählratenabhängigkeit vom Abstand R vom Detektormittelpunkt für einen Detektor mit dem in (A) dargestellten Effektivitätsverlauf bei exemplarischer Wahl der Parameter R_1 , R_2 und R_a . Die Größen R_{NP} und ΔR werden im Text erläutert.

Neben dem Zählratenverlauf des Hauptpeaks (○) und des Nebenpeaks (*) ist auch der Verlauf der Gesamtzählrate (Δ) dargestellt.

E_{low} [MeV]	E_{up} [MeV]	λ_{low}	λ_{up}	λ	$\Delta\lambda$
1.0	1.5	0.19	0.28	0.24	0.05
1.5	2.0	0.28	0.37	0.33	0.05
2.0	2.5	0.37	0.46	0.42	0.05
2.5	3.0	0.46	0.56	0.51	0.05
3.0	3.5	0.56	0.65	0.61	0.05
3.5	4.0	0.65	0.74	0.70	0.05
4.0	4.5	0.74	0.83	0.79	0.05
4.5	5.0	0.83	0.92	0.88	0.05
5.0	5.7	0.92	1.06	1.00	0.07

Tabelle 5.2: Zuordnung der Effektivitätsbereiche zu den Energiebereichen. Die erste [zweite] Spalte gibt die jeweils untere [obere] Energiegrenze, die dritte [vierte] Spalte die untere [obere] Effektivitätsgrenze, die fünfte Spalte die mittlere Effektivität λ und die sechste Spalte den Fehler der mittleren Effektivität an.

1. Der Effektivitätsverlauf wird im Bereich von R_1 ($\lambda = 1$) bis R_2 ($0 < \lambda \leq 1$) stetig von 1 auf 0 abfallen.
2. Das ^{241}Am - α -Präparat emittiert α -Teilchen mit Energien von 5.447 MeV (85%), 5.435 MeV (13%) und 5.389 MeV (1%) [Kle91, S. 30]. Die Halbwertsbreiten der einzelnen Linien betragen ungefähr 20 keV [Sta78], so daß die α -Quelle nur näherungsweise monoenergetische Teilchen liefert.
3. Die Bestimmung des Effektivitätsverlaufs kann durch passive Materialien (Kleber) erschwert werden.
4. Neben den α -Teilchen der ^{241}Am -Quelle wird ein natürlicher Untergrund anderer Strahlung gemessen (zum Beispiel Muonen der kosmischen Strahlung).

Unter der Annahme, daß die Effektivität λ stetig auf 0 absinkt (Bedingung 1.), wird gemäß $\varepsilon_\lambda = \lambda \cdot \varepsilon_0$ ein Kontinuum an Energieverlusten gemessen, so daß man sehr genau auf den Effektivitätsverlauf zurückschließen kann, wenn man die Energieverlustverteilung in viele kleine Energiebereiche einteilt. Die zugehörigen Effektivitäten λ_i erhält man aus den Energiemittelpunkten ε_i der einzelnen Energiebereiche (Energiefenster) gemäß:

$$\lambda_i = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0} . \quad (5.7)$$

Da die Teilchen in der Aluminiumbedampfung einen Energieverlust von ungefähr 70 keV erleiden, beträgt die Energie ε_0 der in den Detektor einfallenden α -Teilchen im Mittel 5.4 MeV. Dieser Energieverlust ist aufgrund der natürlichen Halbwertsbreite der α -Linien und der Energieverluststatistik im Aluminium mit einer Ungenauigkeit behaftet. Berücksichtigt man neben den Bedingungen 2. bis 4. die statistische Ungenauigkeit, so wird deutlich, daß die Breite der Energiefenster nicht beliebig schmal gewählt werden darf.

Aus diesen Überlegungen heraus schien es sinnvoll, die gemessenen Energieverlustverteilungen in 500 keV breite Energiefenster zu unterteilen; die verwendete Einteilung in die verschiedenen Energiefenster ist in **Abbildung 5.7** dargestellt.

Den einzelnen Energiebereichen kann man entsprechend der Definition (5.7) eine Effektivität $\lambda = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0}$ zuordnen. In **Tabelle 5.2** sind in Spalte 3 und 4 zusätzlich die Effektivitätswerte λ_{low} und λ_{up} für den unteren (E_{low}) und oberen (E_{up}) Energiewert jedes Energiefensters angegeben; in **Abbildung 5.7** sind die zu den Energiebereichen zugehörigen Effektivitätswerte eingetragen. Die Genauigkeit $\Delta\lambda$ (siehe Spalte 6 der **Tabelle 5.2**) mit der jedes λ bestimmt wird, beträgt folglich $\Delta\lambda = (\lambda_{up} - \lambda_{low})/2$.

Mit $C(\varepsilon, X) \Delta\varepsilon$ werde die Zählrate pro Zeiteinheit am Meßpunkt X im Energieverlustintervall $(\varepsilon, \varepsilon + \Delta\varepsilon)$ und mit $E_{up}(\lambda)$ [$E_{low}(\lambda)$] die obere [untere] Energiegrenze des zu λ gehörigen Energiebereichs und E_{up} sowie E_{low} die Energiegrenzen des gesamten Energiebereichs bezeichnet. Die Zählrate $C(\varepsilon, X) \Delta\varepsilon$ in

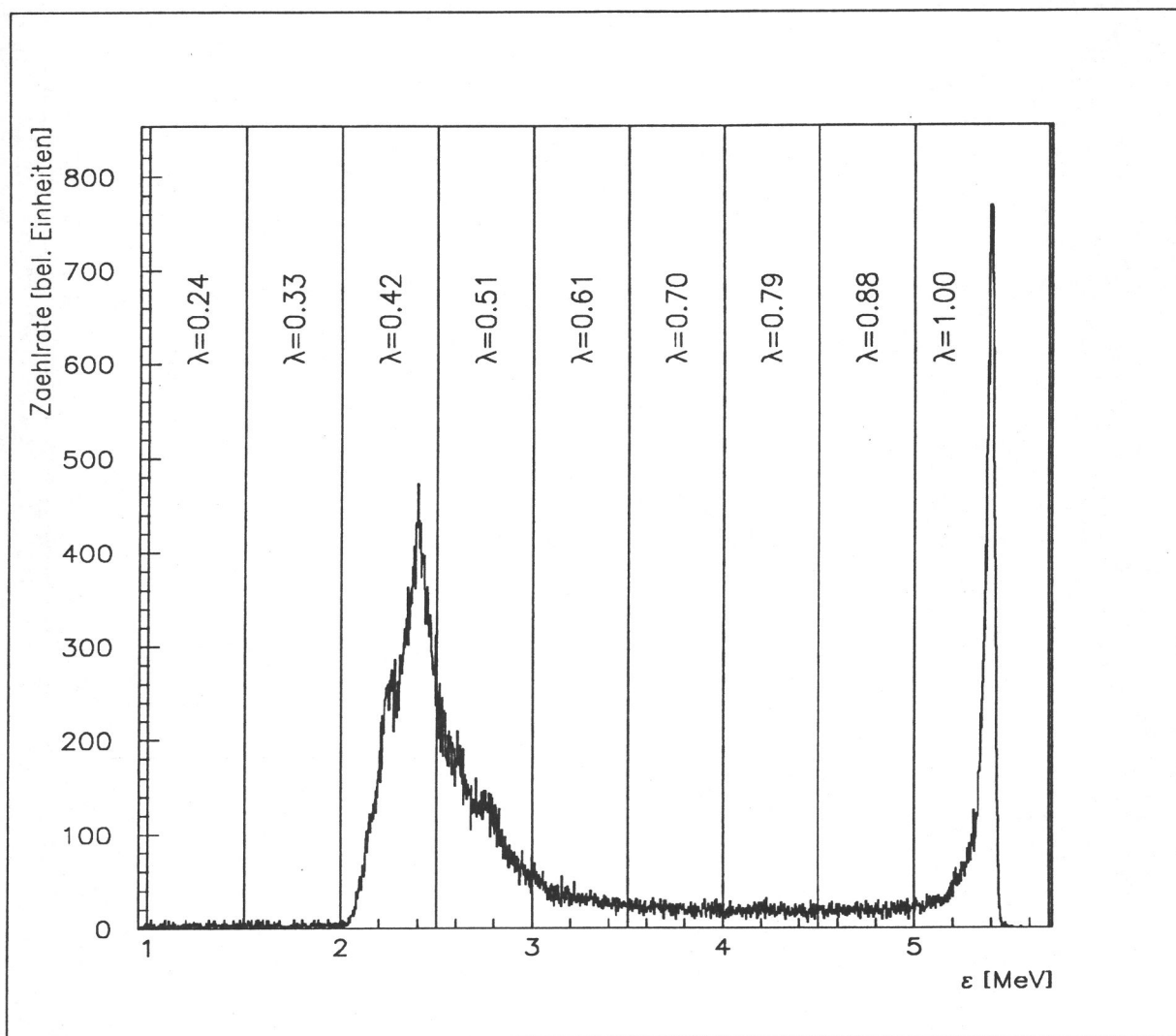


Abbildung 5.7: Bei der Auswertung der gemessenen Energieverlustverteilung (bei Einstrahlung der α -Teilchen von der Rückseite) benutzte Energiefenster. Jedem Energieverlustbereich kann man nach Gleichung (5.7) einer Effektivität λ zuordnen (siehe Tabelle 5.2).

einem Energieverlustintervall ergibt sich mathematisch aus der Faltung des Effektivitätsverlaufs $\lambda(X)$ mit der Energieverlustverteilung $\Gamma_0(\varepsilon)$ der einfallenden Teilchen. Deshalb wird die normierte spektrale Zählrate $\mathcal{Z}(\lambda, X)$ (in Abhängigkeit von λ) definiert als

$$\mathcal{Z}(\lambda, X) := \frac{C_\lambda(X)}{C_{max}} = \frac{\int_{E_{low}(\lambda)}^{E_{up}(\lambda)} C(\varepsilon, X) d\varepsilon}{C_{max}}. \quad (5.8)$$

Hierin bedeutet C_{max} die entsprechende im homogenen Detektorbereich gemessene Gesamtzählrate.

Der Verlauf der Gesamtzählrate, entsprechend der Zählrate im Energieverlustintervall 0.8 bis 5.7 MeV, und der normierten Zählrate $\mathcal{Z}(\lambda = 1, X)$, entsprechend der Zählrate im Energieverlustintervall von 5 bis 5.7 MeV, ist in **Abbildung 5.8** dargestellt.

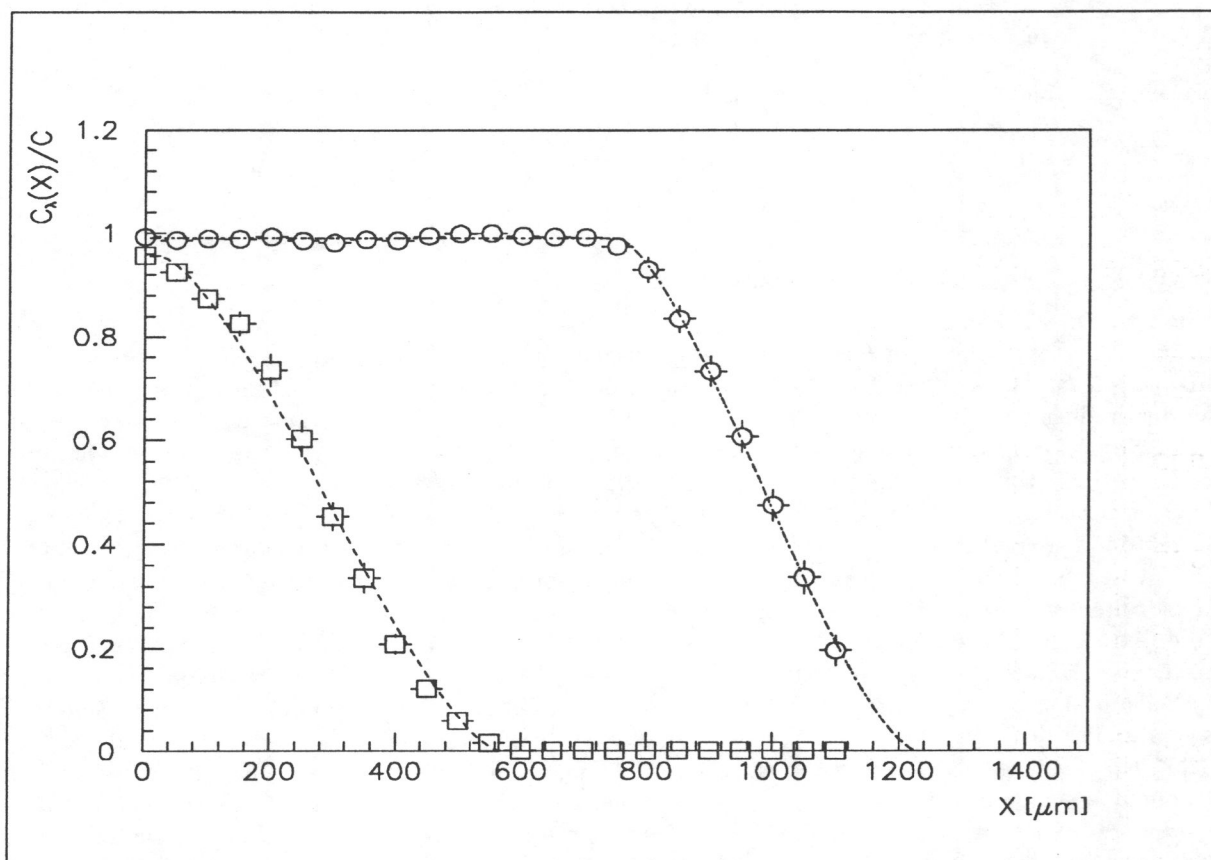


Abbildung 5.8: Verlauf der Gesamtzählrate (o, Zählrate im Energieverlustbereich von 0.8 bis 5.7 MeV) und der normierten Zählrate $\mathcal{Z}(\lambda = 1, X)$ (□, Zählrate im Energiebereich von 5 bis 5.7 MeV) bei Einfall der α -Teilchen von der Rückseite. Die durchgezogenen Kurven ergeben sich durch die Anpassung der Funktion (5.6) an die Meßwerte.

Die Anpassung der Funktion (5.6) an die normierte Zählrate für $\lambda = 1$ ($5 \text{ MeV} < \varepsilon < 5.8 \text{ MeV}$) liefert, wie oben beschrieben, für die Parameter R_α und $R(\lambda = 1)$ die Werte:

$$R_\alpha(\lambda = 1) = 270 \mu\text{m} \pm 120 \mu\text{m} \text{ und}$$

$$R(\lambda = 1) = 5730 \mu\text{m} \pm 230 \mu\text{m}.$$

Der Wert für $R(\lambda = 1)$ von 5.73 mm stimmt sehr gut mit dem vom Hersteller angegebenen Radius des aktiven Bereichs von $R_{aktiv} = 5.7 \text{ mm}$ überein. Der Wert $R_\alpha = 270 \mu\text{m}$ läßt sich mit dem rein geometrisch berechneten Wert R_{max} gemäß Abbildung 3.4 vergleichen: Der maximale Austrittswinkel

φ der α -Teilchen wurde von KLEMT [Kle91] zu $\varphi = 11^\circ$ bestimmt. Unter der Annahme, daß sich der Blendenkopf in einem Abstand von 1 mm [FJ91] von der Detektoroberfläche befindet, ergibt sich R_{max} zu 290 μm ; somit stimmen die beiden auf unterschiedliche Art berechneten Werte gut überein.

Der Verlauf von $\mathcal{Z}(\lambda, R)$ für die verschiedenen λ nach Tabelle 5.2 ist in den **Abbildungen 5.9.A – 5.9.C** dargestellt. Neben den Kurven für $\lambda = 1$ und der Gesamtzählrate sollen die Kurven für die verschiedenen Energiebereiche (λ nach Tabelle 5.2) ausgewertet werden. Die normierte spektrale Zählrate $\mathcal{Z}(\lambda, R)$ nimmt für

$\lambda = 0.24$	bei	$R = 6390 \mu\text{m} \pm 30 \mu\text{m}$,
$\lambda = 0.33$	bei	$R = 6240 \mu\text{m} \pm 30 \mu\text{m}$,
$\lambda = 0.42$	bei	$R = 6040 \mu\text{m} \pm 30 \mu\text{m}$,
$\lambda = 0.51$	bei	$R = 5840 \mu\text{m} \pm 30 \mu\text{m}$,
$\lambda = 0.61$	bei	$R = 5790 \mu\text{m} \pm 30 \mu\text{m}$,
$\lambda = 0.70$	bei	$R = 5760 \mu\text{m} \pm 30 \mu\text{m}$,
$\lambda = 0.79$	bei	$R = 5740 \mu\text{m} \pm 30 \mu\text{m}$ und
$\lambda = 0.88$	bei	$R = 5740 \mu\text{m} \pm 30 \mu\text{m}$

ihre Maxima an.

Ordnet man den maximalen R -Werten die zugehörige mittlere Effektivität λ zu, so erhält man den in **Abbildung 5.10** dargestellten Effektivitätsverlauf. Von $R \approx 5700 \mu\text{m}$ bis $R \approx 5840 \mu\text{m}$ lassen sich die Werte durch einen Funktionsverlauf $\propto \frac{1}{R^2}$ nähern. Von $R = 5840 \mu\text{m}$ bis $R = R_3 = 6430 \mu\text{m}$ kann der Funktionsverlauf durch zwei Geraden genähert werden. Es ergibt sich die eingezeichnete Kurve, die im folgenden als Effektivitätsmodell des Detektors SN1201 bezeichnet wird.

Inwiefern das Effektivitätsmodell des SN1201 das tatsächlich abstandsabhängige Ansprechvermögen des Detektors wiedergeben kann, läßt sich anhand der gemessenen Energieverlustverteilungen (in Abhängigkeit des Abstands R vom Detektormittelpunkt) wie folgt überprüfen: $\Gamma_0(\varepsilon)$ bezeichne die Wahrscheinlichkeitsdichte des Energieverlusts ε im homogenen aktiven Bereich des Detektors (in erster Näherung ist dies die GAUSSsche Glockenkurve). Mit Hilfe der abstandsabhängigen Effektivität $\lambda(R)$ ergibt sich die Wahrscheinlichkeitsdichte $\Gamma(R, \varepsilon)$ des Energieverlusts ε im Abstand R vom Detektormittelpunkt mathematisch als Faltung von $\Gamma_0(\varepsilon)$ mit der Effektivität $\lambda(R)$ und der Häufigkeitsverteilung für das Auftreten eines Abstandswerts R . Im Falle eines idealen Detektors entspricht $\lambda(R)$ einer Kastenfunktion: das heißt für $|R| \leq R_{aktiv}$ ist $\lambda(R) = 1$, ansonsten ist $\lambda(R) = 0$. Folglich ändert sich die Form der Energieverlustverteilung in Abhängigkeit vom Abstand nicht. Die gemessene Zählrate $C(\varepsilon, R)$ im Energieverlustintervall $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$ ergibt sich bei uniformem Einfall der Teilchen aus der Zählrate $C_0(\varepsilon)$ im homogenen aktiven Bereich aus dem Flächenverhältnis der bestrahlten Flächen.

Im allgemeinen ist das aus der Faltung resultierende Integral nicht analytisch zu lösen. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen können die „Energieverlustverteilungen“ in Abhängigkeit des Abstands R des Blendenmittelpunkts vom Detektormittelpunkt berechnet werden. Dazu wird mit Hilfe der Inversionsmethode (siehe Kapitel 4) entsprechend der Energieverlustverteilung im homogenen Bereich (siehe **Abbildung 3.6.A**) ein Energieverlust ε und auf einer Fläche entsprechend der des α -Flecks ein Ort mit Koordinaten (x_α, y_α) ausgespielt. Im Detektorkoordinatensystem besitzt der zufällig ausgespielte Punkt die Koordinaten $(x_\alpha + m, y_\alpha)$ und den Abstand $R_P = \sqrt{(x_\alpha + m)^2 + y_\alpha^2}$ vom Detektormittelpunkt. Entsprechend des Effektivitätsverlaufs $\lambda(R)$ berechnet sich dann der „gemessene“ Energieverlust zu $\varepsilon \cdot \lambda(R_P)$; nach mehreren solchen Schritten erhält man die gesuchte Wahrscheinlichkeitsdichte $\Gamma(R, \varepsilon)$ des Energieverlusts. Analog zur Auswertung der α -Messungen bei Einstrahlung von der Rückseite werden die normierten spektralen Zählraten $\mathcal{Z}(\lambda, R) = C_\lambda(R)/C_{max}$ bestimmt (siehe **Abbildung 5.11.A – 5.11.C**).

Die berechneten Zählratenverläufe stimmen mit den entsprechenden aus der Messung (siehe **Abbildung 5.9.A – 5.9.C**) für $\lambda > 0.5$ gut überein. Im Effektivitätsbereich $\lambda < 0.5$ erkennt man insbesondere für $\lambda = 0.33$ und $\lambda = 0.42$ deutliche Unterschiede (vergleiche **Abbildung 5.9.A** und **5.11.A**). Berücksichtigt

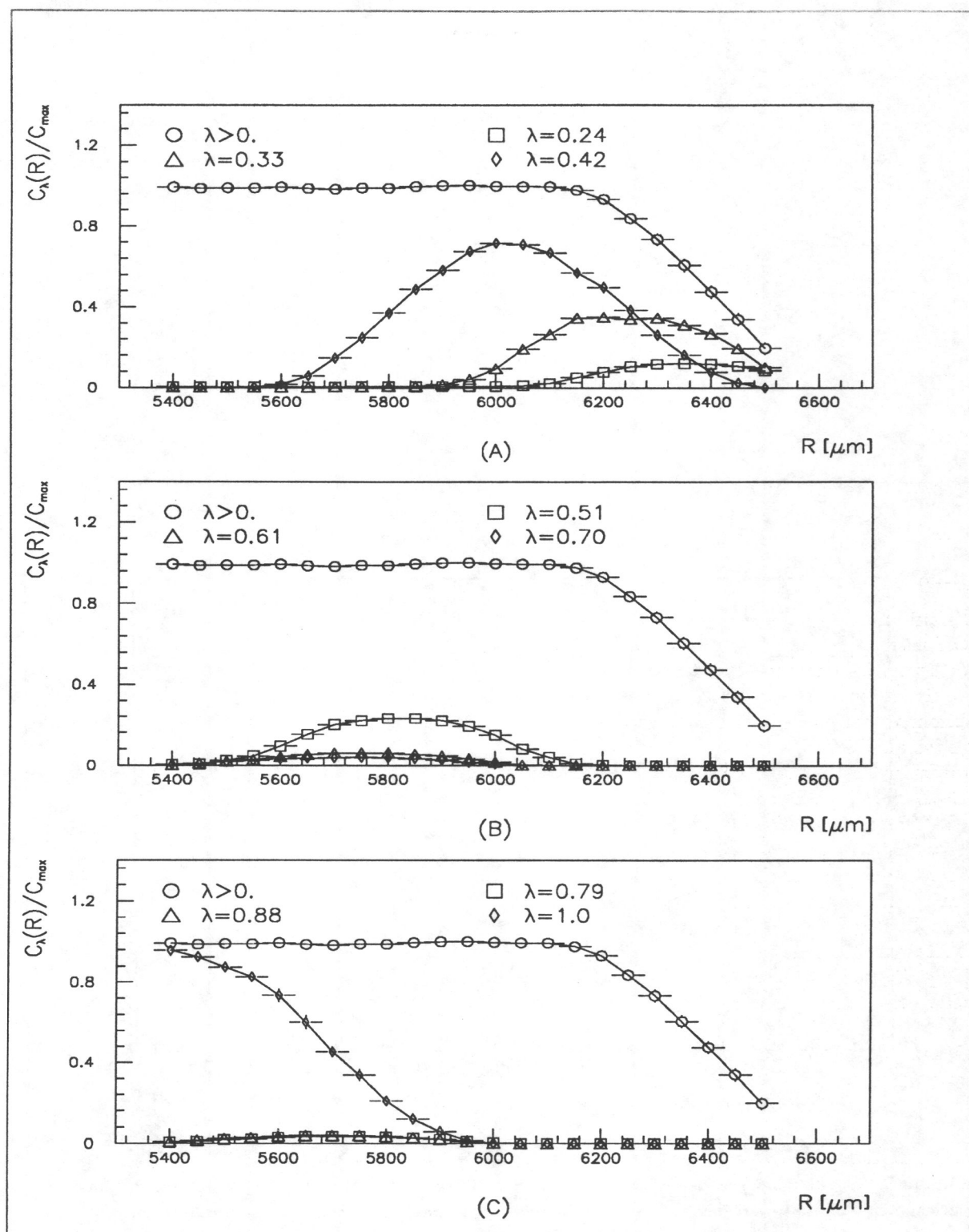


Abbildung 5.9: Verläufe der normierten spektralen Zählrate $Z(\lambda, R) = \frac{C_\lambda(R)}{C_{\max}}$ bei Einfall der α -Teilchen von der Rückseite. In den drei Abbildungen sind die normierten Zählraten in Abhängigkeit vom Abstand R zum Detektormittelpunkt für die Effektivitätsbereiche von (A) $\lambda = 0.19$ bis $\lambda = 0.46$, (B) $\lambda = 0.46$ bis $\lambda = 0.74$ und (C) $\lambda = 0.74$ bis $\lambda = 1.07$ dargestellt. Die zu den aufgeführten λ -Werten zugehörigen Energiefenster kann man der Tabelle 5.2 entnehmen.

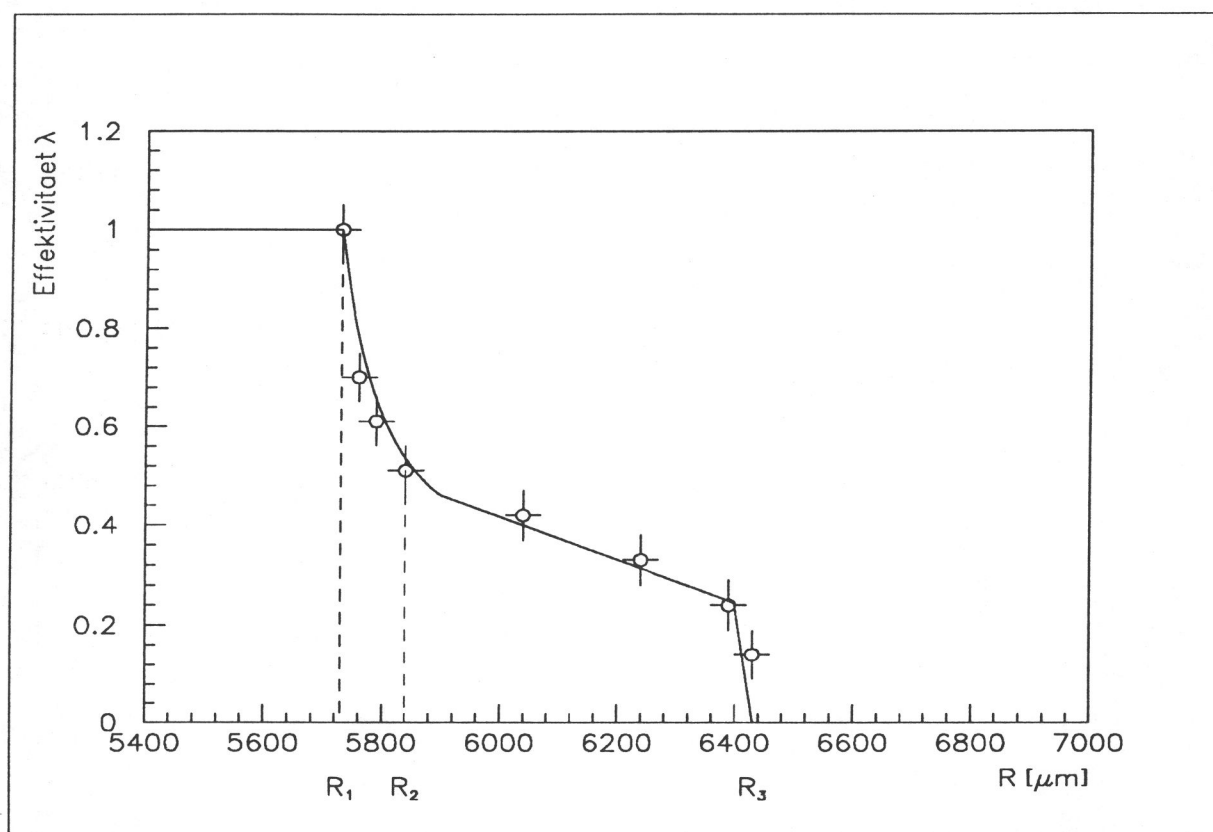


Abbildung 5.10: Abhängigkeit der Effektivität λ vom Abstand R vom Blenden- zu Detektormittelpunkt. Die eingezeichneten Punkte (o) ergeben sich aus der Analyse der gemessenen Energieverlustverteilungen.

man aber die Ungenauigkeit der Bestimmung von λ mit $\Delta\lambda = 0.05$, so gibt der mittels Monte-Carlo-Rechnungen bestimmte Zählratenverlauf den gemessenen Verlauf zufriedenstellend wieder. Von einer genaueren Bestimmung des Effektivitätsverlaufs wurde aus zwei Gründen abgesehen: 1) Das Ziel der Messungen besteht darin, sich Anhaltspunkte für ein Effektivitätsmodell für durchgehende Teilchen zu verschaffen. 2) Eine genauere Anpassung an den gemessenen Zählratenverlauf liefert keine weitergehende physikalische Aussage.

In einem zweiten Schritt werden die einzelnen simulierten mit den gemessenen Energieverlustverteilungen verglichen. Von großem Interesse dabei sind zum einen die Abstandswerte, bei denen die α -Teilchen bereits in ausgeprägte Bereiche mit Effektivität $\lambda < 1$ einfallen, aber noch keine Kleberschichten durchqueren müssen, und zum anderen Bereiche in denen die α -Teilchen Energieverluste in der Kleberschicht erleiden. Dazu werden exemplarisch die Energieverlustverteilungen bei $R \approx 5800 \mu\text{m}$ und $R \approx 6100 \mu\text{m}$ bestimmt und mit den gemessenen verglichen. Die in **Abbildung 5.12.B** [5.12.D] dargestellte simulierte Energieverlustverteilung bei $R \approx 5800 \mu\text{m}$ [$R \approx 6100 \mu\text{m}$] stimmen mit den in **Abbildung 5.12.A** [5.12.C] dargestellten gemessenen Energieverlustverteilung näherungsweise überein.

Im folgenden sollen die Ergebnisse der Messungen kurz zusammengefaßt werden. Unter den Annahmen, daß 1) der Effektivitätsverlauf $\lambda(x, y, z)$ symmetrisch um die Detektorachse herum angenommen werden kann und 2) keine Gewichtung der Effektivität hinsichtlich der Reichweite der einfallenden Teilchen erfolgt, zeigt die Auswertung der Messungen, daß ein direkter Zusammenhang zwischen der Detektorgeometrie und dem Effektivitätsverlauf besteht:

1. Der Bereich mit Effektivität $\lambda = 1$ stimmt mit dem nach Hersteller angegebenen aktiven Bereich überein.
2. Die Effektivität des Detektor SN1201 ist außerhalb des 100 % aktiven Bereichs von $R \approx 5.7 \text{ mm}$ bis $R \approx 6.4 \text{ mm}$ ungleich Null.
 - (a) Die Analyse der Messungen zeigt einen steilen Abfall der Effektivität λ im Bereich von $R \approx 5.7 \text{ mm}$ bis $R \approx 5.8 \text{ mm}$ auf $\lambda \approx 0.5$.
 - (b) Von $R \approx 5.8 \text{ mm}$ bis $R \approx 6.4 \text{ mm}$ kann der Effektivitätsverlauf durch zwei Geraden genähert werden.

5.1.5 Effektivitätsmodell für den Detektor HLD-1

Der aus der Datenanalyse gewonnene und mittels Rechnungen bestätigte Effektivitätsverlauf des Detektors SN1201 läßt sich nicht uneingeschränkt auf den Detektor HLD-1 des HELIOS-Experiments Nummer 6 (mit Detektor SN1200) übertragen, denn:

1. Der Effektivitätsverlauf ist vom einzelnen Detektorexemplar abhängig.
2. Bei den Messungen dient ein ^{241}Am - α -Präparat als Teilchenquelle; im Weltraum werden dagegen Teilchen unterschiedlicher Energie und Art gemessen. Anhand der α -Teilchen-Messungen läßt sich also nicht klären, ob der Effektivitätsverlauf von der Art und der Energie der einfallenden Teilchen abhängig ist.

Diese Überlegungen schränken die Übertragbarkeit des aus den α -Teilchen-Messungen abgeleiteten Effektivitätsverlauf auf den Detektor SN1200 ein. Unabhängig von diesen Einschränkungen ergeben die bisher durchgeführten Messungen am IFKKI (siehe [Sta78] und [Hoo89]), daß der Effektivitätsverlauf jedes vermessenen Oberflächensperrschichtdetektors durch die freien Flächen der Vorder- und -Rückseite sowie der p-dotierten Epoxydharzschicht auf der Aluminiumseite des Detektors (siehe **Abbildung 3.5**) wesentlich beeinflusst wird. Diese gemessenen Eigenschaften lassen sich für ein Effektivitätsmodell des Detektors SN1200 wie folgt ausnutzen:

1. Die Fläche mit Effektivität $\lambda = 1$ entspricht der nach Herstellerangaben freien Fläche der Detektorvorderseite (102 mm^2 entsprechend $R_{\text{aktiv}} = 5.7 \text{ mm}$).
2. Die Fläche mit Effektivität $0 < \lambda < 1$ entspricht dem Kreisring mit Innenradius $R_{\text{aktiv}} = 5.7 \text{ mm}$ und Außenradius R_2 , wobei letzterer für durchgehende Teilchen bei beiden Detektoren unbekannt ist. R_2 wird durch den Radius $R_{\text{Hal}} = 7 \text{ mm}$ der Detektorhalterung beschränkt.

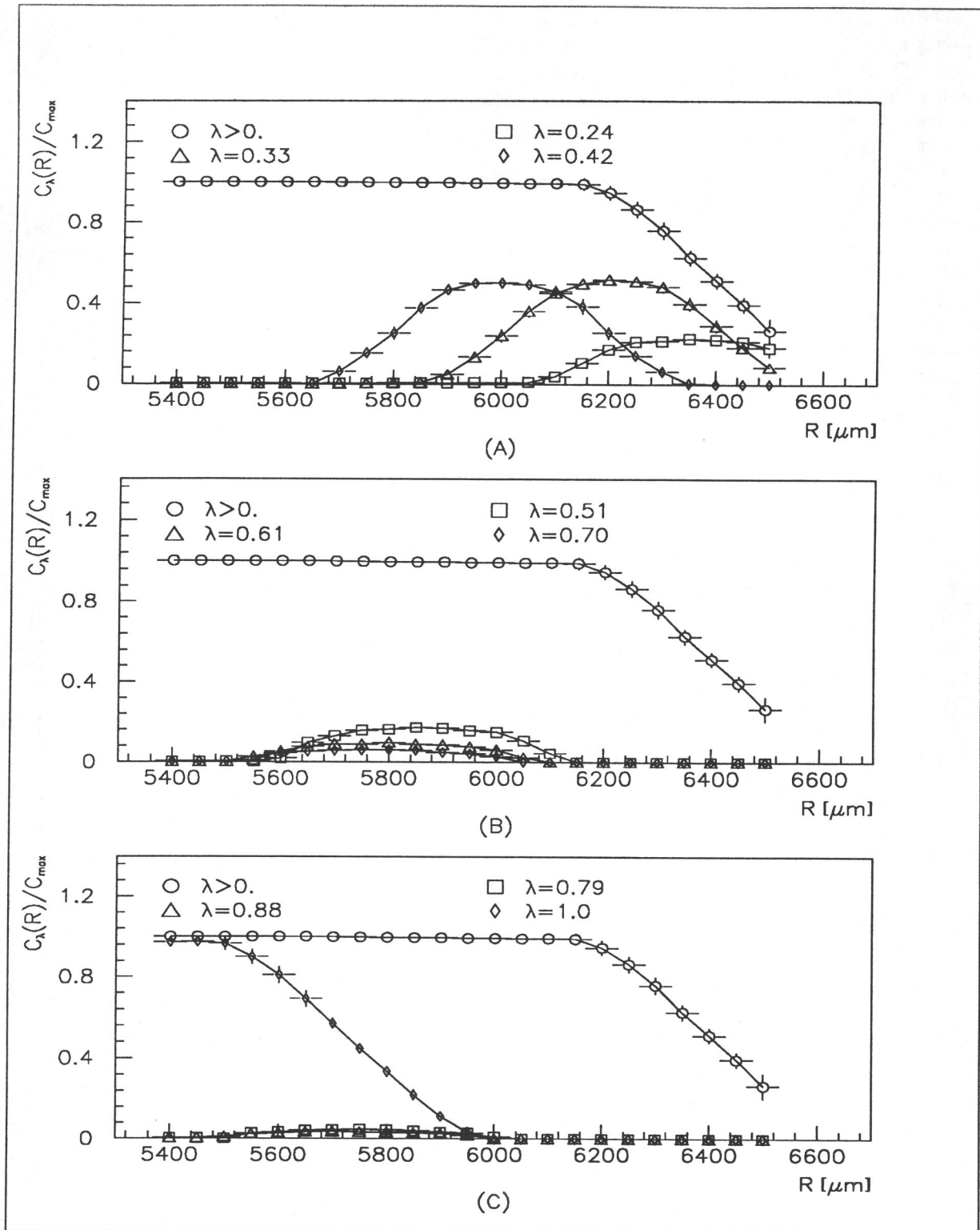


Abbildung 5.11: Verlauf der simulierten normierten spektralen Zählraten $Z(\lambda, R) = \frac{C_\lambda(R)}{C_{\max}}$. In den drei Abbildungen sind die normierten Zählraten in Abhängigkeit vom Abstand R zum Detektormittelpunkt für die Effektivitätsbereiche von (A) $\lambda = 0.19$ bis $\lambda = 0.46$, (B) $\lambda = 0.46$ bis $\lambda = 0.74$ und (C) $\lambda = 0.74$ bis $\lambda = 1.07$ dargestellt. Die zu den aufgeführten λ -Werten zugehörigen Energiefenster kann man der Tabelle 5.2 entnehmen.

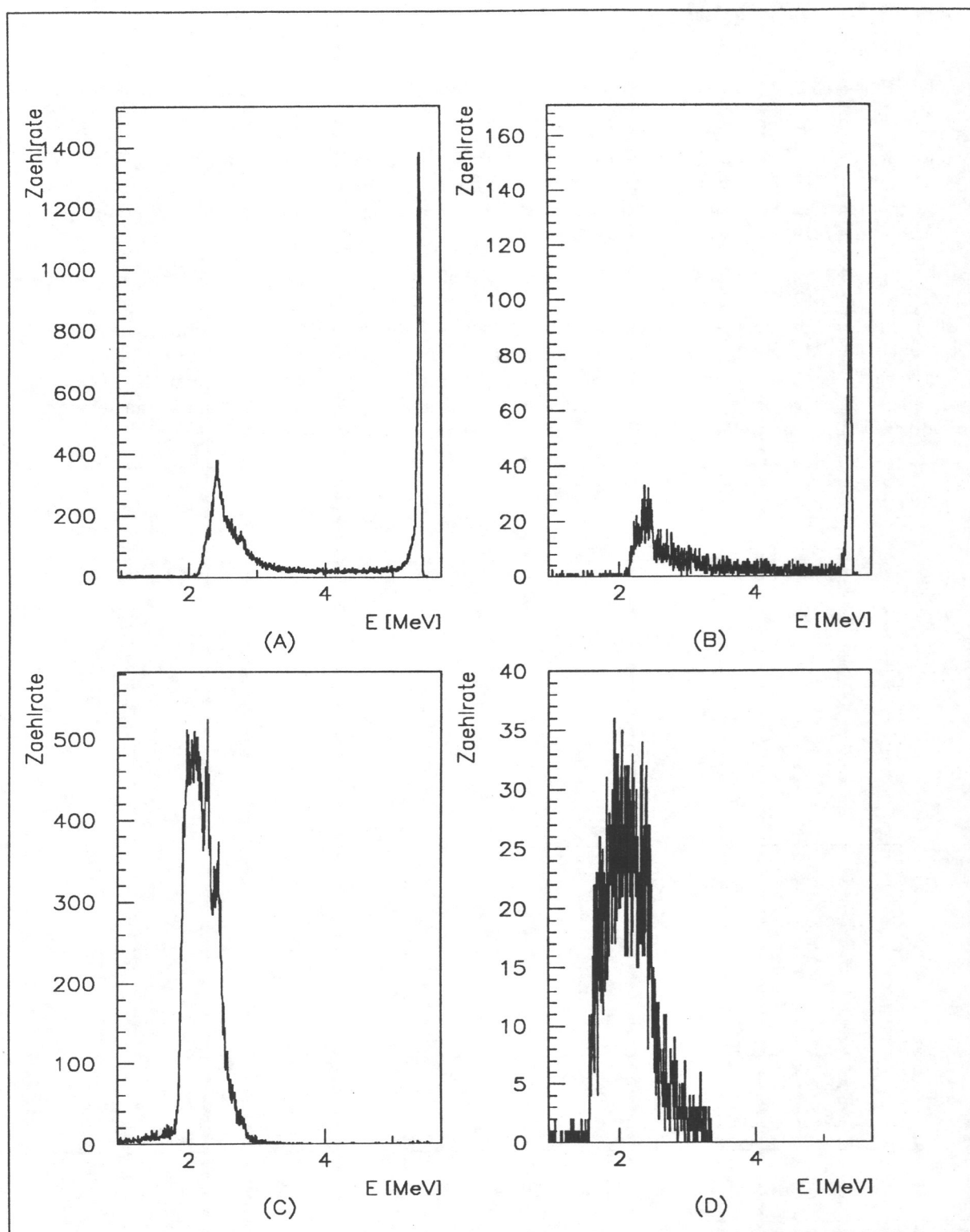


Abbildung 5.12: Simulierte (B, D) und gemessenen (A, C) Energieverlustverteilungen in Detektor SN1201 bei Beschuß der Detektorrückseite mit ^{241}Am - α -Teilchen. Die Abbildungen (A) und (B) [(C) und (D)] geben die Energieverlustverteilungen bei $R \approx 5800 \mu\text{m}$ [$R = 6100 \mu\text{m}$] wieder.

Durch die beiden Randwerte R_{aktiv} und R_{Hal} ist der Effektivitätsverlauf des Detektors SN1200 noch nicht festgelegt. Zusätzlich sollen noch folgende Annahmen gemacht werden (Analogieschluß):

1. Die Effektivität λ soll im Bereich von $R = R_{aktiv} \approx 5.7$ mm bis $R \approx 5.8$ mm proportional $\frac{1}{R^2}$ auf $\lambda \approx 0.5$ abfallen.
2. Im Bereich von $R \approx 5.8$ mm bis zu einem Wert R_2 wird ein linearer Abfall der Effektivität von $\lambda \approx 0.5$ auf $\lambda = 0$ angenommen. Den Wert für $R_2 = 6.7$ mm erhält man mit Hilfe linearer Regression aus den entsprechenden für Detektor SN1201 gemessenen Effektivitätswerten gemäß Abbildung 5.10.

Abbildung 5.13 zeigt das aus diesen Überlegungen resultierende Effektivitätsmodell für den Detektor HLD-1 (SN1200).

Zusätzlich wird das geometrische Modell des Detektors SN1200 in der Simulation dahingehend modifiziert, daß eine im Mittel $10 \mu\text{m}$ dicke Epoxydharzklebeschicht berücksichtigt wird. Diese Schicht wurden bei den vorhergehenden Simulationsrechnungen mit der Begründung vernachlässigt, daß die Effektivität λ wie beim idealen Detektor unterhalb der Klebeschicht identisch gleich Null ist; diese Voraussetzung ist im modifizierten geometrischen Modell des SN1200 nicht mehr gegeben.

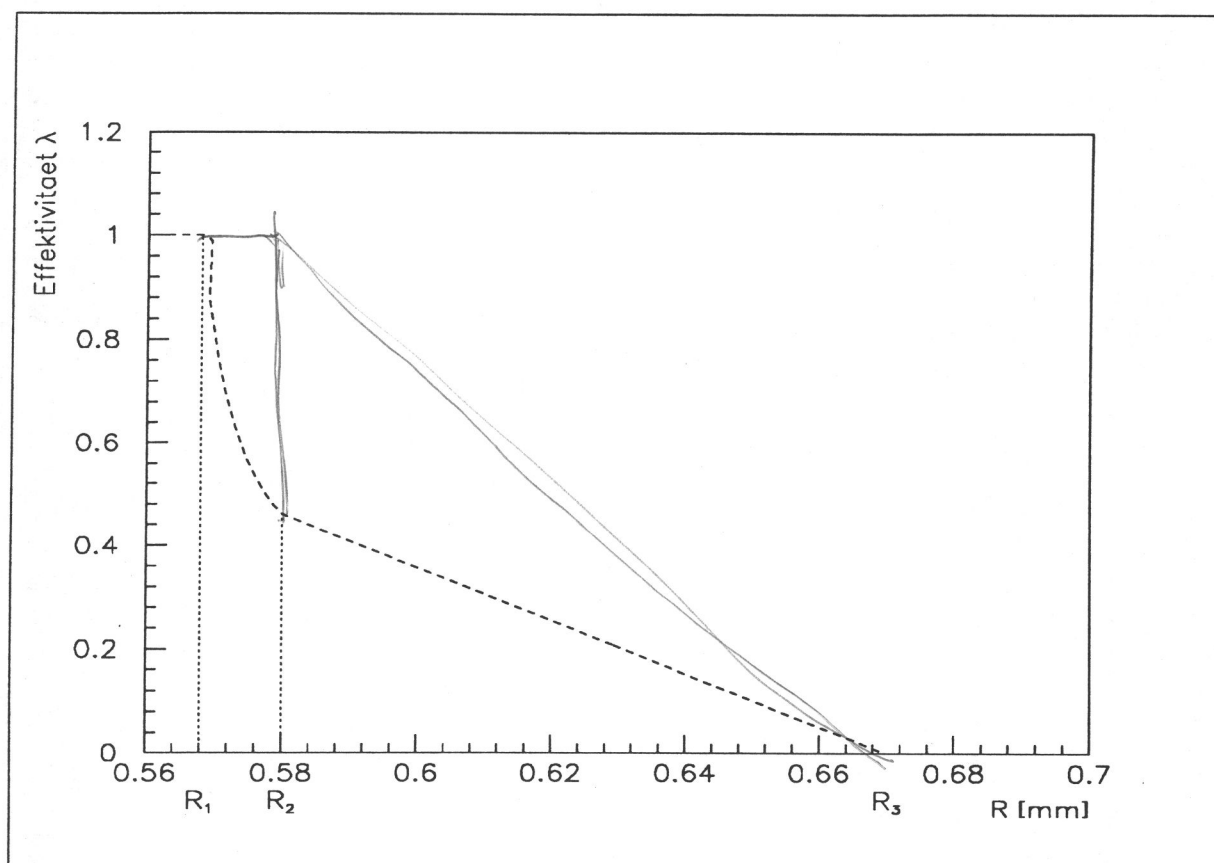


Abbildung 5.13: Effektivitätsverlauf für den Detektor SN1200.

5.1.6 Effektivitätsmodell für den Detektor HLD-2

Eine eingehende Impulshöhenanalyse, wie sie in Kapitel 6 durchgeführt wird, zeigt, daß auch der Detektor HLD-2 ausgeprägte Randbereiche besitzt. Die in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Effektivitätsverläufe für die $100 \mu\text{m}$ dicken Detektoren SN1201 und SN1200 lassen sich nicht auf den Detektor HLD-2 (SN1288) übertragen, da dieser die zehnfache Dicke von $1000 \mu\text{m}$ besitzt. Dennoch lassen

sich einige Anhaltspunkte über das Effektivitätsmodell des SN1288 gewinnen, da bisherige Messungen an Oberflächensperrschichtdetektoren einen engen Zusammenhang zwischen der Detektorgeometrie und dem Effektivitätsverlauf gezeigt haben (siehe vorhergehende Abschnitte, [Hoo89] und [Sta78]). In erster Näherung kann man den Effektivitätsverlauf des SN1288 als zylindersymmetrisch annehmen und in drei unterschiedliche Bereiche einteilen:

1. Innerhalb einer Kreisfläche mit Radius R_{aktiv} beträgt die Effektivität λ Eins. In Analogie zu HLD-1 wird angenommen, daß die Fläche mit Effektivität $\lambda = 1$ durch die freie Fläche F_{aktiv} des SN1288 der Detektorvorderseite nach Herstellerangabe bestimmt ist ($F_{aktiv} = 118 \text{ mm}^2$, entsprechend $R_{aktiv} = 6.2 \text{ mm}$).
2. Im Bereich eines konzentrischen Kreistrings mit Innenradius R_{aktiv} und Außenradius R_2 nimmt die Effektivität *linear* von Eins auf Null ab. R_2 wird durch den Radius R_{Hal} der Detektorhalterung nach oben beschränkt ($R_{Hal} = 8.0 \text{ mm}$).
3. Außerhalb dieser beiden Bereiche nimmt die Effektivität λ den Wert Null an.

Das Effektivitätsmodell des SN1288 ist in dieser Näherung vollständig bestimmt, wenn der Radius R_2 des aktiven Bereichs bekannt ist. Da α -Teilchen mit einer Energie von 5 MeV nur etwa $30 \mu\text{m}$ in den $1000 \mu\text{m}$ dicken Detektor eindringen, können also nicht, wie beim $100 \mu\text{m}$ dicken Detektor SN1200, durch Vermessen eines zu SN1288 baugleichen Detektors mit α -Teilchen und anschließendem Analogieschluß der Radius R_2 und somit der Effektivitätsverlauf ermittelt werden. Dennoch läßt sich der Wert von R_2 mittels Beschleunigerdaten beziehungsweise Inflight-Daten bestimmen. Um die auf diesen Meßergebnissen aufbauende Bestimmungsmethode besser verstehen zu können, soll an dieser Stelle die Diskriminierung der Elektronen von den Protonen wiederholt werden (genauer siehe Abschnitt 2.2):

Durch die beiden Detektoren HLD-1 und HLD-2 sowie den Antikoinzidenzszintillator A wird das Meßverhalten des Detektorteleskops für niederenergetische Teilchen bestimmt (siehe Abschnitt 2.2). Ein Teilchen, das im Detektorteleskop steckenbleibt und dabei eine „gültige“ Koinzidenz erzeugt, wird je nach Ansprechverhalten von HLD-1 in einen Protonen- beziehungsweise in einen Elektronenkanal (HLD-1 beziehungsweise $\overline{\text{HLD-1}}$) eingeordnet. Zum Beispiel wird ein Teilchen mit der logischen Bedingung

$$\text{HLD-1} \wedge \text{HLD-2} \wedge \text{HLD-3} \wedge \overline{\text{HLD-4}} \wedge \overline{\text{A}}$$

in den Protonenkanal P13 eingeordnet, während ein Teilchen mit der logischen Bedingung

$$\overline{\text{HLD-1}} \wedge \text{HLD-2} \wedge \text{HLD-3} \wedge \overline{\text{HLD-4}} \wedge \overline{\text{A}}$$

im Elektronenkanal E08 registriert wird (siehe Tabelle 2.1). Unterscheiden sich die logischen Bedingungen zweier Meßkanäle nur im Ansprechverhalten von HLD-1, so werden diese im Falle des Helios-Experiments Nummer 6 als korrespondierende Meßkanäle bezeichnet [Bia91] (zum Beispiel sind der P13- und der E08-Kanal korrespondierende Meßkanäle).

Mit Hilfe der Zählraten in korrespondierenden Meßkanälen läßt sich der unbekannte Radius R_2 wie folgt bestimmen: Unter der Annahme, daß der Detektor HLD-2 eine größere aktive Fläche als der Detektor HLD-1 besitzt, werden bei senkrechtem Einfall von Protonen über die gesamte Apertur auch Protonen im zugehörigen Elektronenmeßkanal registriert, da es gemäß **Abbildung 5.14** Teilchenbahnen gibt, bei denen die einfallenden Protonen den aktiven Bereich des Detektors HLD-2 und den passiven Bereich von HLD-1 durchqueren. Für den Fall, daß HLD-1 defekt wäre, würden alle Protonen im Elektronenkanal gemessen werden. Die Zählrate im Elektronenkanal ergibt sich somit gemäß **Abbildung 5.14** aus der Gesamtzählrate und der durch die aktive Fläche des Detektor HLD-1 *nicht abgeschattete* sensitive Fläche des HLD-2. Werden mit $Z(E)$ [Z] die Zählrate im Elektronenkanal [Gesamtzählrate] und mit F_1 [F_2] die aktive Fläche von HLD-1 [HLD-2] bezeichnet, so gilt:

$$\frac{Z(E)}{Z} = \frac{F_2 - F_1}{F_2} = 1 - \frac{F_1}{F_2} \quad (5.9)$$

Das Verhältnis $\kappa = Z(E)/Z$ läßt sich prinzipiell mit Hilfe von Messungen an Beschleunigern mit Protonen geeigneter Energie gewinnen. Die aktive Fläche F_2 des Detektors HLD-2 und somit der gesuchte Wert für

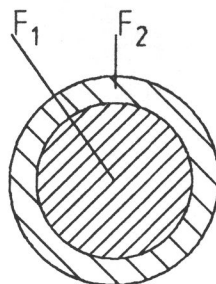


Abbildung 5.14: Zur Bestimmung des Überkoppels senkrecht einfallender Protonen in die korrespondierenden Elektronenmeßkanäle (siehe Tabelle 2.1); Aufsicht auf das Detektorteleskop. Mit F_1 [F_2] wird die aktive Fläche des Detektors HLD-1 [HLD-2] bezeichnet.

R_2 ergibt sich dann aus der bekannten aktiven Fläche F_1 des Detektors HLD-1 und dem so bestimmten κ zu:

$$R_2 = \sqrt{\frac{F_1}{\pi(1-\kappa)}}. \quad (5.10)$$

Zum heutigen Zeitpunkt ist es nicht mehr möglich, κ aus den Hamburger Eichmessungen und somit den Radius R_2 des Detektors SN1288 exakt zu bestimmen. In erster Näherung kann unter der Annahme, daß das Überkoppeln κ im wesentlichen durch das Flächenverhältnis $\frac{F_2}{F_1}$ bestimmt wird, das gesuchte R_2 nach Gleichung 5.10 mit Hilfe der Inflight-Daten berechnet werden. Dazu muß aus der Impulshöhenanalyse der Wert für κ ermittelt werden, dieser Wert ist aus folgenden Gründen nicht so gut geeignet zur Bestimmung von R_2 wie ein entsprechender Wert aus Beschleunigermessungen (genauerer siehe [Wol89]):

- Die Teilchen fallen nicht aus einer festen Richtung in das Teleskop ein, sondern mit einer unbekannten Richtungsverteilung.
- Es fallen Teilchen verschiedenen Typs in die Apparatur.
- Technisch bedingt können nicht von allen registrierten Teilchen die Impulshöhenwerte übertragen werden, so daß nur ein geringer Bruchteil der notwendigen Informationen zur Verfügung steht.

WOLFRAM bestimmt den Wert von κ zu ungefähr 0.2 [Wol89, S. 20]. Mit $F_1 = 141 \text{ mm}^2$ (entsprechend $R_{\text{HLD-1}} = 6.7 \text{ mm}$) ergibt sich R_2 zu ungefähr 7.5 mm. Dieser Wert ist kleiner als der Innenradius der Halterung von 8 mm und erfüllt somit die Randbedingung 2¹.

Somit sind alle unbekannten Parameter des oben vorgeschlagenen Effektivitätsmodells bestimmt. Die Abbildung 5.15 stellt den aus diesen Überlegungen resultierenden Effektivitätsverlauf dar.

5.2 Vergleich der Eichmessungen mit den Simulationsrechnungen

In den vorigen Abschnitten wurde ein aus den α -Teilchen-Messungen entwickeltes, modifiziertes Modell des Helios-Experiments Nummer 6 vorgestellt. Inwieweit dieses Modell das reale Sensorverhalten wiedergeben kann, läßt sich durch einen Vergleich der Ergebnisse der Simulationsrechnungen mit diesem modifizierten Modell mit denen von Eichmessungen feststellen; zum Vergleich sind in den Tabellen C.4–C.6 die Ergebnisse mit idealem Detektormodell aufgeführt [Heb89, S. 91 f.]. Dieses soll anhand der Messungen

¹ Wenn R_{Hal} als maximal möglicher Wert für R_2 eingesetzt wird, so ergibt sich ein Übersprechen von $\kappa = 0.3$.

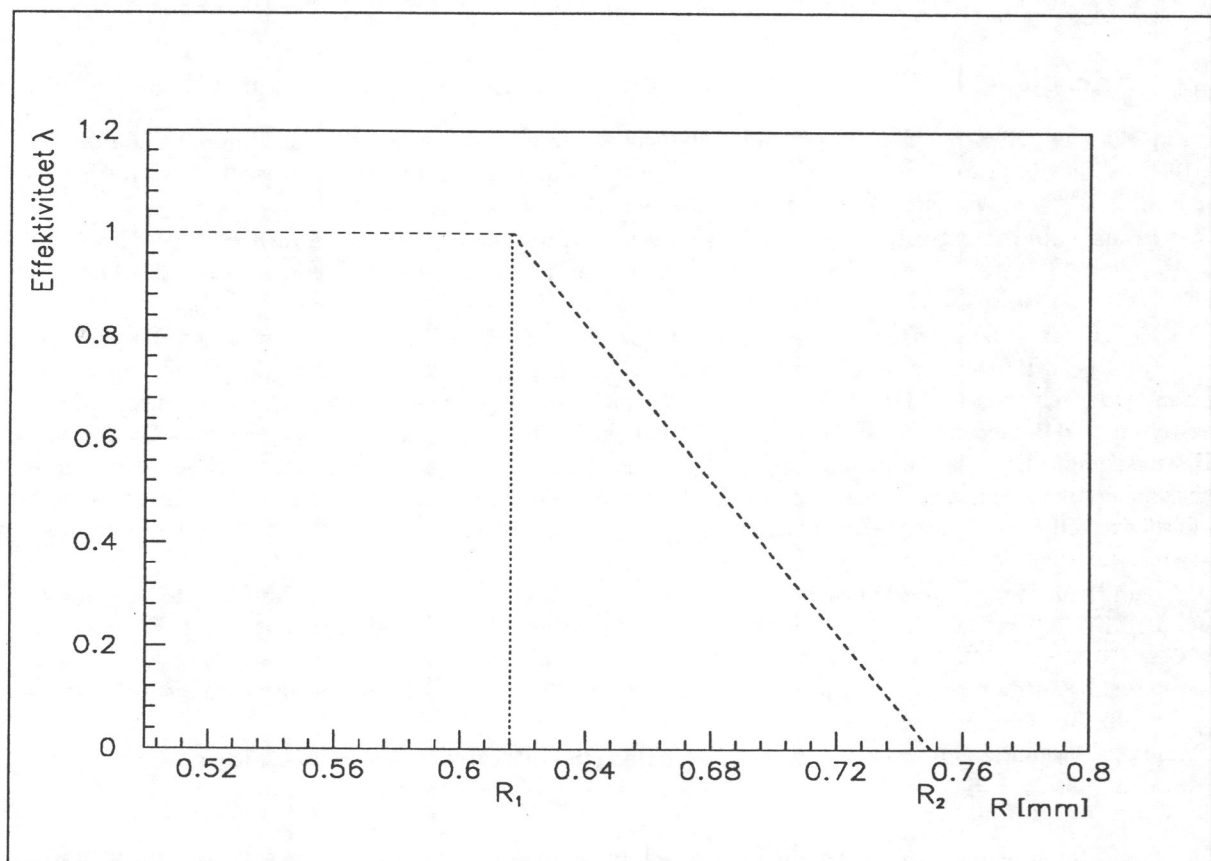


Abbildung 5.15: Effektivitätsverlauf für den Detektor SN1288.

am Hamburger Isochron-Zyklotron, wie sie im Kapitel 3 beschrieben sind, durchgeführt werden. Dazu werden die Ergebnisse von Eichung und Simulation unter folgenden Gesichtspunkten verglichen:

1. Die Energieverlustverteilungen monoenergetischer Protonen im Bereich von 7 bis 25 MeV in den einzelnen Detektoren werden unter verschiedenen Einfallswinkeln φ ($\varphi = 0^\circ$ und 25°) bestimmt (siehe Tabelle 3.1), wobei φ den Winkel zwischen der Einfallsrichtung der Teilchen und der optischen Achse des Experiments bezeichnet. Da Protonen in diesem Energiebereich den Detektor HLD-3 nicht durchqueren können, lassen sich nur die Energieverlustverteilungen in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3 untersuchen (Abschnitt 5.2.1).
2. Unter den gleichen Voraussetzungen wie in 1. lassen sich der Gesamtenergieverlust der Protonen in der Apparatur aus den Energieverlusten in den einzelnen Detektoren und damit das energetische Auflösungsvermögen des Experiments für monoenergetische Teilchen (Abschnitt 5.2.2) bestimmen.

5.2.1 Energieverlustverteilungen in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3

Das Experiment liefert bei den Beschleunigungsmessungen und in den Simulationsrechnungen die digitalisierte Pulshöhen-Nummer (Kanalnummer) n in jedem durchsetzten Detektor (Abschnitt 4.3). Daraus können die Pulshöhenverteilungen für jeden einzelnen Detektor gewonnen werden.

Als Beispiel sind in **Abbildung 5.16** die gemessenen Pulshöhenverteilungen im Detektor HLD-2 für 11.9, 16.0 und 18.8 MeV Protonen bei senkrechtem Einfall (A) und bei Einfallswinkeln $\varphi = 20^\circ$ (B) und $\varphi = 25^\circ$ (C) zusammengestellt [Iwe76, S. 95].

Die Breite der Pulshöhenverteilungen in HLD-2 wird für 11.9 MeV Protonen *nur* durch die Energieverluststatistik in HLD-1 bestimmt, da Protonen mit dieser Energie im Detektor HLD-2 ihre Restenergie abgeben. Dagegen sind die 16.0 und 18.8 MeV Protonen in der Lage, den Detektor HLD-2 zu durchqueren. Die Breiten der Pulshöhenverteilungen werden folglich durch die Energieverluststatistik in HLD-1 *und* HLD-2 bestimmt. Berücksichtigt man zudem die unterschiedlichen Kanalbreiten aufgrund der logarithmischen Konversionsgeraden — bei Kanalnummer 90 beträgt die Kanalbreite ≈ 250 keV, bei Kanalnummer 110 sind es bereits ≈ 500 keV —, so läßt sich die schmale Pulshöhenverteilung für die 11.9 MeV Protonen verstehen.

Aufgrund von Wegverlängerungseffekten verschieben sich die Maxima der Pulshöhenverteilungen mit steigendem Einfallswinkel. Für HLD-2 durchquerende Teilchen verschiebt sich das Maximum zu größeren Pulshöhen-Nummern hin. Für Teilchen, die in HLD-2 ihre Restenergie abgeben, wandert das Maximum zu kleineren Kanalnummern hin, da auch der Energieverlust in HLD-1 mit wachsenden Einfallswinkel zunimmt, die Restenergie also abnimmt.

Daneben weisen die gemessenen Pulshöhenverteilungen einen großen Anteil an Teilchen auf, der nicht einer bestimmten Energieverlustverteilung zugeordnet werden kann (Untergrund) und der mit steigendem Einfallswinkel zunimmt.

Im Vergleich zu den gemessenen Pulshöhenverteilungen sind in **Abbildung 5.17** die zugehörigen mit Hilfe des GEANT3-Programms berechneten Pulshöhenverteilungen für senkrecht einfallende (A) und für Protonen mit einem Einfallswinkel von $\varphi = 25^\circ$ (B) zusammengefaßt.

Die Lage und die Breite der mit Hilfe von GEANT3 berechneten Verteilungen werden in den folgenden Abschnitten mit den gemessenen Verteilungen verglichen. Hervorzuheben ist, daß bei den Ergebnissen der Modellrechnungen für senkrecht einfallende Teilchen kein Untergrund beobachtet wird. Dagegen wird bei den unter $\varphi = 25^\circ$ berechneten Pulshöhenverteilungen ein solcher Untergrund simuliert. Neben den Teilchen, die aufgrund geringerer Effektivität in den Randbereichen des Detektors HLD-2 einen zu kleinen Energieverlust vortäuschen, können Teilchen den Detektor seitlich verlassen.

Eine Pulshöhenverteilung läßt sich aufgrund der logarithmischen Umrechnung nur ungenügend durch die mittlere Kanalnummer $\bar{n}$ und die Halbwertsbreite FWHM (*Full Width at Half Maximum*) beschreiben [Heb89]. Die mittleren Kanalnummern und die Halbwertsbreiten der Pulshöhenverteilungen sind in den **Tabellen C.1** und **C.7** zusammengefaßt. Eine GAUSS-Verteilung dagegen wird durch diese beiden Kenngrößen exakt festgelegt. Von den Energieverlusten der betrachteten Protonen wird erwartet, daß sie nahezu normalverteilt sind (siehe [Heb89, S. 49]). Deshalb wird im folgenden von den mittleren

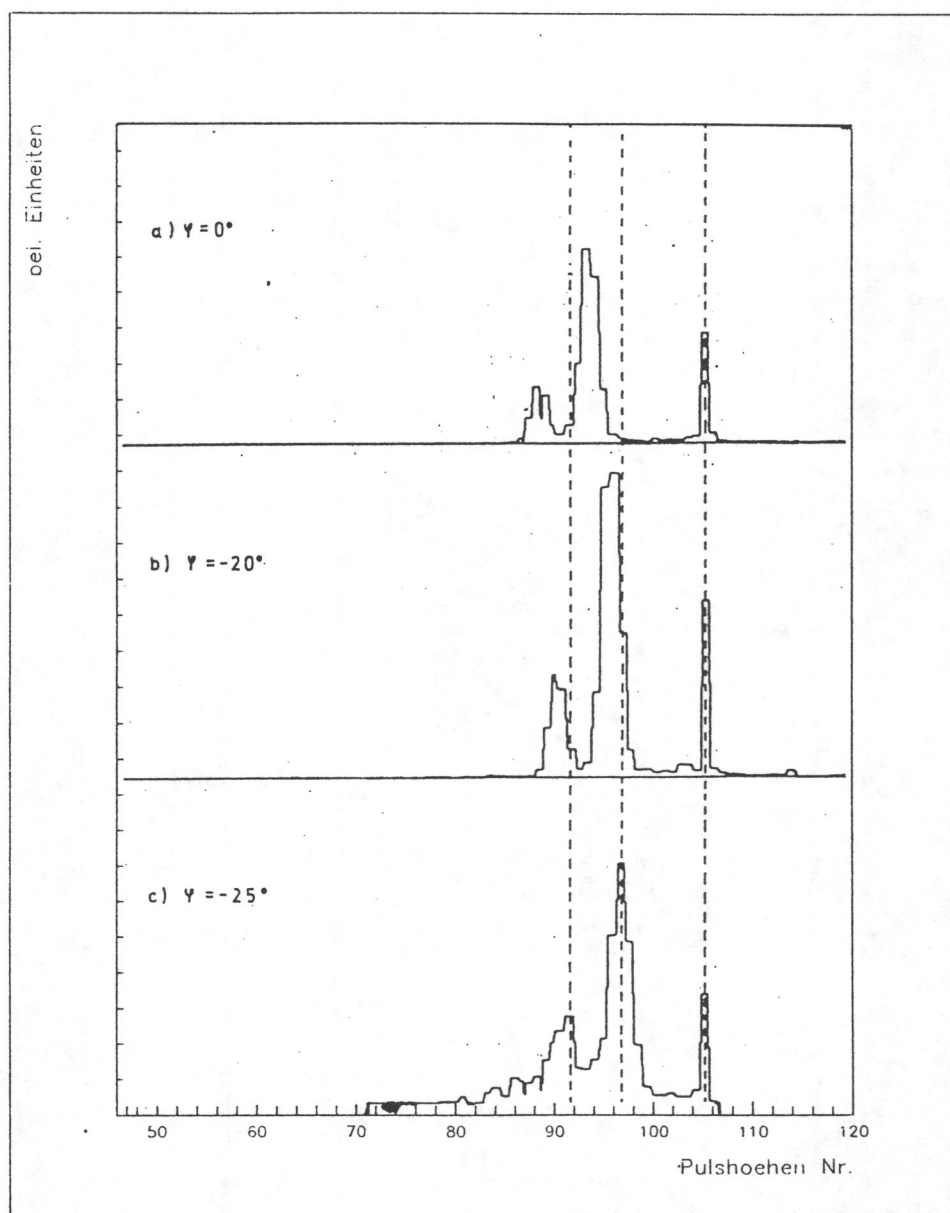


Abbildung 5.16: Gemessene Pulshöhenverteilungen für 11.9, 16.0 und 18.8 MeV Protonen in HLD-2 bei einem Einfallswinkel $\varphi = 0^\circ$ (A) und $\varphi = 25^\circ$ (B) (siehe [Iwe76, S. 95]).

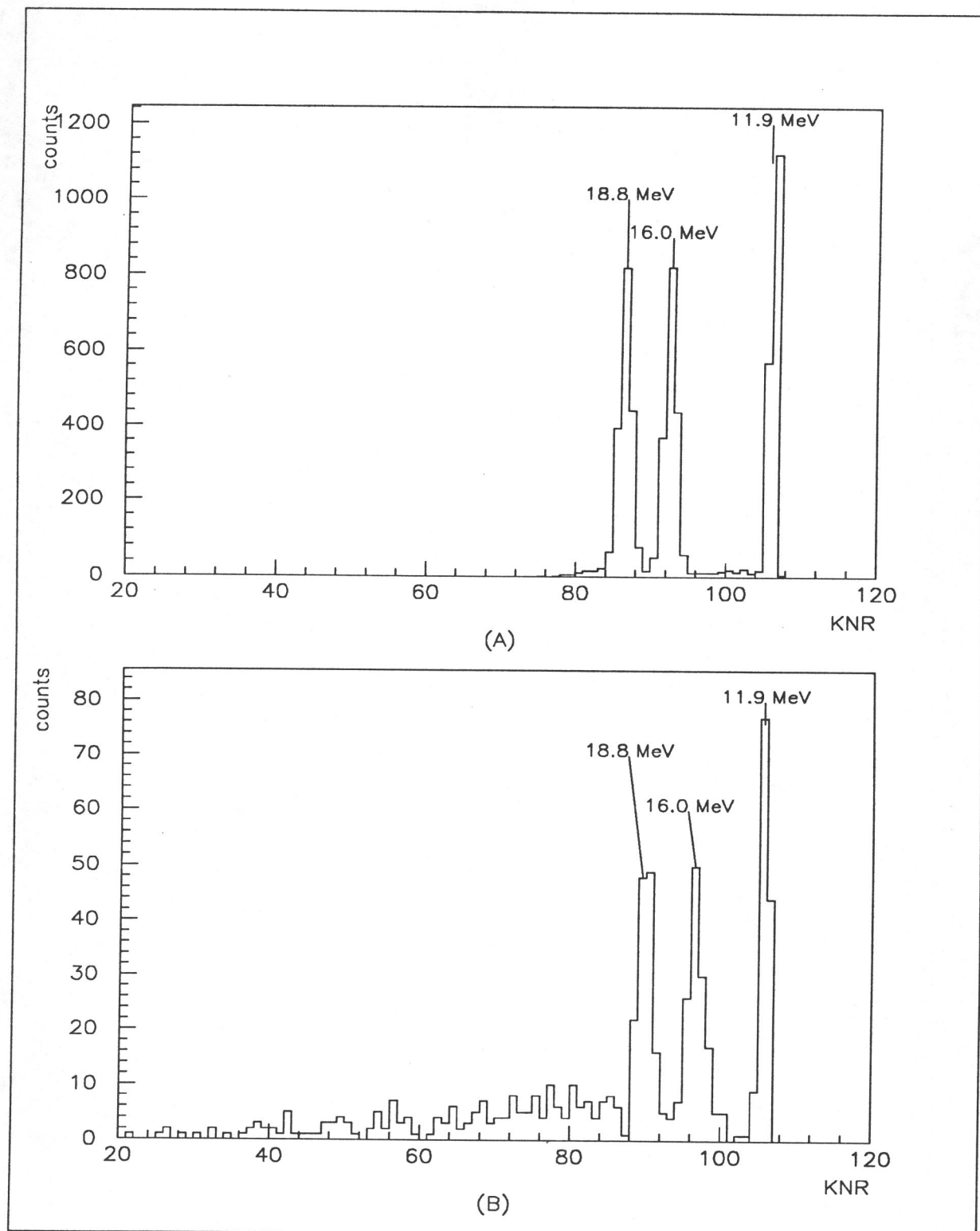


Abbildung 5.17: Berechnete Pulshöhenverteilungen für 11.9, 16.0 und 18.8 MeV Protonen in HLD-2, die unter einem Einfallswinkel $\varphi = 0^\circ$ (A) und $\varphi = 25^\circ$ (B) einfallen.

Kanalnummern $\bar{n}$ der Pulshöhenverteilung auf die mittleren Energieverluste $\bar{\varepsilon}$ zurückgerechnet:

$$\bar{\varepsilon} = 10^{\left(\frac{\bar{n} - A_i}{B_i}\right)} \quad (5.11)$$

Die Halbwertsbreite FWHM_E in Energieeinheiten erhält man aus der gemessenen Halbwertsbreite FWHM_K in Kanalnummern und dem zugehörigem mittleren Energieverlust $\bar{\varepsilon}$ gemäß der Beziehung:

$$\text{FWHM}_E = \frac{\ln 10}{B_i} \text{FWHM}_K \bar{\varepsilon} \quad (5.12)$$

Die elektronikspezifischen Konstanten A_i und B_i wurden für die Detektoren HLD-1 bis HLD-3 aus den Konversionsgeraden bestimmt und sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt.

Mittlere Energieverluste in den einzelnen Detektoren

Wie im vorigen Abschnitt beschrieben werden mittels Gleichung 5.11 die mittleren Energieverluste $\bar{\varepsilon}$ aus den mittleren Kanalnummern $\bar{n}$ berechnet. Die Ergebnisse für senkrechten Einfall der Protonen sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt und in Abbildung 5.18 graphisch dargestellt.

$\varphi = 0^\circ$	Mittlere Energieverluste $\bar{\varepsilon}/\text{MeV}$					
T/MeV	Eichung			Simulation		
	HLD-1	HLD-2	HLD-3	HLD-1	HLD-2	HLD-3
7.4	1.250	6.12		1.190	6.04	
11.5	0.850	10.6		0.800	10.6	
11.9	0.808	11.3		0.770	11.0	
12.6	0.782	11.7		0.740	11.8	
13.5	0.756	9.90	3.06	0.700	9.60	3.02
16.0	0.638	7.12	8.53	0.610	6.90	8.36
17.0	0.607	6.56	10.2	0.580	6.38	9.90
17.6	0.607	6.34	11.1	0.570	6.10	10.7
18.8	0.587	5.82	12.7	0.534	5.62	12.5
21.1	0.530	5.07	14.8	0.487	4.97	15.5
23.2	0.479	4.65	18.1	0.444	4.51	18.1
24.7	0.479	4.34	20.0	0.421	4.21	20.0

Tabelle 5.3: Mittlere Energieverluste $\bar{\varepsilon}$ in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3 in Abhängigkeit der Einfallenergie T bei senkrechtem Einfall der Protonen ($\varphi = 0^\circ$).

Im vermessenen Energiebereich verlieren Protonen ihre kinetische Energie hauptsächlich durch Ionisation. Die mittlere Reichweite der Protonen im Silizium beträgt für 7 MeV Einfallenergie ungefähr $500 \mu\text{m}$ und für 25 MeV Einfallenergie ungefähr $3500 \mu\text{m}$ (siehe Abbildung 1.5), so daß sie den $100 \mu\text{m}$ dicken Detektor HLD-1 durchqueren und dann je nach Energie entweder im $950 \mu\text{m}$ dicken Detektor HLD-2 oder im $3000 \mu\text{m}$ dicken HLD-3 steckenbleiben.

Für den Verlauf des Energieverlusts in **HLD-1** (siehe Abbildung 5.18.A) erwartet man gemäß der BETHE-BLOCH-Formel (1.8) eine Energieabhängigkeit der Meßpunkte proportional zu T^{-1} . Dieser Verlauf wird bei den Daten der Eichung und der Simulation beobachtet. Entsprechendes gilt für den Detektor HLD-2 durchdringende Teilchen (siehe Abbildung 5.18.B).

In **HLD-2** erreichen Protonen mit Energien unterhalb von 13 MeV ihr Reichweitenende. Da mit steigender Einfallenergie der Energieverlust in den vorangehenden Materialien sinkt, wächst die Restenergie der Teilchen und somit auch deren Energieverlust in HLD-2 an. Ab einer Energie von etwa 13 MeV können die Protonen HLD-2 durchdringen (Teilchenbahn B); mit steigender Protonenenergie fällt der Energieverlust in HLD-2 wieder ab (siehe Abbildung 5.18.B).

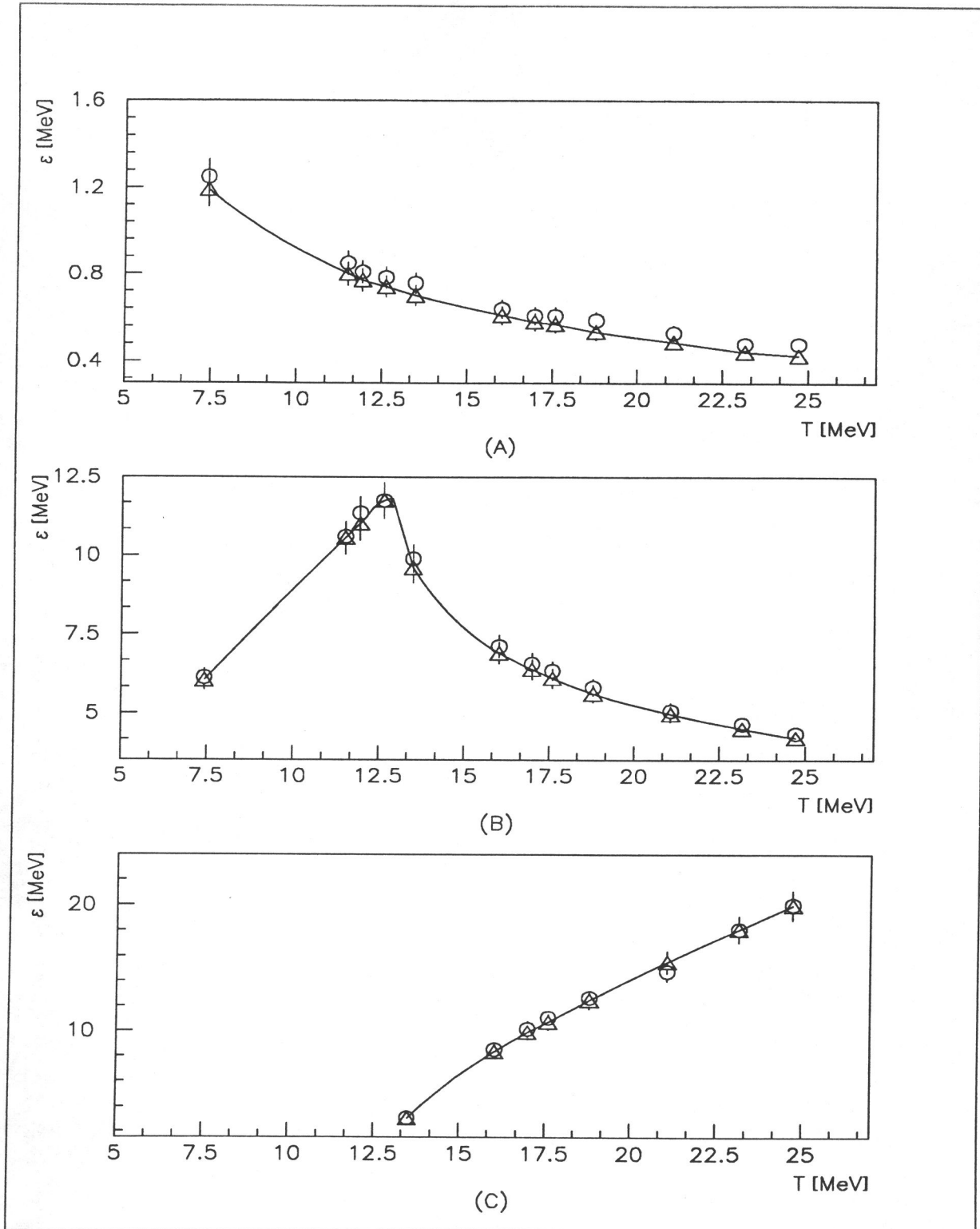


Abbildung 5.18: Mittlere Energieverluste $\bar{\varepsilon}$ in den Detektoren HLD-1 (A) bis HLD-3 (C) als Funktion der Einfallenergie T der Teilchen bei senkrechtem Einschluß. Die mittleren Energieverluste nach Eichung sind mit $\circ$ und die nach Simulation mit $\triangle$ gekennzeichnet. Der Übersichtlichkeit halber sind die berechneten Werte miteinander verbunden. Die eingezeichneten Ungenauigkeiten ergeben sich aus den im Text erläuterten Überlegungen.

Bei den Hamburger Eichmessungen werden nur Protonen bis zu 25 MeV verwendet, so daß im Detektor **HLD-3** nur die Restenergie gemessen wird; diese wächst mit steigenden Beschleunigerenergien an (siehe Abbildung 5.18.C).

Um Ergebnisse nach Eichung und Simulation vergleichen zu können, werden die wesentlichen Faktoren angegeben, die die Energieverlustbestimmung beeinflussen:

1. Der Beschleuniger liefert Protonen mit Energien, die um einen Wert ΔT_S von der angegebenen Strahlenergie T_S abweichen können. Für Teilchen, deren Reichweite sehr viel größer als die Dicke eines Detektors ist, läßt sich die Ungenauigkeit $\Delta \varepsilon$ bei der Bestimmung des mittleren Energieverlustes ε mit Hilfe des Fehlerfortpflanzungsgesetzes abschätzen:

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta T_S}{T_S} . \quad (5.13)$$

2. Protonen, deren Reichweite in Silizium sehr viel größer als die Detektordicke ist und die mit unterschiedlichen Winkeln den Detektor durchqueren, legen unterschiedlich lange Wege im Detektor zurück (Wegverlängerungseffekt). Der Energieverlust ε_φ eines Teilchens mit Einfallswinkel φ ergibt sich aus dem Energieverlust ε_0 eines senkrecht einfallenden Teilchens:

$$\varepsilon_\varphi = \frac{\varepsilon_0}{\cos \varphi} . \quad (5.14)$$

Diese Winkelabhängigkeit des Energieverlustes wird bei Eichung und Simulation für Detektor **HLD-1** beobachtet [Heb89, S. 60].

Der Einfallswinkel φ war bei der Eichung nur auf $\Delta \varphi = 1^\circ$ genau bestimmbar. Dieser Fehler pflanzt sich gemäß

$$\Delta \varepsilon_\varphi = \frac{\Delta \varepsilon_0}{\cos \varphi} + \varepsilon_\varphi \tan \varphi \Delta \varphi . \quad (5.15)$$

in die Bestimmung von ε_φ fort.

3. Der Energieverlust durch Ionisation ist ein statistischer Prozeß (siehe Abschnitt 2.2). Deshalb sind der mittlere Energieverlust $\bar{\varepsilon}$ und die Halbwertsbreite FWHM mit statistischen Ungenauigkeiten behaftet.

Ist N die Anzahl der registrierten Teilchen, dann gilt für die Abweichungen $\Delta \varepsilon$ und ΔFWHM des Energieverlustes ε beziehungsweise der Halbwertsbreite FWHM:

$$\Delta \varepsilon \propto \frac{\text{FWHM}}{\sqrt{N}} \quad \text{bzw.} \quad \Delta \text{FWHM} \propto \frac{\text{FWHM}}{\sqrt{2N}} . \quad (5.16)$$

4. Wie oben ausgeführt, sind die Ergebnisse, die das Helios-Experiment Nummer 6 bei Eichung und Simulation liefert, digitalisierte Pulshöhen (Kanalnummern), die einem Energieintervall zugeordnet werden (Gleichung 5.11, vergleiche auch Kapitel 5). Dieses bedingt zweierlei Ungenauigkeiten der Energieverlustbestimmung (siehe Tabelle 4.3):

- (a) Die Parameter der Eichgeraden entnimmt man der Tabelle 4.3.
- (b) Jeder Kanal besitzt eine endliche Energiebreite, das heißt Energien innerhalb eines Kanals können nicht unterschieden werden.

Insgesamt erhält man für diesen Effekt die Ungenauigkeiten, wie sie in Tabelle 4.3 angegeben sind.

Der durch die Effekte 1 bis 4 bedingte Gesamtfehler $\Delta \varepsilon$ ist für alle verwendeten Energien in den Tabellen **C.2** und **C.8** im Anhang zusammengefaßt.

In den Abbildungen 5.18.A bis 5.18.C sind die mittlere Energieverluste in den Detektoren **HLD-1** bis **HLD-3** mit den zugehörigen Fehlern graphisch zusammengestellt.

Wie man den Abbildungen 5.18.A bis 5.18.C entnimmt, stimmen die berechneten Energieverluste mit den gemessenen für die Detektoren innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Um die graphisch gewonnene Übereinstimmung belegen zu können, wurde für die einzelnen Wertepaare (ε_{Eich} , ε_{Sim}) (Energieverluste bei gleicher Einfallsenergie T) ein linearer Zusammenhang der Form:

$$\varepsilon_{Eich} = o + m \varepsilon_{Sim} \quad (5.17)$$

angenommen und die Parameter m und o nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt². Im Idealfall sollte der Parameter $m = 1$ und der Parameter $o = 0$ sein; die Energieverluste stimmen dann überein. Für die Parameter o und m ergibt sich:

$$\text{HLD-1: } o = (-0.035 \pm 0.049) \text{ MeV, } m = 0.99 \pm 0.08$$

$$\text{HLD-2: } o = (-0.100 \pm 0.295) \text{ MeV, } m = 0.99 \pm 0.05$$

$$\text{HLD-3: } o = (-0.064 \pm 0.256) \text{ MeV, } m = 1.02 \pm 0.07$$

Unter Berücksichtigung der Abweichungen von o und m sind die erhaltenen Werte gut verträglich mit den erwarteten idealen.

Analog wurden die Energieverluste nach Eichung und Simulation unter $\varphi = 25^\circ$ ausgewertet; die zugehörigen Ergebnisse sind in den Tabellen C.2 und C.8 im Anhang zusammengefaßt. Auch hier ergaben sich keine signifikanten Abweichungen in den Werten von Eichung und Simulation.

Unter Berücksichtigung aller Meßpunkte (alle Energien, alle Einfallswinkel) liefert die Analyse für die Parameter o und m folgende Werte:

$$\text{HLD-1: } o = (0.045 \pm 0.037) \text{ MeV, } m = 1.00 \pm 0.01$$

$$\text{HLD-2: } o = (0.008 \pm 0.200) \text{ MeV, } m = 1.02 \pm 0.03$$

$$\text{HLD-3: } o = (0.482 \pm 0.100) \text{ MeV, } m = 0.96 \pm 0.02$$

Man erhält also insgesamt eine gute Übereinstimmung von berechneten und gemessenen mittleren Energieverlusten.

Halbwertsbreiten der Energieverlustverteilungen

Entsprechend der Bestimmung der mittleren Energieverluste aus den mittleren Kanalnummern lassen sich die Halbwertsbreiten FWHM der Energieverlustverteilungen aus denen der Pulshöhenverteilungen gemäß Gleichung 5.12 berechnen. In **Tabelle 5.4** sind die absoluten und relativen Halbwertsbreiten in HLD-1 bis HLD-3 nach Eichmessung und Simulationsrechnung für senkrechten Einfall bei den verschiedenen Einfallsenergien zusammengefaßt. Die relativen Halbwertsbreiten berechnen sich jeweils als Quotient aus der absoluten Halbwertsbreite und dem mittleren Energieverlust. Die Ergebnisse sind in den **Abbildungen 5.19 bis 5.21** graphisch dargestellt. Die Fehlerbalken ergeben sich durch analoge Betrachtungen wie in Abschnitt 5.2.1

In **HLD-1** werden nur den Detektor durchquerende Teilchen gemessen. Die Halbwertsbreite der Energieverlustverteilung sollte nach der Theorie von VAVILOV [Vav57] für den gesamten Energiebereich nahezu konstant sein. Das bedeutet, daß die relative Halbwertsbreite mit steigendem Energieverlust abnimmt, also mit steigender Einfallsenergie anwächst (BETHE-BLOCH-Formel, Gleichung 1.8). Diesen Verlauf zeigen die nach Simulation gewonnen relativen Halbwertsbreiten (**Abbildung 5.19**), während die gemessenen Werte stark um die theoretischen Werte herum streuen. Wie bereits HEBER ([Heb89]) festgestellt hat, würde eine eingehendere Analyse eine genauere Behandlung der Eichdaten erfordern; dies ist aus technischen Gründen nachträglich nicht mehr möglich.

Um beurteilen zu können, ob in der Simulation tendenziell zu kleine Halbwertsbreiten berechnet werden, wurde der gewichtete Mittelwert $\overline{\text{FWHM}}$ bestimmt:

$$\text{Simulation: } \overline{\text{FWHM}} = (110 \pm 2) \text{ keV} \quad \text{und}$$

$$\text{Eichung: } \overline{\text{FWHM}} = (104 \pm 27) \text{ keV.}$$

²Da die einzelnen Meßpunkte mit Ungenauigkeiten behaftet sind, müssen die Geradenparameter o und m unter Berücksichtigung dieser Ungenauigkeiten bestimmt werden (zum Verfahren siehe [Lyo86] oder [EDJ⁺71])

$\varphi = 0^\circ$	Simulation					
T/MeV	FWHM HLD-1/		FWHM HLD-2/		FWHM HLD-3/	
	%	MeV	%	MeV	%	MeV
7.4	9.5	0.113	5.1	0.31		
11.5	13.5	0.108	3.4	0.25		
11.9	14.1	0.109	3.4	0.37		
12.6	15.2	0.112	4.1	0.48		
13.5	15.2	0.106	8.9	0.85	32.9	0.99
16.0	18.2	0.111	6.9	0.48	7.1	0.59
17.0	19.2	0.111	6.5	0.41	6.1	0.60
17.6	19.9	0.113	6.9	0.42	5.8	0.62
18.8	20.3	0.108	6.9	0.39	4.4	0.55
21.1	22.9	0.112	7.9	0.39	4.1	0.64
23.2	24.6	0.109	8.6	0.39	4.1	0.74
24.7	25.3	0.108	8.6	0.36	4.1	0.82

$\varphi = 0^\circ$	Eichung					
T/MeV	FWHM HLD-1/		FWHM HLD-2/		FWHM HLD-3/	
	%	MeV	%	MeV	%	MeV
7.4	13.5	0.169	3.4	0.21		
11.5	12.5	0.106	3.4	0.36		
11.9	20.3	0.164	3.4	0.39		
12.6	21.9	0.172	3.4	0.40		
13.5	13.5	0.102	13.7	1.36	37.2	1.14
16.0	20.3	0.129	8.2	0.59	8.8	0.75
17.0	11.8	0.072	6.9	0.45	6.8	0.69
17.6	23.6	0.143	10.3	0.65	3.4	0.38
18.8	10.1	0.059	10.3	0.60	3.4	0.43
21.1	16.9	0.089	10.3	0.52	3.4	0.50
23.2	30.4	0.146	6.9	0.32	3.4	0.61
24.7	10.1	0.049	6.9	0.30	3.4	0.68

Tabelle 5.4: Halbwertsbreiten FWHM der berechneten und gemessenen Verteilungen in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3 (Spalte 2 bis Spalte 8) als Funktion der Einfallenergie T (Spalte 1) bei 0° Einfallswinkel. Die Halbwertsbreiten werden zum einen absolut in MeV und zum anderen bezogen auf den Energieverlust im jeweiligen Detektor angegeben.

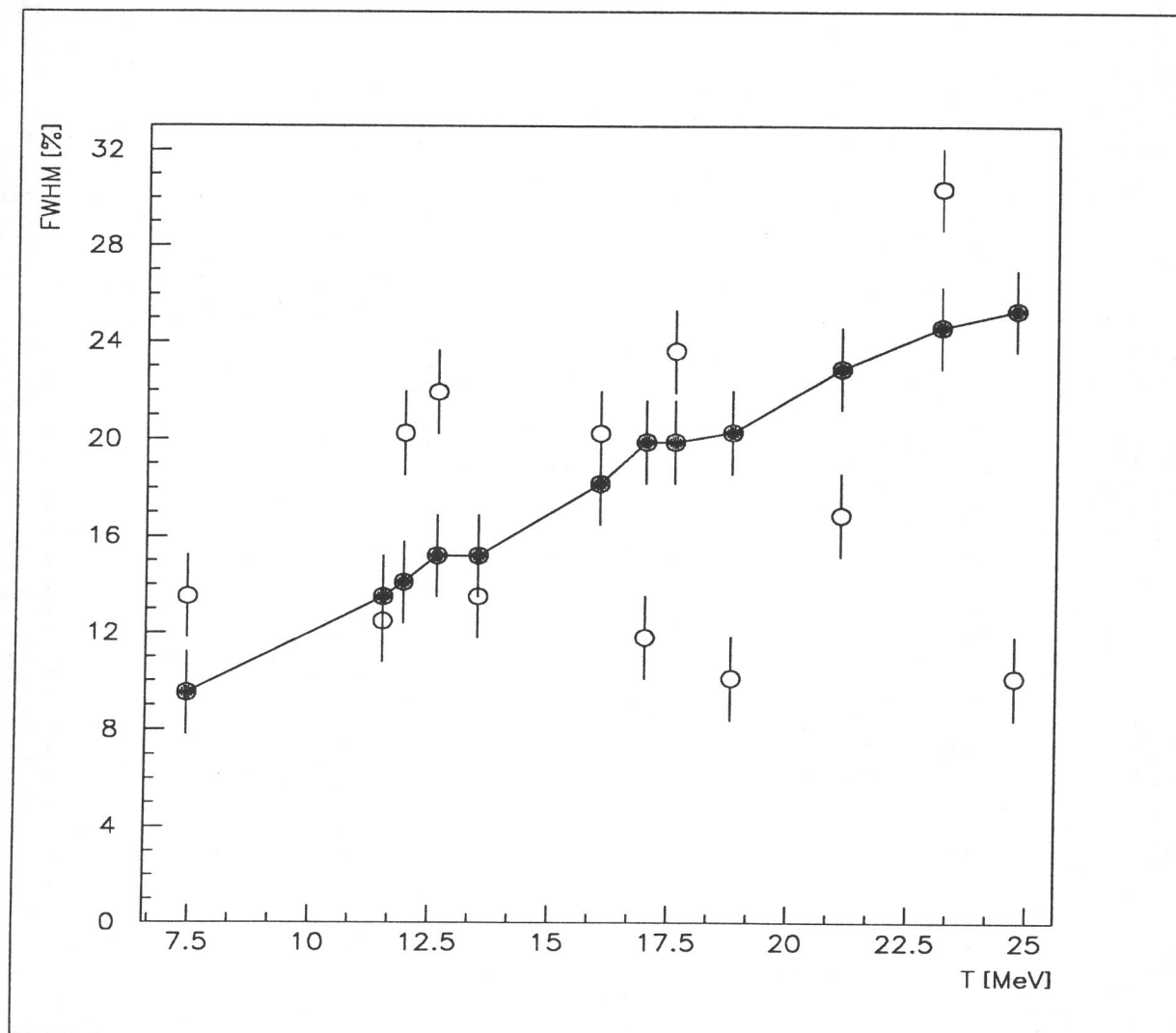


Abbildung 5.19: Relative Halbwertsbreiten in HLD-1 nach Eichung (○) und Simulation (●) bei $\varphi = 0^\circ$ als Funktion der Einfallsenergie. Die Fehlerbalken geben die statistischen sowie die durch die Analog-Digital-Wandlung und die Strahlenergiebestimmung bedingten Ungenauigkeiten an. Der Übersichtlichkeit halber sind die Simulationswerte durch einen Polygonzug verbunden.

Innerhalb der Genauigkeitsgrenzen stimmen also die mittleren Halbwertsbreiten nach Eichung und Simulation überein.

Für **HLD-2** unterscheiden sich die relativen Halbwertsbreiten steckenbleibender Teilchen, das sind Protonen mit Einfallsenergien $T \leq 13$ MeV, Protonen (Teilchenbahn B) deutlich (Abbildung 5.20), denn die Energieverlustverteilung für steckenbleibende Protonen in HLD-2 wird durch die Statistik der über HLD-2 liegenden Schichten bestimmt. Die ermittelten Werte liegen in der Größenordnung der Analog-Digital-Wandlung: $\Delta n = 1$ Kanal entsprechend $\text{FWHM}_{ADW} \approx 3.4\%$. Die Energieverlustverteilung für HLD-2 durchquerende Protonen wird für die meisten Energien durch die Energieverluststatistik in HLD-2 bestimmt.

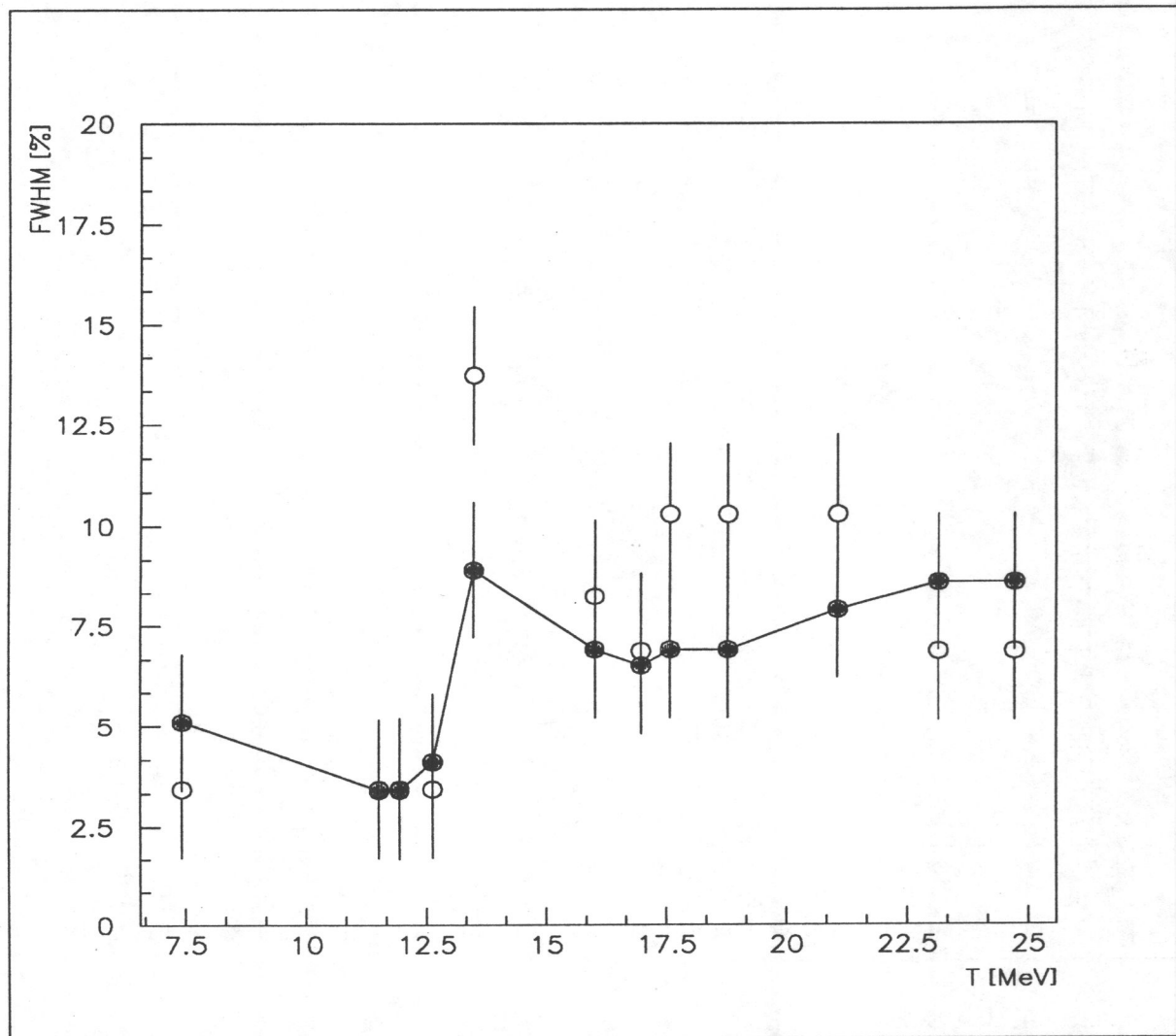


Abbildung 5.20: Relative Halbwertsbreiten in HLD-2 nach Eichung (o) und Simulation (•) bei $\varphi = 0^\circ$ als Funktion der Einfallsenergie. Die Fehlerbalken geben die statistischen sowie die durch die Analog-Digital-Wandlung und die Strahlenergiebestimmung bedingten Ungenauigkeiten an. Der Übersichtlichkeit halber sind die Simulationenwerte durch einen Polygonzug verbunden.

Man erhält bis auf die Werte für Teilchen am Reichweitenende ($T = 13,5$ MeV) innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmende Werte. Die physikalischen Prozesse, die die Halbwertsbreiten der Energieverlustverteilungen in HLD-2 für Protonenenergien am Reichweitenende beeinflussen, werden im Zusammenhang mit den zugehörigen Energieverlustverteilungen in HLD-3 weiter unten besprochen.

In **HLD-3** werden bei den vorliegenden Versuchsbedingungen ausschließlich Teilchen gemessen, die ihre Restenergie in HLD-3 abgeben. Deshalb wird die Halbwertsbreite der zugehörigen Energieverlustver-

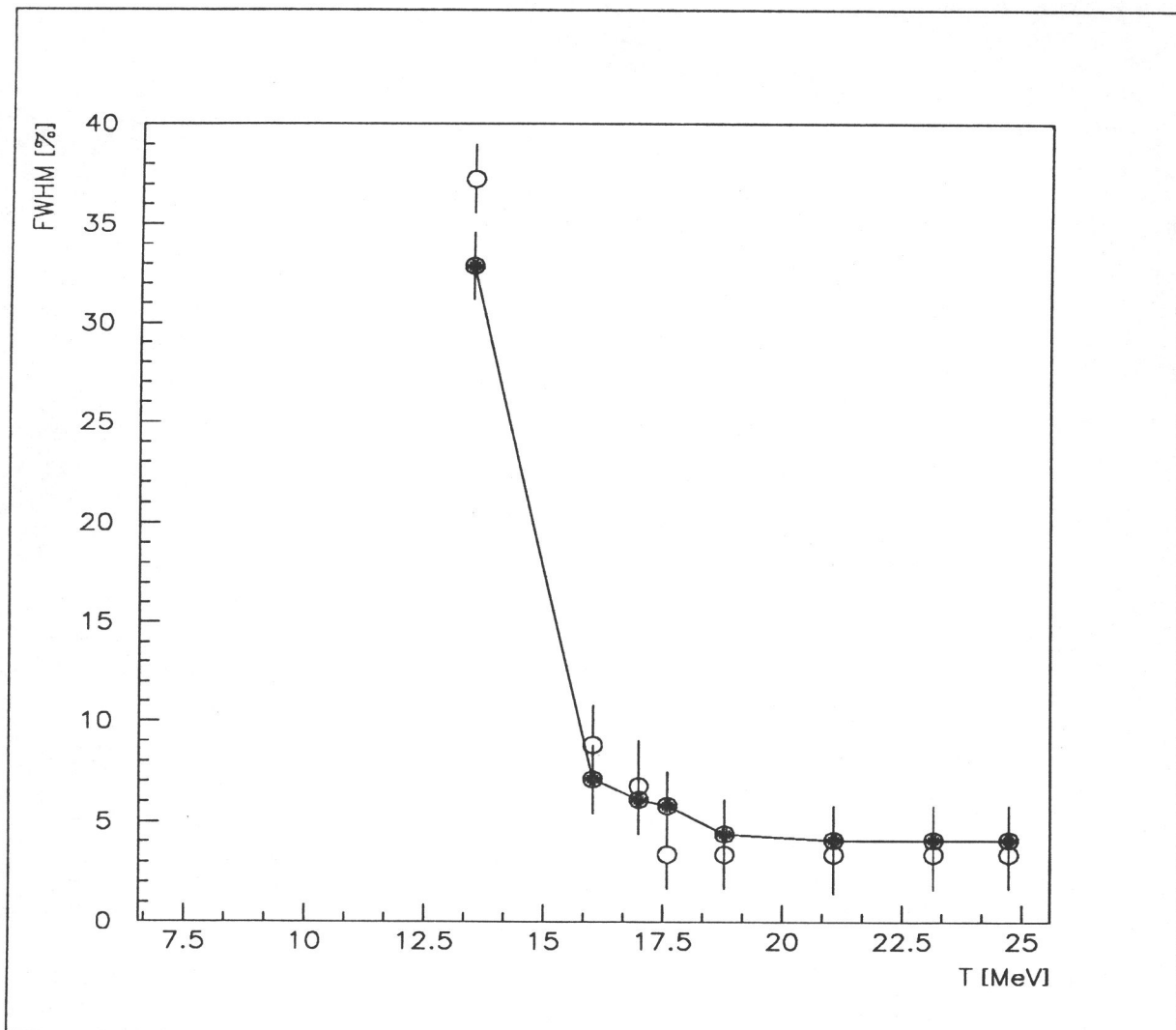


Abbildung 5.21: Relative Halbwertsbreiten in HLD-3 nach Eichung (o) und Simulation (•) bei $\varphi = 0^\circ$ als Funktion der Einfallenergie. Die Fehlerbalken geben die statistischen sowie die durch die Analog-Digital-Wandlung und die Strahlenergiebestimmung bedingten Ungenauigkeiten an. Der Übersichtlichkeit halber sind die Simulationswerte durch einen Polygonzug verbunden.

teilungen durch die darüberliegenden Schichten festgelegt. Teilchen, die den Detektor HLD-2 gerade zu durchdringen vermögen, erleiden aufgrund der großen spezifischen Ionisation am Reichweitenende große Energieverlustschwankungen (siehe absolute Halbwertsbreiten nach Eichung in Tabelle 5.4). Deshalb beobachtet man für 13.5 MeV Protonen große Halbwertsbreiten in HLD-2 und HLD-3. Bei den Eichmessungen wurde eine relative Halbwertsbreite von 13.7% in HLD-2 und von 37.2% in HLD-3 gemessen; bei der Simulation wurden 8.9% beziehungsweise 33.2% berechnet.

Mit steigenden Einfallenergien nimmt der Energieverlust in HLD-3 zu und die relative Halbwertsbreite ab (siehe Abbildung 5.21). Für die meisten Energien liegt die relative Halbwertsbreite in der Größenordnung des Auflösungsvermögens der Analog-Digital-Wandlung von ungefähr 3.4%.

Die Halbwertsbreiten unter von Null verschiedenen Einfallswinkeln wurden auf gleiche Weise ausge-

wertet; die dazugehörigen Ergebnisse sind in den Tabellen C.3 und C.9 im Anhang zusammengefaßt. Dabei ergaben sich für die Detektoren HLD-2 und HLD-3 mit Ausnahme der 13.5 MeV Protonen (Reichweitenende) keine signifikanten Unterschiede zwischen Eichmessungen und Simulationsrechnungen. Für HLD-1 liefert die Simulation sinnvolle Ergebnisse, da der Verlauf der Halbwertsbreiten den theoretisch erwarteten entspricht und im Gegensatz zu den Ergebnissen der Eichmessungen keine unsystematischen Schwankungen aufweist. Die Fehler, die sich aus der Abschätzung ergeben, sind für die Ergebnisse der Eichmessungen vermutlich zu klein angegeben. Mögliche Ursachen sind Energieinstabilitäten des Teilchenstrahls während der Messung oder Untergrundstrahlung.

Insgesamt werden also durch das Modell des Helios-Experiments Nummer 6 neben den mittleren Energieverlusten auch die Halbwertsbreiten der Teilchenpeaks monoenergetischer Protonen in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3 zufriedenstellend wiedergegeben.

5.2.2 Energieauflösungsvermögen des Kieler Helios-Experiments

Mit Hilfe der gemessenen Pulshöhen (siehe Kapitel 2) soll aus den Flugdaten auf die Art und Energie der eingefallenen Teilchen zurückgeschlossen werden. Für Teilchen, die im Teleskop ihre gesamte kinetische Energie verlieren, ist die Einfallsenergie T gleich dem gesamten Energieverlust im Teleskop. Bleiben die Teilchen nicht in der Apparatur stecken, so läßt sich mittels der (BETHE-BLOCH-Formel) (1.8) aus den Energieverlusten im Teleskop mit Hilfe der $(dE/dx-E)$ -Methode auf deren Einfallsenergie zurückschließen [Jep78].

Der Gesamtenergieverlust ε_g in der Apparatur wurde aus den Energieverlusten in den einzelnen angesprochenen Detektoren berechnet.

Für Protonen, die in HLD-2 ihre Restenergie abgeben, gilt:

$$\varepsilon_g = \varepsilon_{\text{HLD-1}} + \varepsilon_{\text{HLD-2}} . \quad (5.18)$$

Für Protonen, die in HLD-3 ihre Restenergie verlieren, gilt:

$$\varepsilon_g = \varepsilon_{\text{HLD-1}} + \varepsilon_{\text{HLD-2}} + \varepsilon_{\text{HLD-3}} . \quad (5.19)$$

In Tabelle 5.5 sind die gemessenen und nach Simulation berechneten mittleren Gesamtenergieverluste und die zugehörigen Halbwertsbreiten zusammengefaßt. Da die Protonen in den Folien oberhalb von Detektor HLD-1 (siehe Abbildung 4.2) einen Bruchteil ihrer ursprünglichen kinetischen Energie verlieren (ca. 100 keV), sind die nach Gleichung 5.18 beziehungsweise 5.19 bestimmten mittleren Gesamtenergieverluste etwas kleiner als die Einfallsenergien.

Vergleicht man die Gesamtenergieverluste nach Simulation mit denen nach Eichung, so stimmen diese innerhalb der Fehlergrenzen (≈ 270 bis 900 keV) überein, welche sich durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes ergeben (siehe Tabelle C.2 und C.8).

Der Protonenstrahl des Hamburger Beschleunigers war nicht monoenergetisch, sondern die Energieverteilung der einfallenden Protonen besaß eine Halbwertsbreite FWHM_{Str} von ungefähr 100 keV (energetische Halbwertsbreite). Um die berechneten mit den gemessenen Halbwertsbreiten vergleichen zu können, wurde aus den gemessenen Halbwertsbreiten $\text{FWHM}_{\text{Eich}}$ auf die Halbwertsbreiten FWHM_{T_0} monoenergetischer Protonen der Energie T_0 zurückgerechnet:

$$\text{FWHM}_{T_0} = \sqrt{\text{FWHM}_{\text{Eich}}^2 - \text{FWHM}_{\text{Str}}^2} . \quad (5.20)$$

Die Abhängigkeit der relativen Halbwertsbreiten von der Einfallsenergie ist in Abbildung 5.22 dargestellt. Innerhalb der Fehlergrenzen erhält man eine gute Übereinstimmung der Halbwertsbreiten nach Eichung und Simulation. Da diese Halbwertsbreiten in der Größenordnung des Digitalisierungsfehlers liegen, wurde auf eine eingehendere Analyse der Daten verzichtet.

$\varphi = 0^\circ$		Eichung		Simulation		
T/MeV	ϵ_g/MeV	FWHM/ MeV %		ϵ_g/MeV	FWHM/ MeV %	
7.4	7.1	0.178	2.6	7.1	0.16	2.3
11.5	11.3	0.381	3.3	11.2	0.34	3.0
12.0	11.9	0.348	2.9	11.7	0.21	1.8
12.6	12.5	0.551	4.4	12.5	0.40	3.2
13.5	13.4	0.403	3.0	13.4	0.37	2.8
16.0	16.0	0.375	2.3	15.9	0.33	2.1
17.0	17.0	0.413	2.4	16.8	0.40	2.4
17.6	17.6	0.479	2.7	17.4	0.39	2.2
18.8	18.8	0.473	2.5	18.7	0.41	2.2
21.1	20.8	0.554	2.6	21.0	0.51	2.4
23.2	22.6	0.703	3.0	23.0	0.43	1.9
24.7	24.2	0.833	3.4	24.6	0.54	2.2

$\varphi = 25^\circ$		Eichung		Simulation		
T/MeV	ϵ_g/MeV	FWHM/ MeV %		ϵ_g/MeV	FWHM/ MeV %	
7.4	7.1	0.201	2.7	7.1	0.32	4.5
11.5	11.3	0.294	2.6	11.2	0.29	2.6
12.0	12.0	0.329	2.8	11.9	0.43	3.6
13.5	13.3	0.612	4.5	13.4	0.50	3.7
16.0	15.9	0.447	2.8	15.9	0.41	2.6
17.0	17.1	0.546	3.2	16.9	0.44	2.6
18.8	18.7	0.541	2.9	18.7	0.40	2.2
21.1	20.8	0.550	2.6	20.9	0.58	2.8
24.7	24.1	0.836	3.4	24.5	0.69	2.9

Tabelle 5.5: Mittlere Gesamtenergieverluste und Halbwertsbreiten der Gesamtenergieverlustverteilungen für monoenergetische Protonen nach Eichung und Simulation.

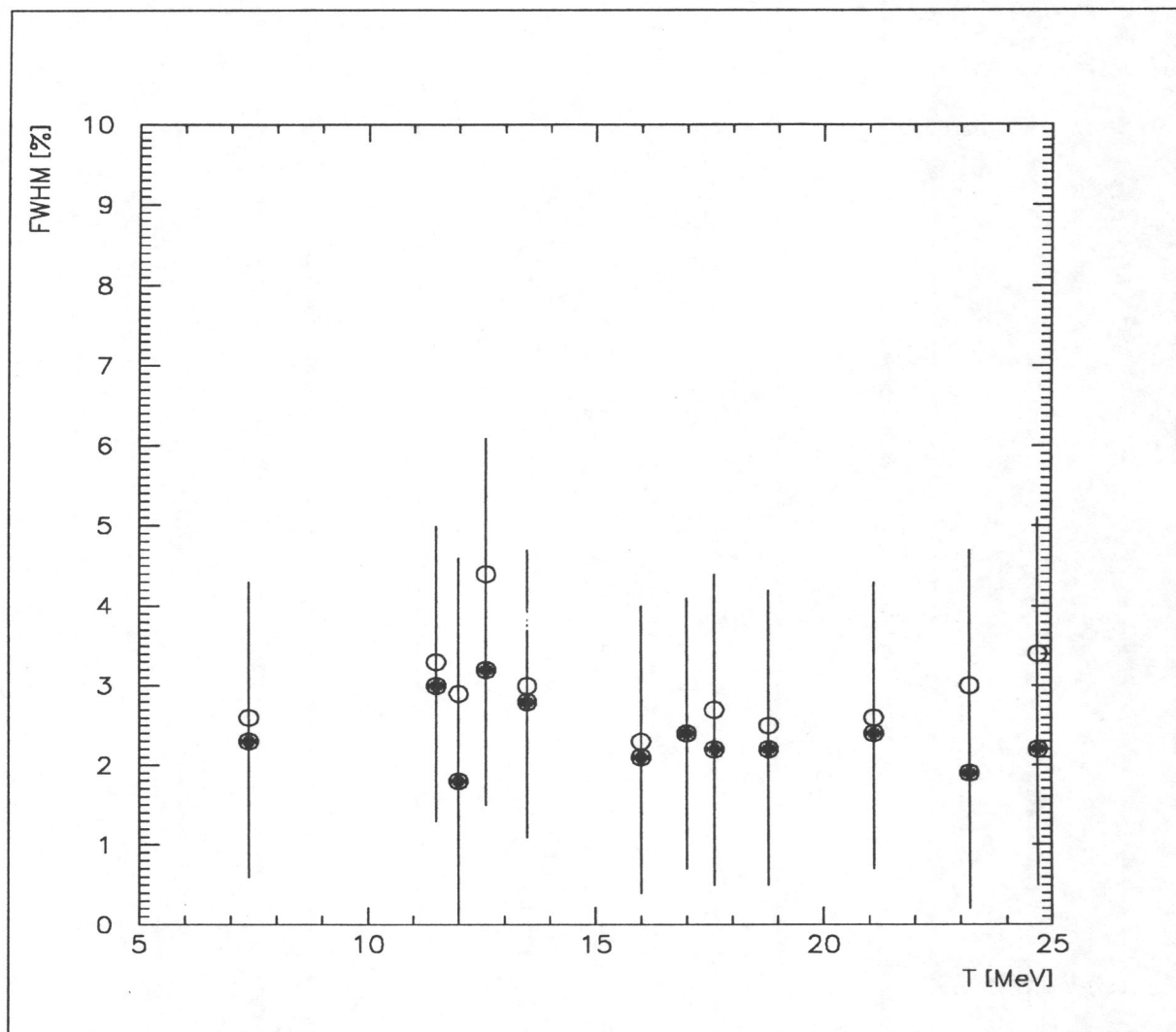


Abbildung 5.22: Relative Halbwertsbreiten der Verteilung des Gesamtenergieverlusts nach Simulation (●) und Eichung (○).

Kapitel 6

Experimentverhalten unter Inflight-Bedingungen

Das Kieler Experiment an Bord der Sonnensonden Helios-I und Helios-II mißt Nukleonen ($Z \leq 16$) im Energiebereich von 1.7 MeV/Nukleon bis zu 1 GeV/Nukleon und Elektronen im Energiebereich von 0.3 MeV bis 4 MeV. Zur Trennung einzelner Teilchen und zu deren Energiebestimmung wird die (dE/dx - E)-Methode verwendet (siehe Kapitel 2).

Da die Daten, die das Experiment während der Missionszeit (1974–1986) geliefert hat, durch bisher durchgeführte Modellrechnungen nicht vollständig beschreibbar sind ([Vol72] und [Heb89]), wurde ein genaueres Modell des Kieler Experiments entwickelt (siehe Kapitel 5), dessen Qualität im Vergleich mit Meßergebnissen des Experiments bei bekannten Experimentbedingungen, wie sie bei den Hamburger Eichmessungen vorlagen, überprüft wurde (siehe Abschnitt 5.2).

In diesem Kapitel sollen mit Hilfe einer Rechnersimulation Fragestellungen betrachtet werden, deren Untersuchung nach dem Start der Raumsonde unmöglich oder sehr aufwendig ist. Im allgemeinen werden vor dem Start einer Raumsonde Eichmessungen an Beschleunigern durchgeführt, deren Meßbedingungen sich in charakteristischer Weise von denen im Weltraum unterscheiden: Die kosmische (Partikel-) Strahlung, die das Helios-Experiment Nummer 6 mißt, besteht aus verschiedenen Komponenten, von denen nur ein Teil seinen Ursprung innerhalb des Sonnensystems besitzt. Die schematische Übersicht über Quellen energiereicher Teilchen in **Abbildung 6.1** enthält unter anderem folgende Komponenten (weitergehende Informationen findet man bei WIBBERENZ [Wib91]):

- **Galaktische kosmische Strahlung.** Sie fällt isotrop und zeitlich konstant von außerhalb der Heliosphäre ein und wird in ihrer Intensität I durch das interplanetare Medium moduliert (siehe **Abbildung 0.3**). Einen Überblick über die gemessenen Energiespektren $J(T)$ (siehe Kapitel 1) der verschiedenen chemischen Komponenten der galaktischen kosmischen Strahlung ist in **Abbildung 6.2** dargestellt. Für Energien oberhalb einiger GeV/Nukleon läßt sich das Energiespektrum jeder chemischen Komponente durch ein Potenzgesetz der Form $J(T) \propto T^\gamma$ mit $\gamma = -2.5$ darstellen.
- **Solare kosmische Strahlung.** Energiereiche Teilchen bis zu einigen GeV/Nukleon werden vorwiegend bei Eruptionen in der Sonnenatmosphäre (Flares) erzeugt (siehe Abschnitt 0.1). Mit einem Flare ist häufig das Auftreten von Stoßwellen verknüpft, bei denen Ionen mit Energien von einigen 100 keV bis zu einigen 10 MeV beschleunigt werden (Population der *Energetic Storm Particles*, ESP [Wib91]). Als Beispiel ist in **Abbildung 6.3** der zeitliche Intensitätsverlauf in den Protonenkanälen P4 bis P37 und den Elektronenkanälen E03 bis E3 während des solaren Ereignisses am 1. Januar 1978 dargestellt, wie er auf Helios-I gemessen wurde. Es wurden Simulationsrechnungen durchgeführt, deren Ergebnisse exemplarisch anhand der Meßergebnisse dieses Ereignisses ausgewertet wurden; deshalb soll der gemessene Intensitätsverlauf kurz beschrieben werden (eine genauere Auswertung findet man bei [Wol89] und [Mey91]): Es ist deutlich ein steiler Anstieg der Intensitäten um drei Größenordnungen gegen 21⁴⁵ UT (*Universal Time*) zu erkennen (entsprechend *Day Of Year* 1.9). Dann folgt eine Datenlücke. Nach dem „Maximum“ fällt die Intensität in allen Kanälen langsam wieder ab. Am 2. Januar (DOY 2.66) beobachtet man im P4-Kanal einen erneu-

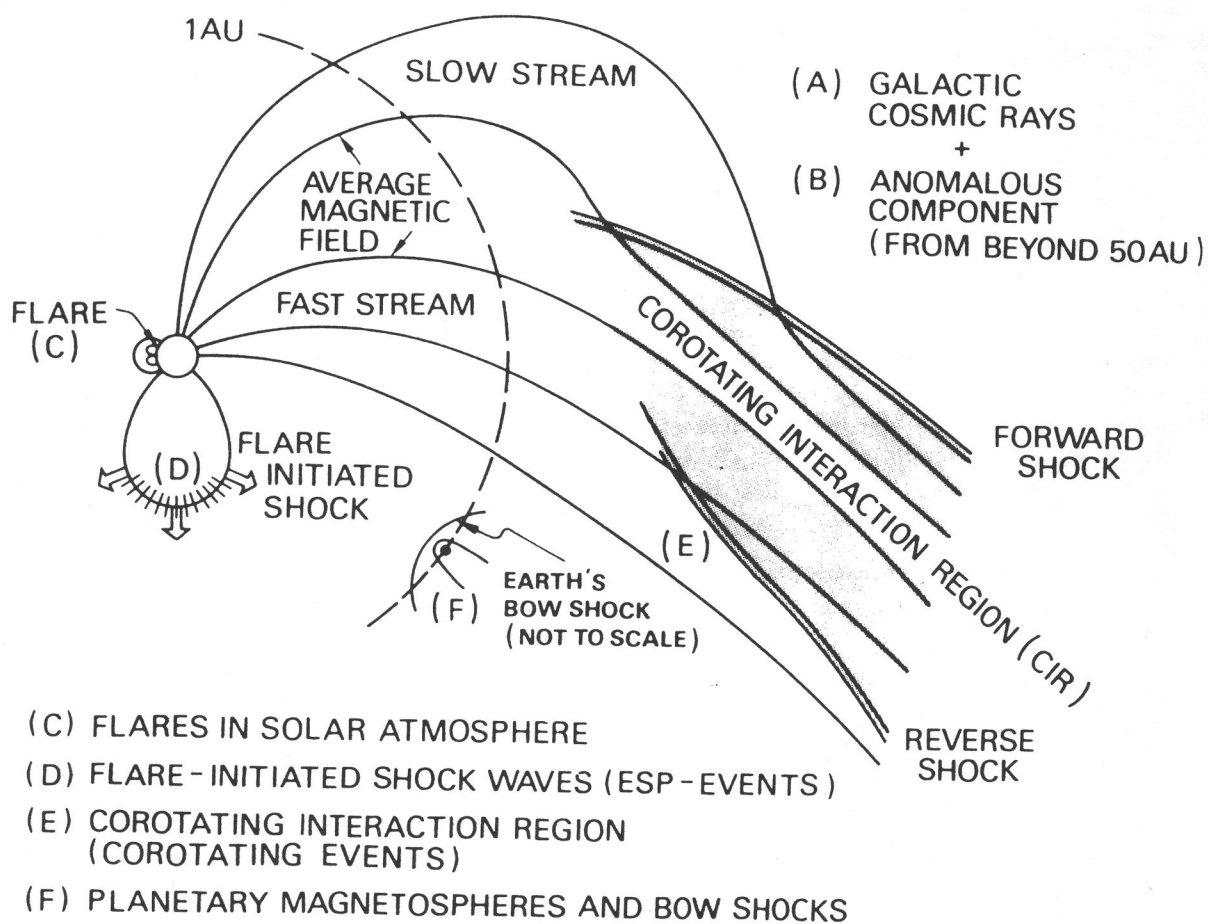


Abbildung 6.1: Quellen energiereicher Teilchen im Sonnensystem [KWG⁺91].

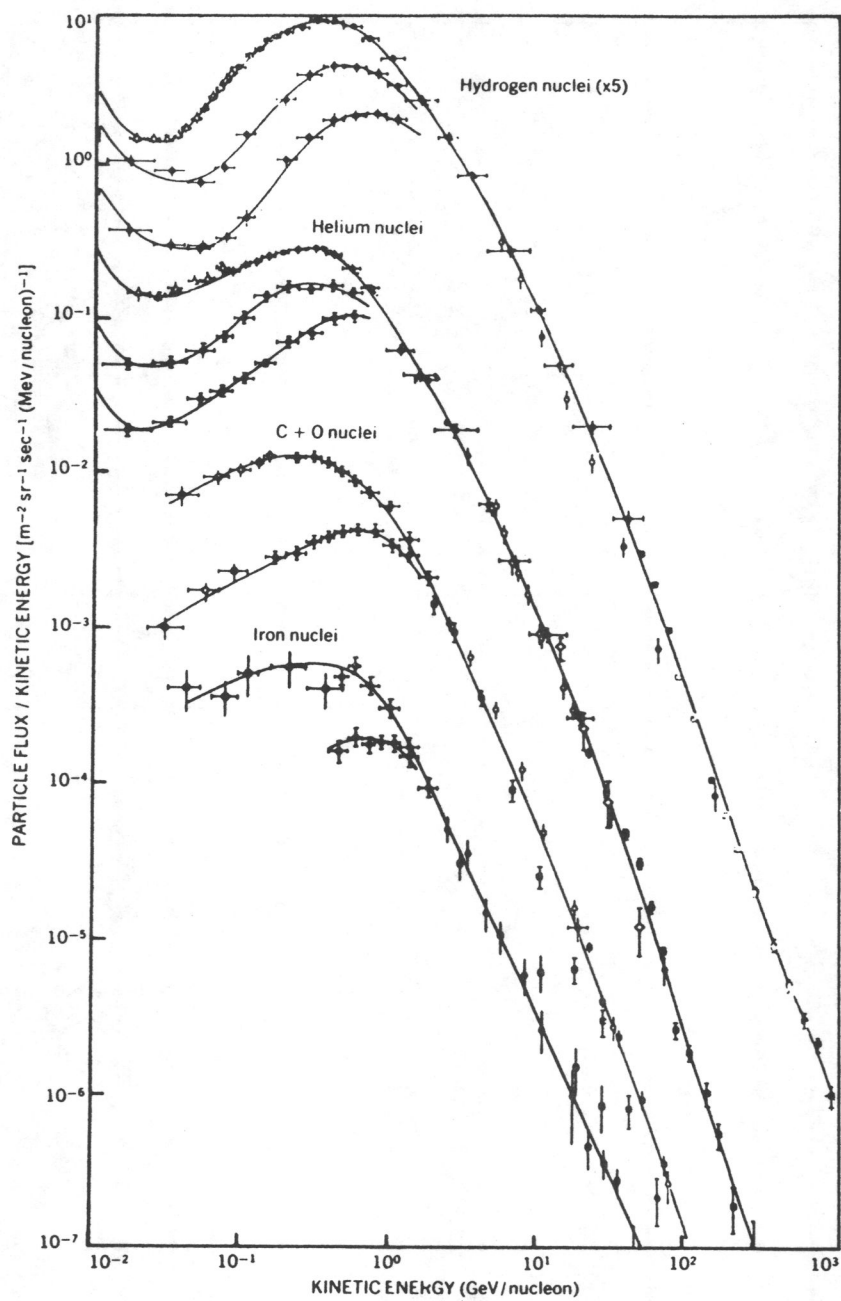


Abbildung 6.2: Energiespektren verschiedener Komponenten der galaktischen kosmischen Strahlung. Im linken Teil der Kurven sieht man den Einfluß der Modulation durch die Sonnenaktivität [MRW74].

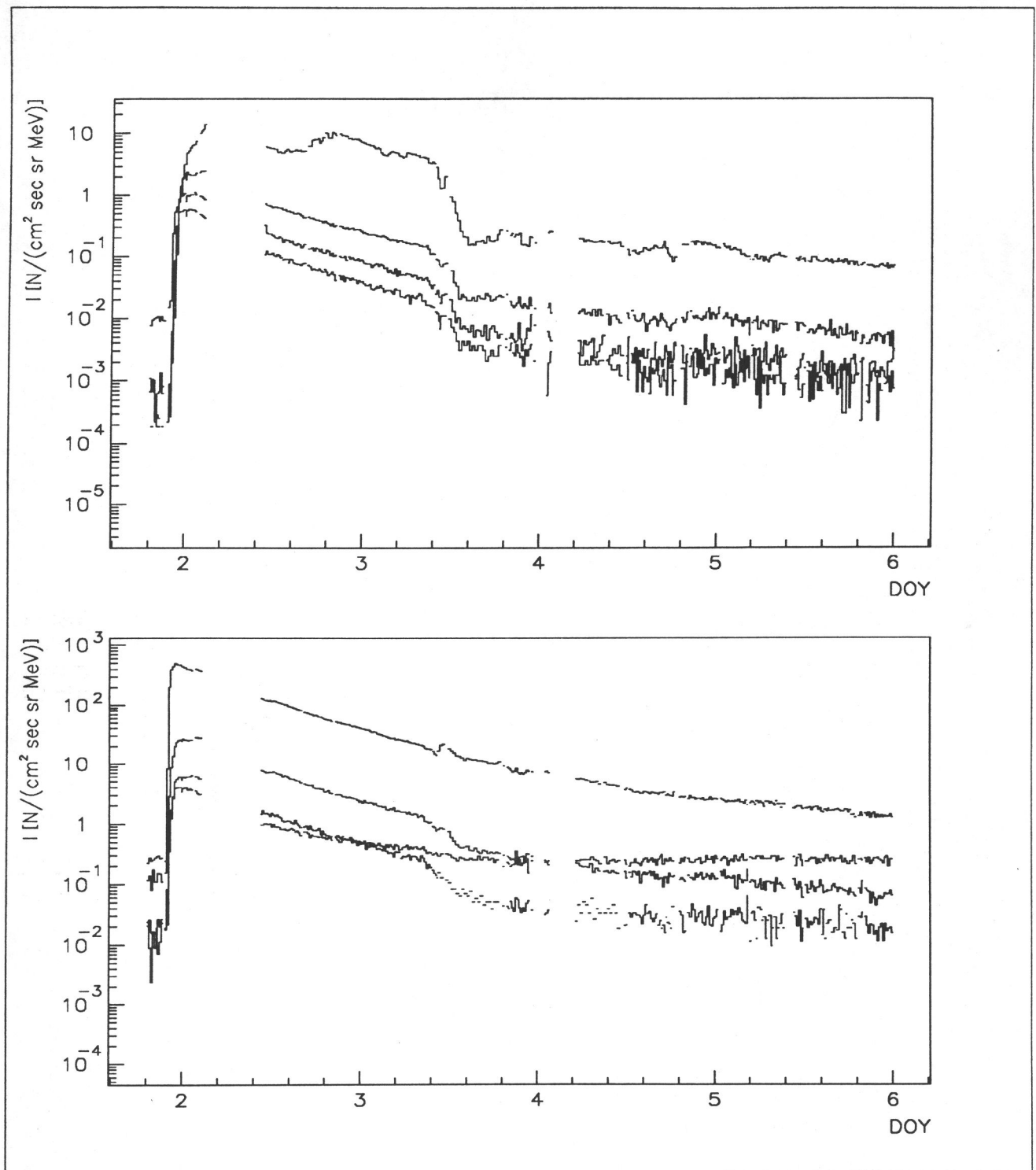


Abbildung 6.3: Auf Helios-I gemessene Intensitäts-Zeit-Profile beim Ereignis vom 1. Januar 1978. In den beiden Abbildungen ist die Intensität I über dem Tag des Jahres (*Day of Year*) aufgetragen. Der obere Teil der Abbildung zeigt die Intensitätszeit-Profile für die Protonenkanäle P4, P13, P27 und P37 (von oben nach unten), der untere die Intensitätszeit-Profile für die Elektronenkanäle E03, E08, E2 und E3 (von oben nach unten). Die Intensität im Kanal E3 nimmt nicht so stark ab wie im E08- und E2-Kanal, so daß sich diese Verläufe überschneiden [Bia91].

ten Anstieg in Folge einer ESP-Population. Nach dem Schock (DOY 3.36) trifft das Treibergas ein (DOY 3.5) und erzeugt einen steilen Abfall der Intensität. Das gemessene Energiespektrum kann während des Ereignisses für Zeitintervalle $(t, t + \Delta t)$ jeweils durch ein Potenzgesetz $I(T, t) \propto T^{\gamma(t)}$ genähert werden. Dabei werden Spektralindizes $\gamma(t)$ im Bereich von $\gamma \approx -3.2$ bis $\gamma \approx 0$ beobachtet [Mey91, S. 78].

Die in den folgenden beiden Abschnitten diskutierten Simulationsrechnungen des Helios-Experiments Nummer 6 hatten also folgende Randbedingungen zu berücksichtigen:

1. Es fallen Teilchen verschiedenen Typs in die Apparatur ein, die sauber voneinander getrennt werden sollen.
2. Teilchen fallen nicht monoenergetisch ein, sondern entsprechend einem Energiespektrum, das typischerweise durch ein Potenzgesetz genähert werden kann.
3. Die Teilchen fallen nicht aus einer vorgegebenen Richtung ein, sondern mit einer Richtungsverteilung. Ein wichtiger Spezialfall ist der isotrope Teilcheneinfall, der häufig in der abklingenden Flanke eines solaren Ereignisses beobachtet wird. Eine sehr enge Bündelung einfallender Teilchen um die Feldlinien des interplanetaren Magnetfelds herum ist dagegen ein seltener Spezialfall (siehe [WG88]).

Durchgeführt wurden Rechnungen mit Protonen, deren Ergebnisse hinsichtlich der $(dE/dx-E)$ -Verteilungen (Impulshöhenmatrizen) in den verschiedenen Meßkanälen (Abschnitt 6.1) und der winkel- und energieabhängigen Ansprechfunktion des Detektorteleskops (Abschnitt 6.2) ausgewertet werden.

6.1 $(dE/dx-E)$ -Verteilungen

Neben der Zählrate in jedem Meßkanal liefert das Helios-Experiment Nummer 6 für eine statistische Auswahl von Teilchenereignissen die Impulshöhen in den letzten drei angesprochenen Detektoren (siehe Kapitel 2). Diese Impulshöhen dienen der Teilchenidentifizierung und der genauen Energiebestimmung (siehe Abschnitt 5.2.2). Trägt man, wie im Abschnitt 2.2 beschrieben, in einer Impulshöhenmatrix für alle Teilchen die Impulshöhennummer im zuletzt durchquerten Detektor über der Impulshöhennummer des Detektors auf, in dem das Teilchen steckenbleibt, so ergibt sich eine Anordnung der Einträge wie in Abbildung 2.3 eingezeichnet (Ortskurve der Teilchen). Da die Impulshöhennummern proportional zum Logarithmus des Energieverlusts sind, spiegeln die Impulshöhenmatrizen die $(dE/dx-E)$ -Verteilungen wieder. Deshalb werden im folgenden für die Begriffe Impulshöhenmatrix beziehungsweise Ortskurve auch die Begriffe $(dE/dx-E)$ -Verteilung beziehungsweise $(dE/dx-E)$ -Kurve benutzt.

Gemessene $(dE/dx-E)$ -Verteilungen können zu einem Vergleich mit entsprechenden berechneten $(dE/dx-E)$ -Verteilungen herangezogen werden, wenn die Meßbedingungen im Weltraum bekannt und aus statistischen Gründen möglichst lange konstant sind. Zusätzlich liefert eine genaue Analyse der gemessenen $(dE/dx-E)$ -Verteilungen Aussagen über physikalische Prozesse, die die Modellrechnungen unter Inflight-Bedingungen zu berücksichtigen haben. Ein derartiger Vergleich wird nachfolgend exemplarisch anhand der Meßergebnisse vom 1. Januar 1978 durchgeführt (siehe Seite 85).

Vom DOY 3.8 bis zum DOY 5.0 wird eine isotrop einfallende Teilchenpopulation in den Kanälen P4, P13, P27 und P37 sowie E03, E08, E2 und E3 beobachtet. Das Energiespektrum ist während dieses Zeitraums nahezu konstant und läßt sich durch ein Potenzgesetz $I(T) \propto T^{\gamma}$ mit dem Spektralindex $\gamma \approx -2.5$ nähern. Aufgrund des Trennungsprinzips der Elektronen von den Ionen (siehe Abschnitt 2.2) existieren keine $(dE/dx-E)$ -Verteilungen für den Kanal E03. In Abbildung 6.4 sind die im oben angegebenen Zeitraum gemessenen $(dE/dx-E)$ -Verteilungen in den Kanälen P4 bis P37⁺ (A bis D) sowie E08 und E2 (D und E) zusammengefaßt.

Protonenkanäle:

In den Abbildungen 6.4.A bis 6.4.D ist zusätzlich die jeweils erwartete „mittlere“ $(dE/dx-E)$ -Kurve nach Gleichung 1.8 eingezeichnet. Folgende Effekte führen zu einer erwarteten und durch Modellrechnungen bestätigten Verbreiterung der Ortskurven (siehe [Vol72] und [Heb89]):

¹ Im P37⁺-Kanal werden die im P37- und E3-Kanal gemessenen Impulshöhen in einer $(dE/dx-E)$ -Verteilung zusammengefaßt.

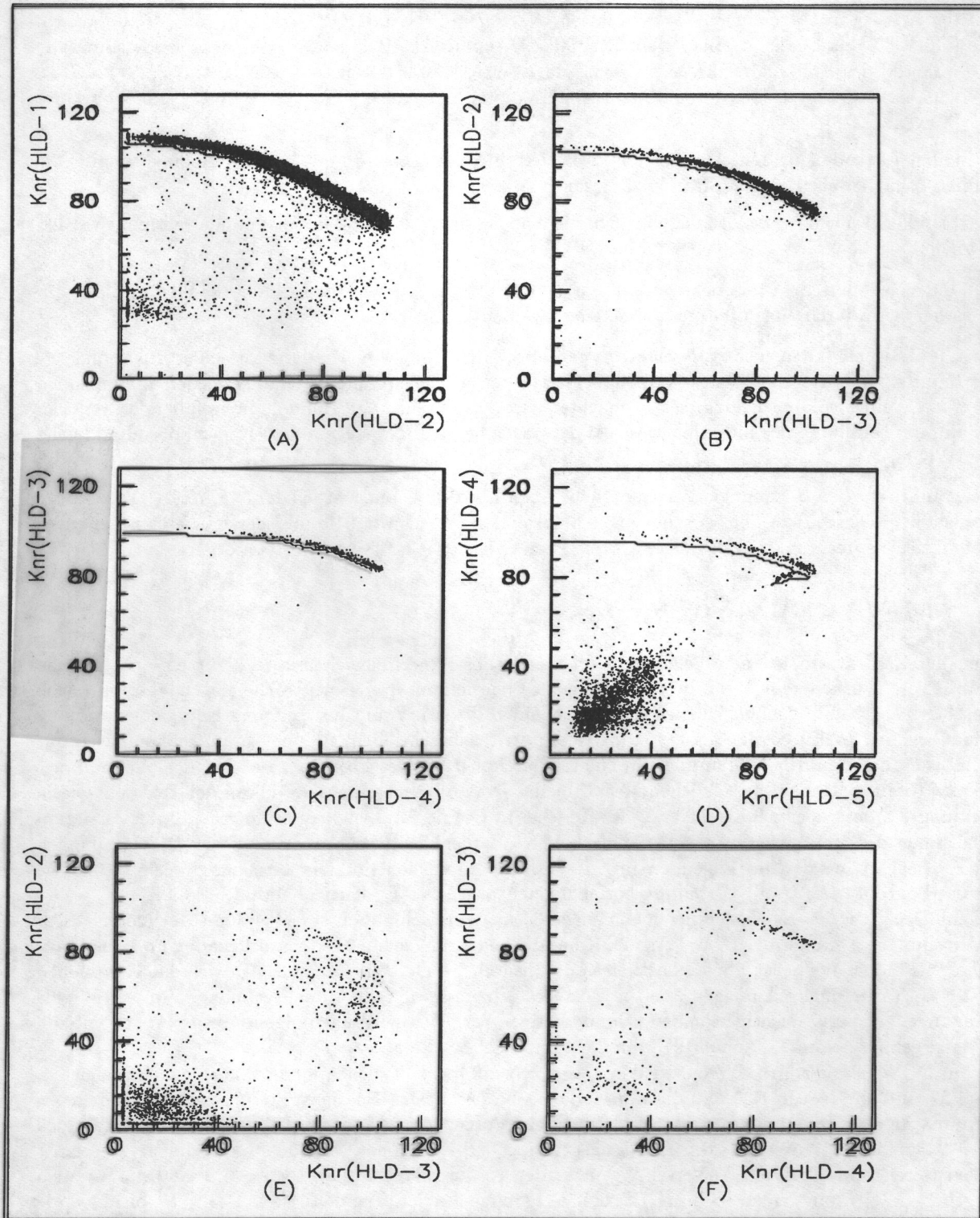


Abbildung 6.4: Gemessene $(dE/dx-E)$ -Verteilungen im P4- (A), P13- (B), P27- (C) und P37⁺- (D, zur Bezeichnung siehe Fußnote 1) sowie im E08- (E) und E2-Kanal (F). Aufgetragen ist die Kanalnummer im letzten durchquerten Detektor über der Kanalnummer des Detektors, in dem die Teilchen steckenbleiben. Die Kanalnummern entsprechen im wesentlichen dem logarithmischen Energieverlust (siehe Text). Die erwarteten $(dE/dx-E)$ -Protonen-Kurven sind auf der zugehörigen Folie eingezeichnet.

1. *Energieverluststatistik*: Der Energieverlust geladener Teilchen in Materie unterliegt statistischen Schwankungen. Durchdringt ein Ensemble gleichartiger Teilchen identischer Energie eine Absorberschicht, so wird eine Energieverlustverteilung gemessen, wie sie in Kapitel 1 diskutiert ist.
2. *Wegverlängerungseffekte*: Das Detektorteleskop registriert geladene Teilchen innerhalb eines Öffnungswinkels von 55° . Die Länge des von einem Teilchen geeigneter Energie im Halbleiterkristall zurückgelegten Wegs und somit der zugehörige mittlere Energieverlust sind vom Einfallswinkel des Teilchens abhängig (siehe Abschnitt 5.2.1).
3. *Analog-Digital-Wandlung*: Durch die Analog-Digital-Wandlung werden die Energieverluste in einem Bereich $(\varepsilon, \varepsilon + \Delta\varepsilon)$ einer Kanalnummer n zugeordnet. Die Breite eines Energiekanals begrenzt also die minimale Breite der $(dE/dx-E)$ -Kurven.

Neben den erwarteten Einträgen um die Ortskurven der Protonen herum findet man zum einen eine Reihe von Einträgen, die statistisch über den Bereich unterhalb der Ortskurve verteilt sind, und zum anderen eine Anzahl von Ereignissen in der $(dE/dx-E)$ -Verteilung bei niedrigen Energien. Von diesen unerwarteten Einträgen nimmt man an, daß sie im wesentlichen durch die folgenden vier Prozesse bestimmt werden (siehe [Vie77] und [Wol89]):

4. *Überkoppeln von Elektronen*: Elektronen können aufgrund der Vielfachstreuung (siehe Abbildung 1.8) im Detektor HLD-1 einen so großen Weg zurücklegen, daß ihr Energieverlust ε den vorgegebenen Schwellenwert von 185 keV übersteigt und somit der Detektor HLD-1 anspricht. Nach WOLFRAM [Wol89] werden die Einträge in der linken unteren Ecke der $(dE/dx-E)$ -Verteilung von überkoppelnden Elektronen erzeugt (siehe insbesondere Abbildung 6.4.A).
5. *Randeffekte*: Durchdringen Teilchen die Detektoren an den Rändern, so gelangen sie in einen Bereich, der keine oder nur eine mangelhaft ausgebildete Sperrschicht besitzt (siehe Kapitel 5). Es wird dort eine geringere als die tatsächlich erfolgte Energieabgabe vorgetäuscht.
6. *Rückwärts einfallende Teilchen*: Der ČERENKOV-Detektor (siehe Abbildung 2.2) dient unter anderem dazu die im Teleskop steckenbleibenden von den durchdringenden Teilchen zu trennen. Aufgrund der Anordnung des Photomultipliers ist es möglich, daß dieser das gerichtete ČERENKOV-Licht, den ČERENKOV-Saphir rückwärts durchdringender Teilchen nicht sieht (siehe [Rei70] und [Vie77])².
7. *Kernprozesse*: Durch Wechselwirkungen primärer kosmischer Strahlung mit der Raumsonde oder dem Teleskop selbst können sekundäre Teilchen gebildet werden, welche zusätzlich zu den Primärteilchen Energieverluste in einem oder mehreren Detektoren erleiden. Ein solches Primärteil erzeugt folglich Einträge, die nicht auf der regulären $(dE/dx-E)$ -Kurve liegen.

Elektronenkanäle:

In den Abbildungen 6.4.E und 6.4.F sind die Meßergebnisse in den Elektronenkanälen E08 und E2 dargestellt. Das Verhalten der Elektronen wird bestimmt durch:

- A. die *Energieverluststatistik*,
- B. *Wegverlängerungseffekte*,
- C. die *Analog-Digital-Wandlung* und wesentlich durch
- D. die *Vielfachstreuung*: Aufgrund der Vielfachstreuung ordnen sich die durch Elektronen erzeugten Einträge nicht entlang einer „Ortskurve“ an, sondern bilden vielmehr eine „diffuse“ Verteilung. Da die Elektronen gegenüber den Protonen eine geringere Energie besitzen, ordnen sich die Energieverluste in der linken unteren Ecke der Impulshöhenmatrix an [Wol89] (siehe Abbildung 6.4.E).

²Zusätzlich können Teilchen innerhalb eines hohlkegelförmigen Bereichs zwischen dem ČERENKOV-Detektor und dem Antikoinzidenzzintillator von hinten in das Detektorteleskop eindringen (siehe Abbildung 4.1).

Im Idealfall werden neben den Einträgen von Elektronen keine weiteren Einträge (von anderen Teilchen) in den Abbildungen 6.4.E und 6.4.F beobachtet (siehe Abschnitt 2.2). Deshalb sind die Einträge in der Nähe der Protonenortskurve völlig unerwartet — man vergleiche den E08- (Abbildung 6.4.E) mit dem P13-Kanal (Abbildung 6.4.B) und den E2- (Abbildung 6.4.F) mit dem P27-Kanal (Abbildung 6.4.C). Ursachen solcher Einträge sind im wesentlichen durch die drei folgenden Bedingungen gegeben.

- E. *Geometrie*: Aufgrund der unterschiedlichen Größen der beiden Halbleiterdetektoren HLD-1 und HLD-2 sowie ihrer geometrischen Anordnung sind die in **Abbildung 6.5** dargestellten Teilchenbahnen möglich, die ein Überkoppeln von Protonen geeigneter Energie in den Elektronenkanal E08 ermöglichen: Protonen dürfen in HLD-1 nur eine Energie ≤ 185 keV verlieren. Da der Detektor HLD-1 einen kleineren Durchmesser als Detektor HLD-2 besitzt, sind Bahnen von Teilchen möglich (a), bei denen die Teilchen zuerst passive Schichten von HLD-1, dann aktive Bereiche in HLD-2 durchqueren und schließlich in HLD-3 steckenbleiben [Heb89].
- F. *Randeffekte in HLD-1*: Die Teilchenbahn (b) in Abbildung 6.5 zeigt die Spur eines Teilchens, das innerhalb einer Randzone in HLD-1 einen Energieverlust erleidet, der nur mit einer geringeren Effektivität nachgewiesen wird. Ein solches Teilchen wird als Elektron eingeordnet, wenn der gemessene Energieverlust kleiner als 185 keV wird (siehe oben).

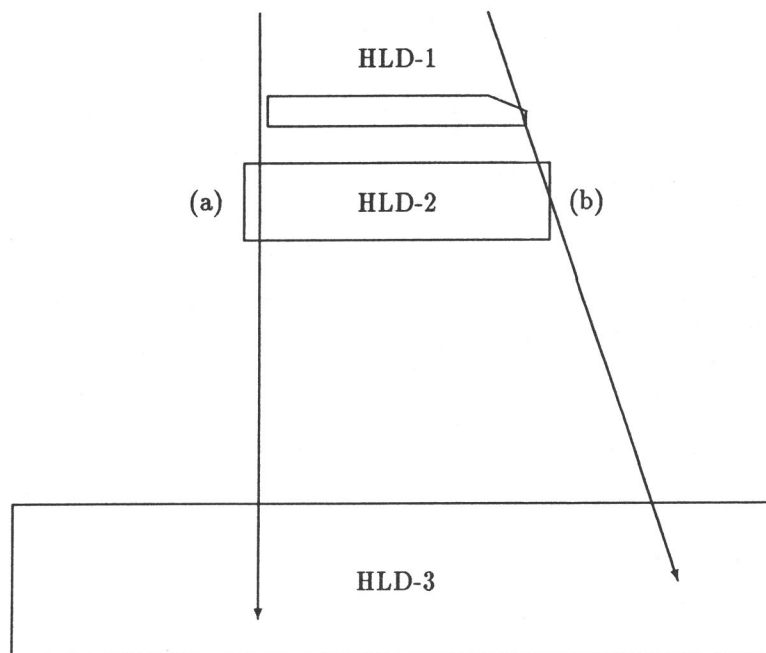


Abbildung 6.5: Zwei Bahnen überkoppelnder Protonen, die in HLD-1 keinen oder nur einen geringeren Energieverlust erzeugen als Protonen, die den Detektor mittig durchlaufen. Diese simulieren somit ein Elektron. Dabei wird angenommen, daß der Detektor am Rand eine geringere Empfindlichkeit als in der Mitte besitzt. Dieses wird durch die abnehmende Dicke des Detektors symbolisiert. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgerecht.

- G. *Randeffekte in HLD-2*: Einträge in der E08-Impulshöhenmatrix, die durch überkoppelnde Protonen erzeugt werden, sollten sich bei einem idealen Detektor HLD-2 hauptsächlich entlang der Protonenortskurve anordnen. Ein solches Verhalten der Protonen wird im E2-, aber nicht im E08-Kanal beobachtet (siehe Abbildungen 6.4.E und 6.4.F). Um die $(dE/dx-E)$ -Verteilung der Protonen im E08-Kanal zu erklären, muß man ebenfalls eine Randzone im Detektor HLD-2 annehmen.

Eine geeignete Simulation des Helios-Experiments Nummer 6 hat also neben den Randbedingungen, die durch die einfallende Teilchenstrahlung bestimmt sind, auch die Bedingungen 1. bis 7. und A. bis G. zu

berücksichtigen. Aufgrund der Massenverteilung der Raumsonde (siehe Abbildung 0.1) und der geringen Teilchenenergien bei solaren Flares können in das Experiment rückwärts einfallende Teilchen (Bedingung 6.) während solarer Ereignisse vernachlässigt werden; zu „ruhigen“ solaren Zeiten verfälschen rückwärtig einfallende Teilchen der galaktischen kosmischen Strahlung das Meßergebnis dagegen wesentlich [Vie77].

Die Ergebnisse von Simulationsrechnungen mit *Protonen* unter der Randbedingung eines isotropen Teilcheneinfalls mit Energiespektrum $I(T) \propto T^{-2.5}$ und Berücksichtigung der in 1. bis 5. und 7. geforderten Bedingungen sollen in diesem Abschnitt mit den gemessenen Impulshöhenmatrizen verglichen werden. In den **Abbildungen 6.6.A bis 6.6.F** sind die berechneten $(dE/dx-E)$ -Verteilungen in den Kanälen P4, P13, P27, P37, E08 und E2 zusammengefaßt; die einzelnen $(dE/dx-E)$ -Verteilungen werden im folgenden diskutiert. Da ausschließlich das Verhalten von Protonen untersucht wurde, fehlen in allen Impulshöhenmatrizen die Elektroneneinträge:

P4-Kanal:

Die $(dE/dx-E)$ -Verteilung im P4-Kanal setzt sich aus den Energieverlusten in den Detektoren HLD-1 und HLD-2 zusammen (siehe Abbildung 6.4.A und 6.6.A). Da die Detektoren HLD-1 und HLD-2 ausgeprägte Randzonen besitzen (siehe Kapitel 5), wird in der simulierten Impulshöhenmatrix eine große Anzahl von statistisch verteilten Einträgen („Untergrund“) unterhalb der Protonenortskurve registriert. Obwohl die gemessene Matrix ungefähr doppelt so viele Einträge wie die berechnete Verteilung enthält, ist der registrierte „Untergrund“ in der berechneten Impulshöhenmatrix größer als in der entsprechenden gemessenen Matrix. Darüber hinaus fällt in der simulierten $(dE/dx-E)$ -Matrix eine Lücke zwischen der Protonenortskurve und den statistisch verteilten Einträgen unterhalb der Ortskurve auf. In der gemessenen Impulshöhenmatrix wird eine solche Lücke nicht beobachtet. Ferner ist die gemessene Protonenortskurve selbst breiter als die entsprechende berechnete Ortskurve. Sowohl die Breite der Ortskurve als auch die Lücke lassen sich durch das in Abschnitt 5.1.5 entwickelte Randmodell erklären: Durch den steilen Abfall der Effektivität λ auf ungefähr 0.5 bedingt, werden kaum Energieverluste in der Nähe der Ortskurve registriert, so daß sich ein deutlicher Abstand zwischen Ortskurve und „Untergrund“ ausbildet. Trotz dieser durch die Systematik der Modellbildung bedingten Unterschiede in den Verteilungen beschreiben die mit Randmodell berechneten $(dE/dx-E)$ -Verteilungen die gemessenen Verteilungen im P4-Kanal gut.

P13-, P27- und P37⁺-Kanal:

In der Impulshöhenmatrix für den P13- [den P27-, den P37⁺-Kanal] wird die Impulshöhennummer in Detektor HLD-2, [HLD-3, HLD-4] über der Kanalnummer in Detektor HLD-3 [HLD-4, HLD-5] aufgetragen. Bedenkt man, daß die Anzahl der Einträge in den berechneten $(dE/dx-E)$ -Verteilungen ungefähr das Vierfache der Einträge in den gemessenen Impulshöhenmatrizen beträgt, so wird die stärkere „Schwärzung“ und die größere Anzahl von Teilcheneinträgen unterhalb der Ortskurve verständlich. Berücksichtigt man zusätzlich die fehlenden Elektroneneinträge in den berechneten $(dE/dx-E)$ -Verteilungen, so geben die berechneten $(dE/dx-E)$ -Verteilungen die entsprechenden gemessenen Verteilungen gut wieder.

E08- und E2-Kanal:

Die $(dE/dx-E)$ -Verteilung im E08-Kanal [E2-Kanal] setzt sich aus den Impulshöhennummern in HLD-2 und HLD-3 [HLD-3 und HLD-4] zusammen. Unter Berücksichtigung der vierfachen Zahl von Einträgen in der berechneten $(dE/dx-E)$ -Verteilung gegenüber der gemessenen $(dE/dx-E)$ -Verteilung beschreibt die berechnete E08-Matrix [E2-Matrix] die gemessene E08-Matrix [E2-Matrix] sehr gut.

Insgesamt liefert der Vergleich der berechneten $(dE/dx-E)$ -Verteilungen mit den gemessenen $(dE/dx-E)$ -Verteilungen eine gute Übereinstimmung, so daß die Annahme von Randeffekten in den Detektoren HLD-1 und HLD-2 nachträglich bestätigt wird. Insbesondere wird das unerwartete Verhalten der Protonen in den Elektronenkanälen — der Energieverlust in Detektor HLD-1 überschreitet den vorgegebenen Schwellenwert von 185 keV nicht — qualitativ richtig wiedergegeben (siehe Abbildung 6.6.E und 6.6.F).

Da das Überkoppeln der Protonen in die Elektronenmeßkanäle und umgekehrt das Überkoppeln der Elektronen in die Protonenmeßkanäle die Interpretation der gemessenen Zählratenverläufe erheblich erschwert (siehe [Bia91] und [Mey91]), muß für eine Korrektur von Zählratenverläufen die Zahl der überkop-

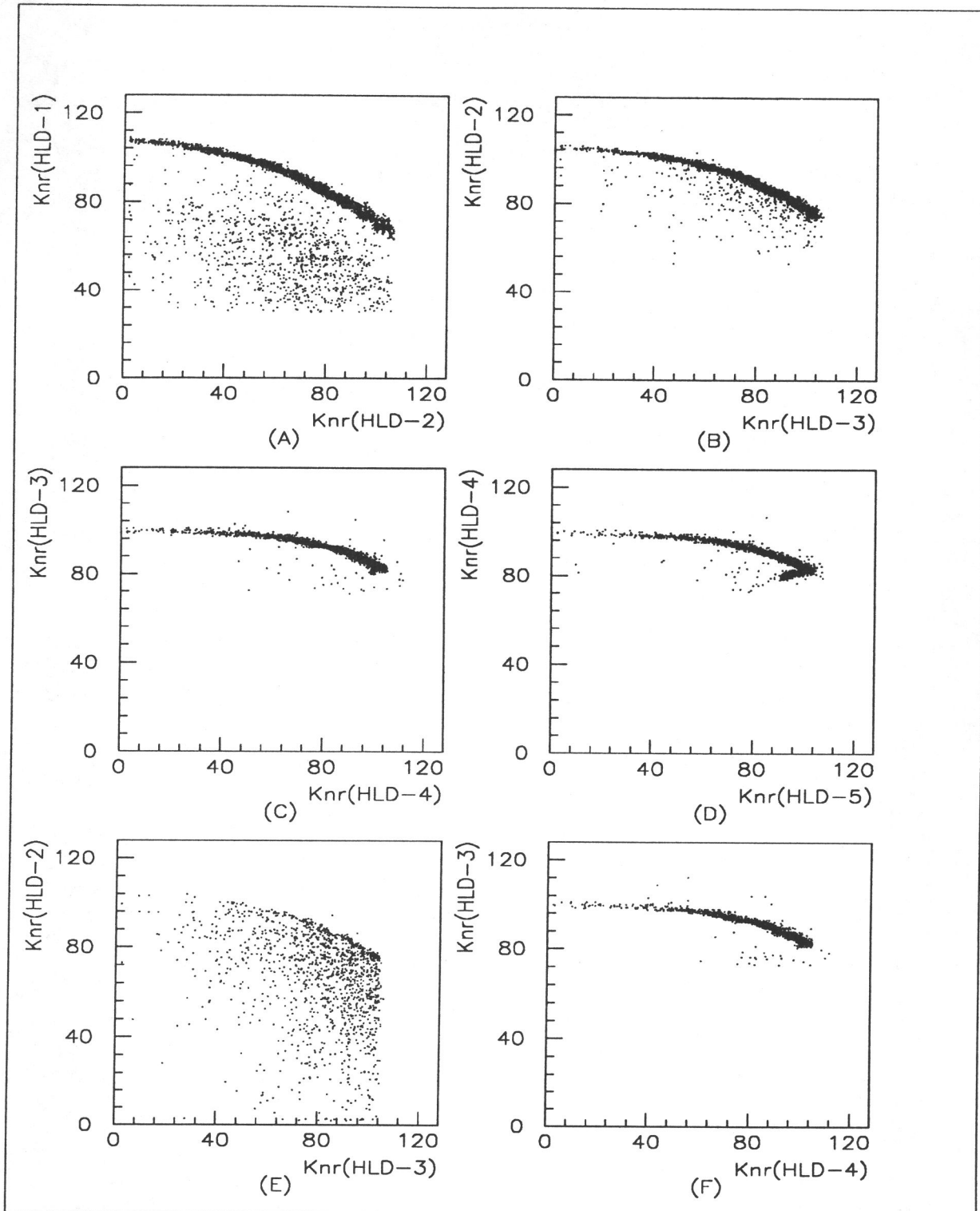


Abbildung 6.6: Simulierte (dE/dx - E)-Verteilungen im P4- (A), P13- (B), P27- (C) und P37⁺- (D) sowie im E08- (E) und E2-Kanal (F) für isotrop einfallende Protonen. Aufgetragen ist die Kanalnummer im letzten durchsetzten Detektor über der Kanalnummer des Detektors, in dem die Teilchen steckenbleiben. Die Kanalnummern entsprechen im wesentlichen dem logarithmischen Energieverlust (siehe Text).

pelnden Protonen bekannt sein. Um das Überkoppeln der Protonen *quantitativ* zu beschreiben, werden die Überkopplungsfaktoren κ_{E08} beziehungsweise κ_{E2} definiert³:

$$\kappa_{E08} = \frac{p_{E08}}{p_{E08} + p_{P13}}, \quad \kappa_{E2} = \frac{p_{E2}}{p_{E2} + p_{P27}}. \quad (6.1)$$

Dabei bezeichnen p_{E08} [p_{E2}] beziehungsweise p_{P13} [p_{P27}] die Anzahl der Protonen im E08- [E2-] beziehungsweise im P13- [P27-] Kanal. p_{E08} , p_{E2} , p_{P13} und p_{P27} werden nach WOLFRAM wie folgt bestimmt [Wol89]: In einer Impulshöhenmatrix befindet sich zwischen den Einträgen der Protonen und der Elektronen ein ausgeprägtes Minimum. Man zeichnet in die Impulshöhenmatrix eine „Trenngerade“ mit Steigung -1 ein — die Summe aus den Kanalnummern ist dann konstant —; die Matrixeinträge oberhalb der „Trenngeraden“ werden als Protonen und diejenigen unterhalb der „Trenngeraden“ als Elektronen gedeutet. Diese Gerade verläuft nach WOLFRAM durch die Matrixpunkte (0,95) und (95,0).

Kanal	Einträge in der Impulshöhenmatrix		davon Protonen		davon Elektronen	
	Messung	Rechnung	Messung	Rechnung	Messung	Rechnung
P4	11006	5248	10543	5103	463	145
P13	1433	4855	1423	4853	10	2
P27	279	4269	273	4269	6	0
P37+	2562	3195	256	3193	2296	2
E08	2020	1437	381	1393	1639	44
E2	288	1989	139	1989	149	0

Tabelle 6.1: Zahl der Einträge in den berechneten und den gemessenen Impulshöhenmatrizen. In der zweiten und dritten Spalte sind die Gesamtzahl der Einträge und in der vierten und fünften [sechsten und siebenten] Spalte die Einträge, die dabei von Protonen [Elektronen] herrühren, in den einzelnen Meßkanälen (Spalte 1) zusammengefaßt.

In Tabelle 6.1 sind die Anzahl der gemessenen und berechneten Einträge in den (dE/dx-E)-Verteilungen und der nach dem Verfahren von WOLFRAM erkannten Elektronen und Protonen zusammengefaßt. Die Simulationsrechnungen zeigen, daß das von WOLFRAM angegebene Trennverfahren [Wol89] nur eingeschränkt verwendbar ist, da aufgrund des Verfahrens auch bis zu 3% der einfallenden Protonen in den zugehörigen Protonenkanälen als Elektronen eingestuft werden. Für das hier untersuchte Überkoppeln der Protonen in die Elektronenkanäle E08 und E2 ist dieser Effekt vernachlässigbar (vergleiche Spalte 5 und 7 der Tabelle 6.1). Dagegen ist die Auswertung des Protonenkanals P4 mit Hilfe dieses Trennverfahrens mit großen Unsicherheiten verknüpft.

Unter Berücksichtigung der statistischen Ungenauigkeiten ergeben sich aus den Zählraten gemäß Tabelle 6.1 die Überkopplungsfaktoren nach Gleichung (6.1). Für die Meßdaten erhält man

$$\kappa_{E08} = (21.3 \pm 1.7) \% \quad \text{und} \quad \kappa_{E2} = (33.7 \pm 4.9) \%.$$

Für die berechneten Werte ergibt sich:

$$\kappa_{E08} = (22.3 \pm 1.5) \% \quad \text{und} \quad \kappa_{E2} = (31.8 \pm 2.5) \%.$$

Die gute Übereinstimmung der Werte für κ_{E08} ist aufgrund der Modellfindung für den HLD-2 nicht überraschend: Der Wert für κ_{E2} sollte sich aufgrund der geometrischen Überlegungen nach Abschnitt 5.1.6 nicht wesentlich vom Wert für κ_{E08} unterscheiden. Bei Messung und Simulationsrechnung wird dagegen ein wesentlich größerer Wert beobachtet, deren gute Übereinstimmung nicht zu erwarten war. Die Ursachen der Kanalabhängigkeit der κ -Werte werden im folgenden Abschnitt anhand des Ansprechvermögens in Abhängigkeit von der Protonen-Einfallsenergie diskutiert.

³Da für den Energiebereich von 4 MeV bis 13 MeV nur die P4-Impulshöhenmatrix und für den Energiebereich von 37 MeV bis 51 MeV nur die P37+-Matrix zur Auswertung zur Verfügung stehen, kann auf diese Art kein Überkopplungsfaktor κ_{E03} beziehungsweise κ_{E3} bestimmt werden.

Insgesamt zeigt der Vergleich der Simulationsrechnungen mit den Meßdaten vom 1. Januar, daß die unter Berücksichtigung der in Kapitel 5 hergeleiteten Randmodelle für die Detektoren HLD-1 und HLD-2 berechneten $(dE/dx-E)$ -Verteilungen die gemessenen Impulshöhenmatrizen gut beschreiben können.

6.2 Ansprechvermögen des Kieler Helios-Experiments

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt die Modellierung des Helios-Experiments Nummer 6 unter speziellen Inflight-Bedingungen untersucht wurde, folgt in diesem Abschnitt eine Beschreibung des berechneten Helios-Instrument-Verhaltens; die Aussagen, die eine solche Simulation liefert, können nicht mehr direkt mit Inflight-Daten verglichen werden.

In Abschnitt 1.4 ist allgemein der Zusammenhang zwischen der gemessenen Intensität geladener Teilchen und der daraus resultierenden Zählrate in Abhängigkeit von der Beschaffenheit des zugrundeliegenden Detektorteleskops beschrieben. Das Ziel bei der Auswertung der Helios-Meßdaten ist die Umkehrung dieses Zusammenhangs, das heißt, aus der gemessenen Zählrate ist möglichst eindeutig auf die chemische Zusammensetzung des Teilchenensembles in der Heliosphäre sowie dessen Energie- und Winkelverteilung zurückzuschließen. Dieser Rückschluß bereitet große Schwierigkeiten, zumal sich Elektronen und Ionen — insbesondere Protonen — nicht durch das in Abschnitt 2.2 vorgestellte Meßprinzip exakt trennen lassen (siehe Abschnitt 6.1). Im **Abschnitt 6.2.1** werden die Ergebnisse der Simulationsrechnungen bezüglich des energetischen Ansprechvermögens des Helios-Experiments Nummer 6 (Ansprechvermögen in Abhängigkeit von der Einfallsenergie) bei Mittelung über alle Raumrichtungen $\bar{\Omega}$ diskutiert und in **Abschnitt 6.2.2** die Energieabhängigkeit des Überkoppelns der Protonen in die Elektronenkanäle untersucht.

6.2.1 Energetisches Ansprechvermögen des Kieler Helios-Experiments

Bei gegebener Instrumentengeometrie, Beschränkung auf *eine* Teilchensorte und *isotropem* Einfall der Teilchen ist die Zählrate C_χ im Meßkanal χ von der Intensität $J_0(T)$ der einfallenden Teilchen mit Einfallsenergie T abhängig gemäß (siehe Gleichung (1.16))

$$C_\chi = \int_0^\infty R_\chi(T) J_0(T) dT, \quad (6.2)$$

wobei $R_\chi(T)$ das instrumentspezifische, energieabhängige Ansprechvermögen des Meßkanals χ bezeichnet. Dieses ist aus Messungen nur teilweise zu ermitteln, zum Beispiel für die an Beschleunigern verfügbaren Energien unter den dort vorliegenden, einschränkenden Experimentierbedingungen. Umfassendere Aussagen zum Ansprechvermögen können nur aus Simulationsrechnungen gewonnen werden.

Im folgenden wird das Ansprechvermögen $R_\chi^{Sim}(T)$ des Helios-Experiments Nummer 6 für *Protonen* in Abhängigkeit von der Einfallsenergie T aus den Ergebnissen von Simulationsrechnungen unter Beachtung der Randbedingungen gemäß Gleichung (6.2) ermittelt; der explizite Bezug auf Zeitintervalle ist für die Betrachtungen irrelevant und kann somit vernachlässigt werden. Bei diesen Rechnungen ergibt sich $R_\chi^{Sim}(T)$ aus der Intensität $J_0(T)$ der einfallenden Protonen und der Zählrate $c_\chi(T)$ der registrierten Protonen:

$$R_\chi^{Sim}(T) = \frac{C_\chi(T)}{J_0(T)} \quad [\text{cm}^2 \text{ sr}]. \quad (6.3)$$

Die Intensität $J_0(T)$ berechnet sich gemäß SULLIVAN aus der Zählrate $c(T)$ der auf der Aperturfläche F isotrop ausgespielten Protonen (siehe [Sul71]) zu

$$J_0(T) = \frac{c(T)}{\pi F}; \quad (6.4)$$

somit folgt für $R_\chi^{Sim}(T)$:

$$R_\chi^{Sim}(T) = \frac{\pi F C_\chi(T)}{C(T)}. \quad (6.5)$$

Die Aperturfläche F , auf der die Protonen ausgespielt werden, entspricht in etwa einer kreisförmigen Fläche mit dem Durchmesser der Suprasilfolie (siehe die in Abbildung 4.2 eingezeichneten „Fläche“ bei 5.). Diese Fläche ist dabei der zu untersuchenden Detektoranordnung so anzupassen, daß 1. die Rechenzeit optimal ausgenutzt wird⁴ und 2. alle Teilchenbahnen berücksichtigt werden, die zu einer gültigen Koinzidenz führen können (zum Verfahren im Einzelnen siehe [Sul71]). Aus statistischen Gründen wird ein gleichverteiltes Energiespektrum im Energiebereich von 700 keV bis 75 MeV gewählt; die Energiegrenzen ergeben sich aus folgender Überlegung: Unterhalb einer Energie von 1 MeV werden die Protonen in den oberhalb von HLD-1 befindlichen Folien absorbiert, so daß für solche „kleinen“ Energien keine Teilchen registriert werden. Teilchen mit Energien oberhalb von 51 MeV werden in dieser Arbeit nicht untersuchten P51-Kanal registriert.

Das sich dabei ergebende Ansprechvermögen $R_{\chi}^{sim}(T)$ in Abhängigkeit von der Einfallsenergie T ist für die Protonenkanäle P1, P4, P13, P27 und P37 in Abbildung 6.7.A und für die Elektronenkanäle E03, E08, E2 und E3 in Abbildung 6.7.B angegeben. In der Abbildung 6.7 ist zusätzlich die erwartete energetische Ansprechfunktion $R_{\chi}^{exp}(T)$ eingezeichnet. Das in den Protonenkanälen erwartete Ansprechvermögen ergibt sich aus folgender Überlegung: Gemäß der Energie-Reichweiten-Beziehung (siehe Gleichungen (1.8) und (1.10)) können Protonen in einem Meßkanal nur mit Einfallsenergien aus einem Energieintervall (T_{low}, T_{up}) registriert werden, außerhalb dieses Intervalls werden keine Teilchen im Meßkanal χ registriert; das heißt:

$$R_{\chi}^{exp}(T) = \begin{cases} 0 & : 0 < T < T_{low} \\ 0 & : T_{up} < T < \infty \end{cases} \quad (6.6)$$

Wie in Abschnitt 1.4 beschrieben, besteht zwischen der Intensität I_0 der isotrop einfallenden Protonen und der Zählrate C_{χ} in einem Kanal χ gemäß Gleichung (1.17) der Zusammenhang

$$C_{\chi} = G_{\chi} I_0, \quad (6.7)$$

wobei G_{χ} den Geometriefaktor des Meßkanals χ bezeichnet. Mit Hilfe der differentiellen Intensität $J_0(T)$ läßt sich Gleichung 6.7 zu

$$C_{\chi} = G_{\chi} \int_{T_{low}}^{T_{up}} J_0(T) dT \quad (6.8)$$

umschreiben; außerhalb des Energieintervall (T_{low}, T_{up}) ist $R_{\chi}^{sim} \equiv 0$. Differentiell gilt also (vergleiche mit Gleichung (6.3)):

$$C_{\chi}(T) = G_{\chi} J_0(T) \implies G_{\chi} = \frac{C_{\chi}(T)}{J_0(T)} = R_{\chi}^{exp}(T) \quad \text{für } T_{low} < T < T_{up}. \quad (6.9)$$

Die Energiegrenzen T_{low} und T_{up} sowie das zugehörige Ansprechvermögen $R_{\chi}^{exp}(T)$ nach Gleichung (1.21) sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt. In den Elektronenkanälen (Abbildung 6.7.B) werden keine Einträge von Protonen erwartet; das bedeutet:

$$R_{\chi}^{exp}(T) \equiv 0 \quad \text{für } \chi = \text{E03, E08, E2 und E3}. \quad (6.10)$$

Die entsprechenden Kenngrößen für T_{low} , T_{up} und G_{χ} nach Simulation findet man ebenfalls in Tabelle 6.2; sie lassen sich wie folgt aus dem berechneten energetischen Ansprechvermögen gewinnen: Abbildung 6.7.A zeigt, daß das Ansprechvermögen innerhalb eines begrenzten Energieintervalls nahezu konstant ist; innerhalb dieses Energiebereichs kann man den gewichteten Mittelwert $\overline{R_{\chi}^{sim}}$ bestimmen und mit $R_{\chi}^{exp}(T)$ vergleichen. Für die Energiegrenzen T_{low} beziehungsweise T_{up} werden die Energiewerte gewählt, bei denen $R_{\chi}^{sim}(T_{low}) = 0.5 \overline{R_{\chi}^{sim}}$ beziehungsweise $R_{\chi}^{sim}(T_{up}) = 0.5 \overline{R_{\chi}^{sim}}$ ist. Die Intervallgrenzen können aus statistischen Gründen nur mit einer Genauigkeit von 0.5 MeV angegeben werden.

⁴Die im folgenden diskutierten Rechnungen beanspruchten bis zu zwei CPU-Tagen (!!!) auf der mir zur Verfügung stehenden Rechenmaschine.

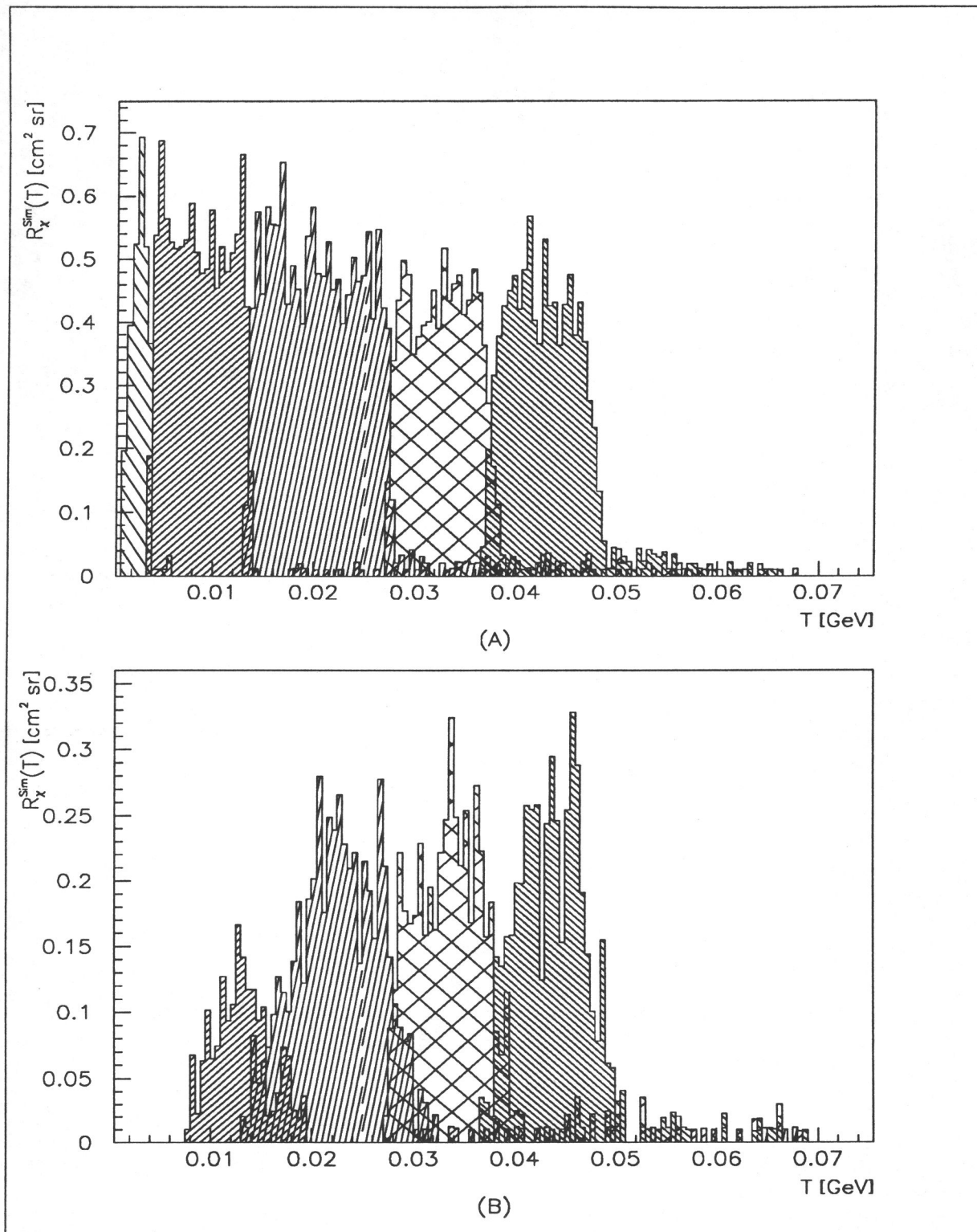


Abbildung 6.7: Ansprechvermögen $R_{\chi}^{Sim}(T)$ des Kieler Helios-Experiments auf isotrop einfallende Protonen in Abhängigkeit von der Einfallsenergie T : (A) in den Protonenkanälen P1, P4, P13, P27 und P37, (B) in den Elektronenkanälen E03, E08, E2 und E3.

Kanal	$\overline{R}_\chi^{erw}$	$\overline{R}_\chi^{sim}$	T_{low}		T_{up}	
			erwartet	berechnet	erwartet	berechnet
P1	0.47	0.47 ± 0.24	1.3	1.4 ± 0.5	3.8	3.8 ± 0.5
P4	0.47	0.52 ± 0.13	3.8	4.0 ± 0.5	12.8	13.0 ± 0.5
P13	0.47	0.48 ± 0.10	12.8	13.5 ± 0.5	26.8	27.0 ± 0.5
P27	0.47	0.43 ± 0.10	26.8	27.5 ± 0.5	36.6	37.5 ± 0.5
P37	0.47	0.42 ± 0.10	36.6	37.5 ± 0.5	50.7	47.5 ± 0.5
E03	***	0.10 ± 0.03	***	8.5 ± 0.5	***	18.0 ± 2.0
E08	***	0.17 ± 0.04	***	17.0 ± 2.0	***	28.0 ± 1.0
E2	***	0.20 ± 0.05	***	28.0 ± 1.0	***	38.0 ± 2.0
E3	***	0.20 ± 0.06	***	38.5 ± 0.5	***	48.0 ± 2.0

Tabelle 6.2: Erwartete und berechnete Energiegrenzen T_{low} und T_{up} und mittleres erwartetes beziehungsweise berechnetes Ansprechvermögen $\overline{R}_\chi^{erw}$ beziehungsweise $\overline{R}_\chi^{sim}$ der Helios-Meßkanäle P4, P13, P27, P37, E03, E08, E2 und E3 bei isotropen Protoneneinfall. ***: In den Elektronenkanälen E03, E08, E2 und E3 werden keine Einträge von Protonen erwartet.

Protonenkanäle:

Mit Ausnahme der oberen Energiegrenze für den Protonenkanal P37 stimmen die berechneten Energiegrenzen T_{low} und T_{up} mit den erwarteten Energiegrenzen überein. Die obere Energiegrenze des P37-Kanals wird zusätzlich durch das Ansprechvermögen des ČERENKOV-Detektors bestimmt. Da dessen Ansprechverhalten aber komplexer ist als in der Simulation angenommen, erlaubt erst eine genauere Modellierung der Prozesse im ČERENKOV-Saphir einen angemessenen Vergleich der oberen Energiegrenzen im P37-Kanal.

Elektronenkanäle:

Das energetische Ansprechvermögen auf Protonen in den Elektronenkanälen ist stark energieabhängig (siehe Abbildung 6.7.B), so daß man nur in erster Näherung Energiegrenzen T_{low} und T_{up} , wie oben beschrieben, bestimmen kann; innerhalb dieser Werte nimmt das Ansprechvermögen einen mittleren Wert $\overline{R}_\chi^{sim}$ an.

Vergleich der korrespondierenden Kanäle:

Ein Vergleich des Ansprechvermögens in den Elektronenkanälen mit dem in den korrespondierenden Protonenkanälen zeigt folgende Unterschiede:

- A. *Energieoffset:* Im Vergleich zu den niederenergetischen Protonenkanälen P4 und P13 sprechen die korrespondierenden niederenergetischen Elektronenkanäle E03 und E08 erst bei höheren Protoneneinfallsenergien an. Zum Beispiel werden im E03-Kanal Protonen erst ab einer Einfallsenergie von ≈ 8 MeV registriert, während Protonen mit Einfallsenergien größer als 4 MeV den P4-Kanal triggern. Somit ergibt sich ein „Energieoffset“ von ungefähr 4 MeV.
- B. *Energieabhängigkeit:* Das Ansprechvermögen in den Protonenkanälen ist nahezu konstant. Dagegen wird in den Elektronenkanälen eine starke Abhängigkeit des Ansprechvermögens $\overline{R}_\chi^{sim}$ von der Einfallsenergie der vorgetäuschten „Elektronen“ beobachtet. Dieses ist im E03-Kanal mit $\overline{R}_\chi^{sim} \approx 0.05 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ am kleinsten und wächst auf einen Wert von $\overline{R}_\chi^{sim} \approx 0.2 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ bei $T \approx 20$ MeV an. In den Kanälen E2 und E3 ist das Ansprechvermögen dagegen nahezu konstant.

Anhand der Abbildung 6.8 werden die Ursachen für die beiden Effekte erläutert: Protonen, die entsprechend Teilchenbahn (a) den Detektor HLD-1 mittig durchqueren und im Detektor HLD-2 ihre Restenergie abgeben, werden als P4-Teilchen erkannt. Dagegen täuschen Protonen, die entlang Teilchenbahn (b) den Detektor HLD-1 am Rand durchqueren und in HLD-2 steckenbleiben, ein E03-Elektron vor, wenn ihr gemessener Energieverlust $\varepsilon = \lambda(R)\varepsilon_0$ unter den Schwellenwert von 185 keV sinkt. Dabei bezeichnet ε_0 den tatsächlichen Energieverlust des Protons in HLD-1 und $\lambda(R)$ die Effektivität im Abstand R vom Detektormittelpunkt (siehe Kapitel 5).

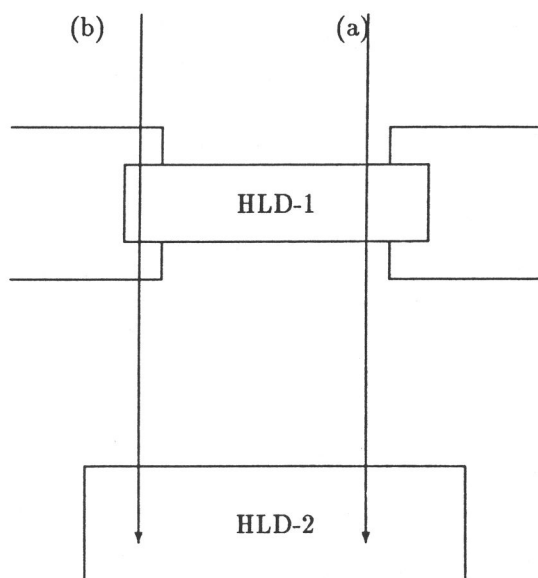


Abbildung 6.8: Zur Erklärung der unterschiedlichen Energieabhängigkeit in Protonen- und Elektronenkanälen. Dargestellt sind die Bahnen zweier Teilchen, von denen das eine (a) den Detektor HLD-1 mittig und das andere (b) den Detektor HLD-1 am Rande durchsetzt. Teilchen entlang der Bahn (b) simulieren ein Elektron, sobald der gemessene Energieverlust $\varepsilon = \lambda(R) \varepsilon_0$ in HLD-1 kleiner als der vorgegebene Schwellenwert von 185 keV wird; hierbei bezeichnen ε_0 die tatsächlich abgegebene Energie und $\lambda(R)$ die Effektivität im Abstand R vom Mittelpunkt des Detektors (siehe Kapitel 5). Die Zeichnung ist nicht maßstabsgerecht.

Zum Verständnis des Energieoffsets ist zu bedenken, daß Teilchen, die HLD-1 am Rande durchqueren, zusätzliche Materieschichten (Klebeschichten) durchqueren müssen. Protonen, die zum Beispiel entlang der Teilchenbahn (b) einfallen, müssen also eine höhere Einfallsenergie besitzen, um in HLD-2 ein Signal zu erzeugen, als Protonen, die sich entlang der Teilchenbahn (a) bewegen. Mit wachsender Energie der Protonen nimmt der Energieverlust in HLD-1 und in der Klebeschicht ab (Gleichung (1.8)), so daß der „Energieoffset“ mit steigender Einfallsenergie abnimmt.

Der Anstieg des Ansprechvermögens in den Elektronenkanälen E03 und E08 wird durch das Randmodell des Detektors HLD-1 bestimmt: Nach Tabelle 6.2 werden in diesen Kanälen Protonen im Energiebereich von 8.5 MeV bis 27 MeV registriert. Der Energieverlust in HLD-1 für Protonen innerhalb dieses Energiebereichs wurde im Abschnitt 5.2 untersucht. Ein Proton mit einer Einfallsenergie von 7.5 MeV — dies entspricht nahezu der unteren Ansprechschwelle des E03-Kanals für Protonen — verliert im Mittel in HLD-1 eine Energie von $\varepsilon = 1.2$ MeV, während ein 25 MeV-Proton — dies entspricht ungefähr der oberen Ansprechschwelle des E08-Kanals — nur noch 440 keV verliert (siehe Tabelle 5.3). Damit ein Proton im Elektronenkanal registriert wird, darf der gemessene Energieverlust ε einen Wert von $\varepsilon \approx 185$ keV nicht überschreiten. Ein 7.5 MeV Proton wird deshalb erst im Elektronenkanal eingeordnet, wenn nur ungefähr 15% (das heißt: Effektivität $\lambda \leq 0.15$ und entsprechend Abbildung 5.13 $R > 6.4$ mm) des tatsächlichen Energieverlusts gemessen werden. Dagegen werden Protonen mit 25 MeV Einfallsenergie bereits in den Elektronenkanal E08 eingeordnet, wenn ungefähr 42% (das heißt: Effektivität $\lambda \leq 0.42$ und entsprechend Abbildung 5.13 $R > 5.8$ mm) der tatsächlich abgegebenen Energie registriert wird. Da die Effektivität $\lambda(R)$ mit wachsendem R abnimmt (siehe Abbildung 5.13), ist für 25 MeV Protonen die aktive Fläche (107 mm^2) kleiner als für 7.5 MeV Protonen (130 mm^2). Somit sind für hochenergetische Teilchen mehr Bahnen möglich, ein Elektron zu simulieren, als für niederenergetische Teilchen.

Nach Gleichung (1.8) sinkt mit wachsender Einfallsenergie der mittlere Energieverlust in Detektor HLD-1. Das Ansprechvermögen sollte in den Elektronenkanälen E2 und E3 weiter ansteigen; ein solches Verhalten wird aber nicht beobachtet. Die Ursache dafür läßt sich durch den steilen Anstieg der Effektivität $\lambda(R)$ für HLD-1 im Bereich von $\lambda = 0.5$ bis $\lambda = 1$ erklären. Ein 28 MeV-Proton [48 MeV-Proton] (untere [obere] Ansprechschwelle des E2-Kanals [E3-Kanals]) verliert nach Gleichung (1.8) im Mittel eine Energie von ungefähr 400 keV [250 keV] im Detektor HLD-1. Derartige Protonen werden im Elektronenkanal eingeordnet, wenn 45% [75%] des tatsächlichen Energieverlusts gemessen werden. Eine entsprechende Änderung der Effektivität von $\lambda = 0.75$ auf $\lambda = 0.45$ bedeutet aber nur eine Änderung der aktiven Fläche F_{aktiv} von $F_{\text{aktiv}} = 107 \text{ mm}^2$ auf $F_{\text{aktiv}} = 102 \text{ mm}^2$. Diese ändert sich also kaum, so daß das Ansprechvermögen nahezu konstant bleibt.

6.2.2 Energieabhängigkeit des Überkoppels der Protonen in die Elektronenkanäle

Mit Hilfe des im vorigen Abschnitt diskutierten Ansprechvermögens des Helios-Experiments Nummer 6 für isotrop einfallende Protonen soll folgende Vermutung überprüft werden: *Das Überkoppeln der Protonen in die Elektronenkanäle ist von der Energieverteilung der einfallenden Protonen abhängig.* Diese Vermutung wurde in eingeschränkter Form bereits von WOLFRAM aufgestellt [Wol89, S. 111 ff.].

Die Energieverteilung $J(T)$ in das Detektorteleskop einfallender Teilchen kann durch ein Potenzgesetz der Form $J(T) \propto T^\gamma$ genähert werden. Unter der Voraussetzung, daß das Überkoppeln nicht von der absoluten Anzahl der Protonen abhängt, ist das Überkoppeln nur vom dem Spektralindex abhängig. Die Abhängigkeit läßt sich auf folgende Weise bestimmen: Entsprechend Gleichung (6.1) gilt für die Überkopplungsfaktoren κ_χ ($\chi = \text{E03, E08, E2 oder E3}$):

$$\kappa_\chi = \frac{p_\chi}{p_\chi + p_\eta}.$$

Dabei bezeichnen p_χ beziehungsweise p_η die Anzahl der Protonen im Elektronenkanal χ beziehungsweise im korrespondierenden Protonenkanal η (zum Beispiel $\chi = \text{E08}$ und $\eta = \text{P13}$). Mit Hilfe der Ansprech-

vermögen $R_\chi(T)$ und $R_\eta(T)$ sowie der Voraussetzung, daß $J(T) \propto T^\gamma$ ist, gilt gemäß Gleichung (6.2):

$$\begin{aligned} \kappa_\chi(\gamma) &= \frac{\int_0^\infty R_\chi(T) J(T) dT}{\int_0^\infty R_\chi(T) J(T) dT + \int_0^\infty R_\eta(T) J(T) dT} \\ &= \frac{\int_0^\infty R_\chi(T) T^\gamma dT}{\int_0^\infty R_\chi(T) T^\gamma dT + \int_0^\infty R_\eta(T) T^\gamma dT} \end{aligned} \quad (6.11)$$

In **Abbildung 6.9** ist der nach Gleichung (6.11) numerisch berechnete Verlauf für κ_{E03} , κ_{E08} , κ_{E2} und κ_{E3} in Abhängigkeit von γ dargestellt. Der Abbildung entnimmt man, daß die Überkopplungsfaktoren κ in unterschiedlicher Weise vom Spektralindex abhängig sind. Während der Überkopplungsfaktor κ_{E3} nahezu konstant ist, zeigen die Überkopplungsfaktoren κ_{E08} und κ_{E2} eine schwache und der Überkopplungsfaktor κ_{E03} eine starke Abhängigkeit vom Spektralindex γ . Diese Abhängigkeiten sollen in den folgenden Unterabschnitten diskutiert werden.

Spektrale Abhängigkeit des Überkopplungsfaktors κ_{E3} :

Das Ansprechvermögen $R_\chi(T)$ kann für alle Protonenkanäle und für den Elektronenkanal E3 durch Kastenfunktionen mit zugehörigem, mittlerem Ansprechvermögen $\overline{R_{E3}^{Sim}}$ nach Tabelle 6.2 genähert werden (siehe Abbildung 6.7). Da der im vorigen Abschnitt diskutierte Energieoffset zum korrespondierenden Protonenkanal für den Elektronenkanal E3 vernachlässigt werden kann, gilt für das Ansprechvermögen $R_{E3}(T)$ mit Gleichung (6.8):

$$R_{E3}(T) = \alpha_{E3} R_{P37}(T) \quad \text{mit} \quad \alpha_{E3} = \frac{\overline{R_{E3}^{Sim}}}{\overline{R_{P37}^{Sim}}} \quad (6.12)$$

Setzt man die Beziehung (6.12) in die Gleichung (6.11) ein, so ist

$$\kappa_{E3} = \frac{\alpha_{E3} \int_0^\infty R_{P37}(T) J_0(T) dT}{(1 + \alpha_{E3}) \int_0^\infty R_{P37}(T) J_0(T) dT} \equiv \frac{\alpha_{E3}}{1 + \alpha_{E3}} \quad (6.13)$$

Folglich wird ein energieunabhängiges Überkoppeln der Protonen in den E3-Kanal erwartet. Mit den Werten $G_{E3} = 0.22 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ und $G_{P37} = 0.42 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ erhält man $\alpha_{E3} = 0.52$ und nach Gleichung (6.13) $\kappa_{E3} = 0.34$. Nach Abbildung 6.9 steigt der Überkopplungsfaktor von $\kappa_{E3} \approx 0.33$ bei $\gamma = -5$ auf $\kappa_{E3} \approx 0.35$ bei $\gamma = 2$ an. Der nach Gleichung (6.13) berechnete Wert stimmt folglich gut mit den berechneten Grenzwerten überein.

Spektrale Abhängigkeit der Überkopplungsfaktoren κ_{E03} , κ_{E08} und κ_{E2} :

Um die Abhängigkeit des Überkopplungsfaktors vom Spektralindex in den Elektronenkanälen E03, E08 und E2 verstehen zu können, wird in erster Näherung das Ansprechvermögen durch eine Kastenfunktion genähert. Diese Näherung gilt für den Kanal E03 nur sehr eingeschränkt. Aufgrund des Energieoffsets ΔT_χ (im E03-Kanal um einige MeV) wird der obige Ansatz (6.12) durch den Ansatz:

$$R_\chi(T) = R_\eta(T + \Delta T_\chi) \quad (6.14)$$

ersetzt (Bezeichnungen wie im vorigen Unterabschnitt). Unter den Voraussetzungen, daß die Energieverteilung einem Potenzgesetz der Form $J(T) \propto T^\gamma$ genügt und daß ΔT_χ sehr viel kleiner als die zugehörige obere Energiegrenze $T_{up,\chi}$ ist, ergibt sich aus Gleichung (6.11), daß die Überkopplungsfaktoren $\kappa_\chi(\gamma)$ proportional zum Spektralindex γ sind:

$$\kappa_\chi(\gamma) = \kappa_\chi(0) + \xi_\chi \gamma \quad (6.15)$$

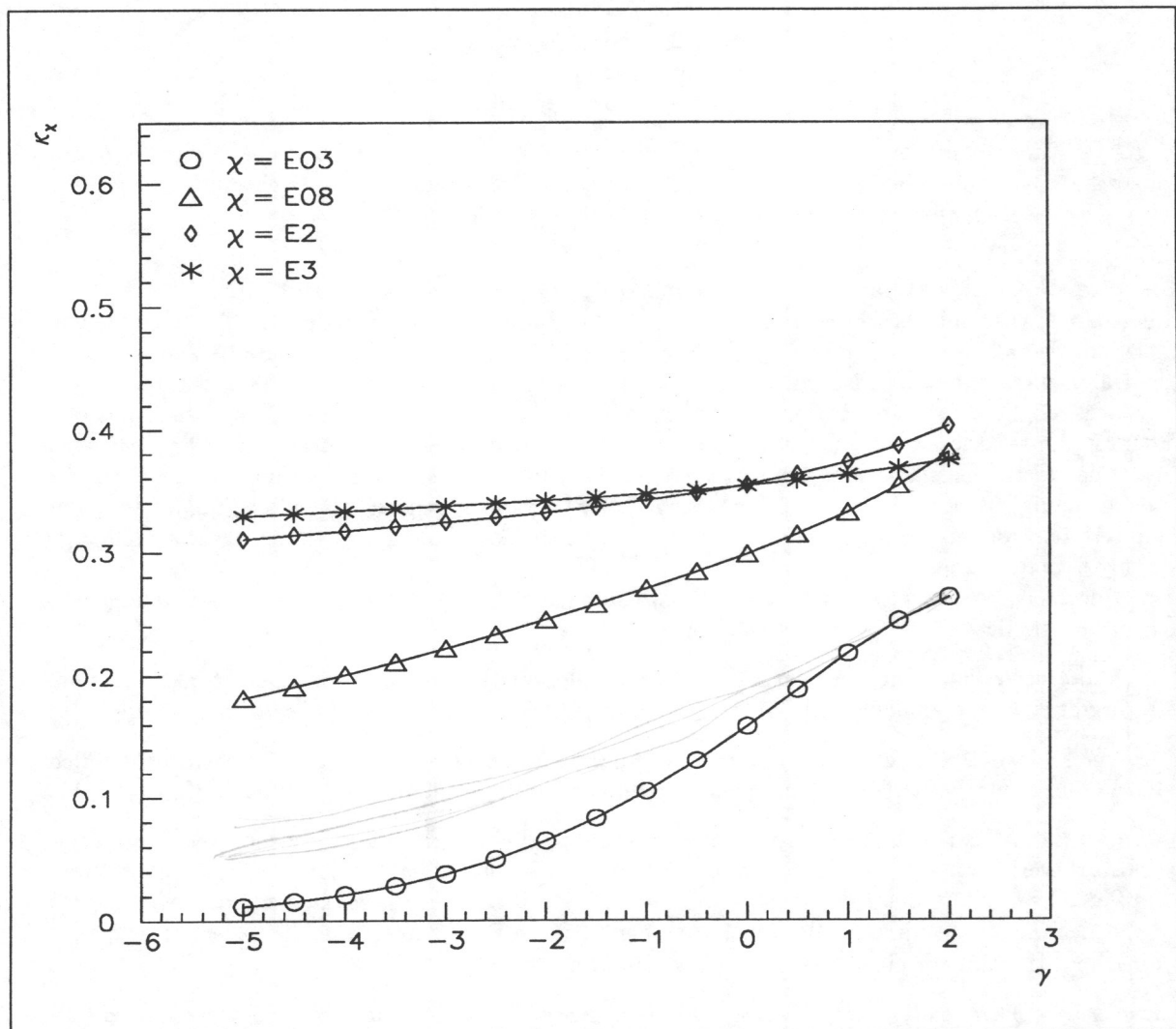


Abbildung 6.9: Berechnete Überkopplungsfaktoren κ_{E03} (○), κ_{E08} (△), κ_{E2} (◇) und κ_{E3} (*) in Abhängigkeit vom Spektralindex γ .

Die Kenngrößen $\kappa_x(0)$ und ξ_x ergeben sich aus dem mittleren Ansprechvermögen $\overline{R}_x^{Sim}$ sowie den Energieverschiebungen ΔT_x wie folgt:

$$\kappa_x(0) \approx \frac{\alpha_x}{1 + \alpha_x} \quad \text{und} \quad \xi_x \propto \frac{\Delta T_x}{T_{u.p.,x}} \quad (6.16)$$

(α_x wie im vorigen Absatz, zur Herleitung siehe Anhang). Mit den berechneten Geometriefaktoren und Energiegrenzen nach Tabelle 6.2 ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned} \kappa_{E03}(0) &= 0.15 & \text{und} & \quad \xi_{E03} = 0.14, \\ \kappa_{E08}(0) &= 0.29 & \text{und} & \quad \xi_{E08} = 0.02, \\ \kappa_{E2}(0) &= 0.35 & \text{und} & \quad \xi_{E2} = 0.005. \end{aligned}$$

Im Vergleich dazu liefert die Anpassung eines linearen Zusammenhangs an den berechneten Verlauf $\kappa(\gamma)$ gemäß Abbildung 6.9 für die Kenngrößen:

$$\begin{aligned} \kappa_{E03}(0) &= 0.12 \pm 0.02 & \text{und} & \quad \xi_{E03} = 0.05 \pm 0.03, \\ \kappa_{E08}(0) &= 0.30 \pm 0.04 & \text{und} & \quad \xi_{E08} = 0.03 \pm 0.01, \\ \kappa_{E2}(0) &= 0.36 \pm 0.04 & \text{und} & \quad \xi_{E2} = 0.012 \pm 0.01. \end{aligned}$$

Diese Werte stimmen mit Ausnahme derjenigen für den E03-Kanal innerhalb der Fehlergrenzen mit den abgeschätzten Werten überein. Die Abweichungen im E03-Kanal erklären sich dadurch, daß die durchgeführten Näherungen für diesen Kanal nur ungenügend erfüllt sind.

Gemessene spektrale Abhängigkeit der Überkopplungsfaktoren κ_{E08} und κ_{E2} :

Die im vorigen Abschnitt beschriebene, theoretische Abhängigkeit des Überkoppelns der Protonen in die Elektronenkanäle vom Spektralindex γ läßt sich nur für die beiden Kanäle E08 und E2 anhand von Inflight-Daten überprüfen; dies ist, wie bereits erwähnt, für die Elektronenkanäle E03 und E3 technisch bedingt nicht möglich. In **Abbildung 6.10** sind die von BIALK für eine Anzahl von Ereignissen bestimmten Überkopplungsfaktoren κ_{E08} (A) und κ_{E2} (B) über den zugehörigen Spektralindex γ aufgetragen [Bia91]. Aus statistischen Gründen können κ_{E08} und κ_{E2} für jeden einzelnen Meßpunkt nur mit einer relativen Genauigkeit von ungefähr 40% angegeben werden; die zugehörigen Spektralindizes sind mit Ungenauigkeiten von bis zu 10% behaftet. Der Übersichtlichkeit halber sind die Ungenauigkeiten in **Abbildung 6.10** nicht eingezeichnet.

Die gemessenen Werte weisen sehr große Schwankungen auf, deren Ursachen nicht vollständig verstanden sind. Möglich wären folgende Ursachen:

1. **Richtungsverteilung:** Die Teilchen fallen nicht zu allen Zeiten isotrop in das Detektorteleskop ein. Es ergibt sich eine Abhängigkeit der Überkopplungsfaktoren von der Einfallswinkelverteilung.
2. **Energiespektrum:** In vielen Fällen wird die gemessene Energieverteilung der Teilchen nicht durch ein Potenzgesetz beschrieben; der zugehörige Spektralindex ist dann nicht aussagekräftig.
3. **Temperatureinflüsse:** Die Kalibration der Elektronik zeigt eine Drift der Protonenortskurve im Temperaturbereich von -14°C bis 30°C um bis zu 7 Kanäle — auf beiden Sonden werden Temperaturen im Bereich von -30°C bis 30°C gemessen. Dieser Effekt führt ebenso zu einer temperaturabhängigen Verschiebung des Minimums, das die Elektronen von den Protonen trennt; die „Trennungsgerade“ hingegen wird nur für eine Temperatur bestimmt (siehe Seite 95).
4. **Rückwärtig einfallende Teilchen:** Wie bereits auf Seite 91 erwähnt, können hochenergetische Teilchen die Raumsonde rückwärtig durchqueren und im Detektorteleskop eine gültige Koinzidenz auslösen; diese erhöhen unter anderem auch die falschen Zählungen in den Elektronenkanälen.

Nimmt man gemäß Gleichung (6.15) einen linearen Zusammenhang zwischen dem Spektralindex γ und den Überkopplungsfaktoren κ an, so ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned} \kappa_{E08}(0) &= 0.27 \pm 0.04 & \text{und} & \quad \xi_{E08} = 0.029 \pm 0.01, \\ \kappa_{E2}(0) &= 0.33 \pm 0.02 & \text{und} & \quad \xi_{E2} = 0.014 \pm 0.01. \end{aligned}$$

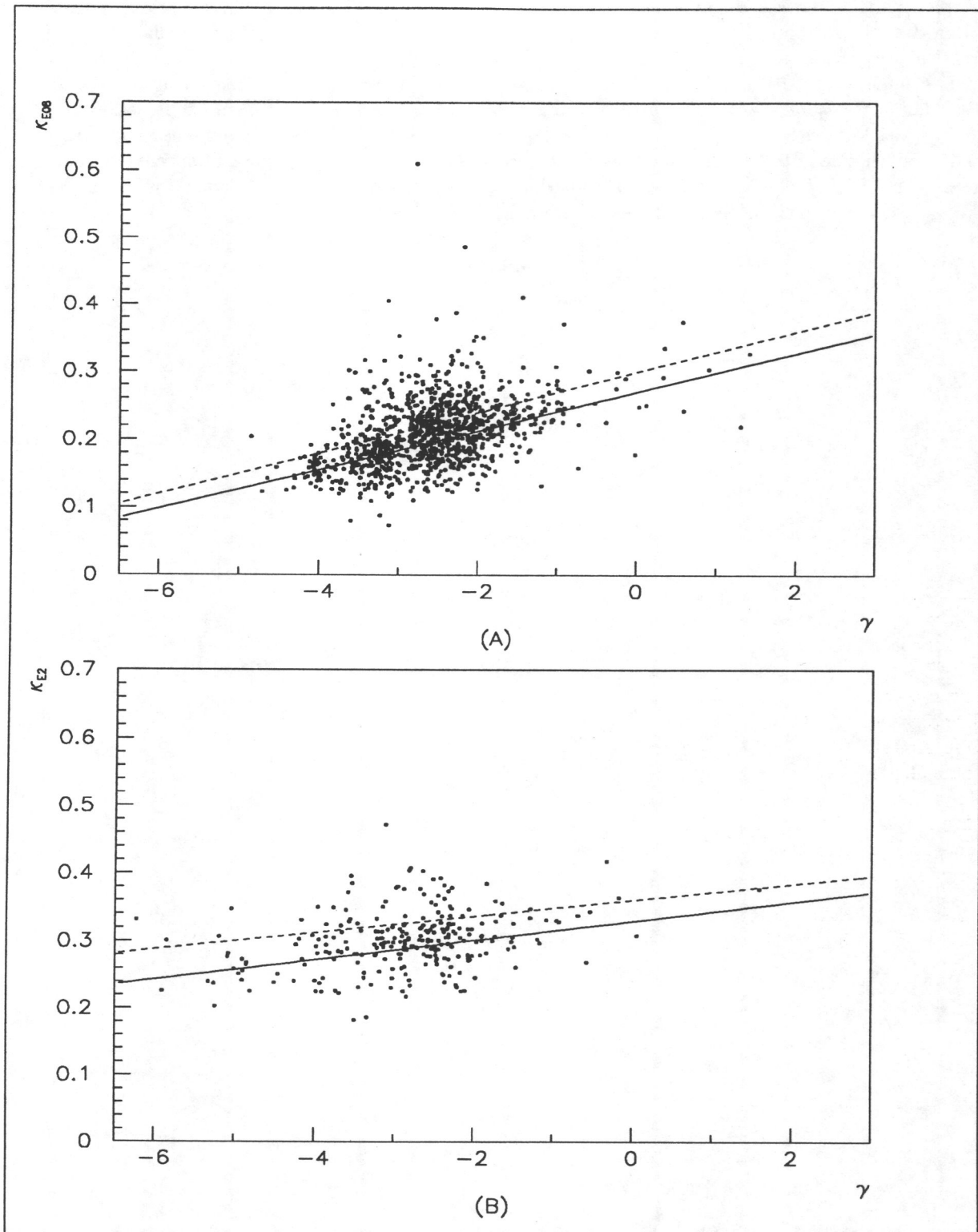


Abbildung 6.10: Gemessene Überkopplungsfaktoren κ_{E08} (A) und κ_{E2} (B) in Abhängigkeit vom Spektralindex γ . Zusätzlich sind die linearen Näherungen für $\kappa(\gamma)$ für die Meß- (durchgezogen) und Simulationen (gestrichelt) nach Gleichung (6.15) eingezeichnet.

Der Vergleich mit den entsprechenden berechneten Werten zeigt, daß die Simulation das energieabhängige Verhalten des Überkopplungsfaktors im Mittel beschreiben kann. In Abbildung 6.10 sind zusätzlich die linearen Näherungen für $\kappa(\gamma)$ nach Gleichung (6.15) eingezeichnet.

Im folgenden sollen die Ergebnisse dieses Kapitels kurz zusammengefaßt werden. Unter den Annahmen, daß das Ansprechvermögen durch das in Kapitel 5 entwickelte Effektivitätsmodell beschrieben wird, ergibt der Vergleich der Ergebnisse von Simulationsrechnungen mit Inflight-Daten unter äquivalenten Bedingungen eine gute Übereinstimmung der berechneten $(dE/dx-E)$ -Verteilungen mit entsprechenden gemessenen $(dE/dx-E)$ -Verteilungen. Darüberhinaus wird mit Hilfe der Simulationsrechnungen das Überkoppeln der Protonen in die Elektronenkanäle richtig beschrieben.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Der Kieler Beitrag zur Helios-Mission, das Experiment Nummer 6, wurde zur Messung der Intensitäts- und Winkelverteilung solarer und galaktischer Nukleonen ($Z \leq 16$) im Energiebereich von 1.7 MeV/Nukleon bis zu 1 GeV/Nukleon sowie Elektronen im Bereich von 0.3 bis 4 MeV entwickelt. Bei dem Experiment handelt es sich um ein aus fünf Halbleiterdetektoren (HLD-1 bis HLD-5) und einem ČERENKOV-Detektor zusammengesetztes Teilchenteleskop, die von einem Antikoinzidenzszintillator zylindrisch umschlossen sind.

Um die Meßwerte qualitativ und quantitativ deuten zu können, wurden Eichmessungen und Modellrechnungen durchgeführt (siehe [Iwe76], [Vol72] und [Heb89]). Diese Modellrechnungen geben das beobachtete Meßverhalten bei Eichmessungen aber nicht unter Inflight-Bedingungen zufriedenstellend wieder. Insbesondere werden im Gegensatz zu den Simulationsrechnungen Protonen in den Elektronenmeßkanälen und umgekehrt registriert ([Vie77], [Wol89] und [Bia91]).

Die bisherigen Simulationsrechnungen beruhen auf einem Modell des Helios-Detektor-Teleskops, bei dem die Detektoren aktive Flächen nach Herstellerangaben besitzen. Untersuchungen an einem anderen Kieler Experiment zeigen, daß die dort verwendeten Detektoren Randbereiche besitzen, die die Meßergebnisse des Experiments wesentlich verändern ([Peh88], [Hoo89] und [Hoo91]). In Anlehnung an dabei erzielte Ergebnisse wurde in dieser Arbeit ein Modell des Helios-Detektor-Teleskops entwickelt, das neben den nominellen sensitiven Detektorvolumina und den passiven Volumina wie zum Beispiel den Halterungen der Detektoren auch die Ladungssammlungseigenschaften der Oberflächensperrschichtdetektoren HLD-1 und HLD-2 in Detektorrandbereichen berücksichtigt. Letztere stellen im Gegensatz zu denen realer Detektoren bei einem idealen Detektor lediglich passive Volumina dar. Zur Beschreibung des Ansprechvermögens eines realen Detektors in diesen Randbereichen (Randeffekte) wird der Begriff der *Effektivität* als Quotient aus gesehenem Energieverlust und tatsächlichem Energieverlust eingeführt. Bei einem idealen Detektor nimmt die Effektivität ausschließlich die Werte 1 (im aktiven Bereich) und 0 (außerhalb der aktiven Fläche) an. Bei einem realen (zylindersymmetrischen) Detektor wird angenommen, daß die Effektivität ausschließlich vom Abstand r zum Detektormittelpunkt abhängt. Mit Hilfe von ortsgenauen Messungen ist es prinzipiell möglich, den eindimensionalen Effektivitätsverlauf eines Detektors zu bestimmen. Die von FLEISSNER, JACOBS und mir durchgeführten Untersuchungen an einem zu HLD-1 baugleichen Detektor ergaben, daß die Effektivität innerhalb des nominell aktiven Bereichs den Wert 1 annimmt und außerhalb in einem kleinen Bereich proportional zu $1/r^2$ und dann proportional zu r abfällt. Der gemessene Effektivitätsverlauf wird auf den Effektivitätsverlauf für den Detektor HLD-1 übertragen. Die Simulationsrechnungen, die diesen Effektivitätsverlauf berücksichtigen, zeigen außerdem, daß für den Detektor HLD-2 ein linearer Abfall der Effektivität angenommen werden muß, dessen Parameter aus einem Vergleich mit Inflight-Daten bestimmt wurden.

Um eine Aussage über die Qualität dieser Simulationsrechnungen gewinnen zu können, wurden die Meßergebnisse des realen Experiments bei bekannten Experimentbedingungen, wie sie bei den Eichmessungen vorliegen, mit den entsprechenden Ergebnissen der Rechnungen hinsichtlich der Energieverlustverteilungen verglichen. Die Energieverlustverteilungen lassen sich durch die mittleren Energieverluste und die zugehörigen Halbwertsbreiten beschreiben. Innerhalb der Genauigkeitsgrenzen von ungefähr 5% wird eine gute Übereinstimmung der berechneten mittleren Energieverluste mit den gemessenen mittlere-

ren Energieverlusten beobachtet. Die Halbwertsbreiten der Energieverlustverteilungen für Teilchen, die in einem Detektor steckenbleiben, werden ausschließlich durch die darüberliegenden Materieschichten bestimmt: Für Teilchen, deren Reichweite viel größer als die Dicke dieser Schichten ist, liegen die relativen Halbwertsbreiten von Eichmessungen und Simulationsrechnungen in der Größenordnung des Auflösungsvermögens der Analog-Digital-Wandlung (3.4%). Für Teilchen, deren Reichweite in der Größenordnung der Materieschichtdicke liegt, ergeben sich in guter Übereinstimmung mit den Eichmessungen nach Simulationsrechnungen relative Halbwertsbreiten bis zu 40%. Das energetische Auflösungsvermögen des Experiments für monoenergetische Teilchen, die im Detektorteleskop steckenbleiben, beträgt nach Eichung und Simulation ungefähr 3%; dieses wird also hauptsächlich durch das Auflösungsvermögen der Analog-Digital-Wandlung beschränkt. Insgesamt erhält man innerhalb der Genauigkeitsgrenzen eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse der Simulationsrechnungen mit denen der Eichmessungen.

Darauf aufbauend wurde unter Berücksichtigung der Randmodelle für HLD-1 und HLD-2 das Experimentverhalten für Protonen unter „Weltraumbedingungen“ untersucht; diese unterscheiden sich in charakteristischer Weise von denen an Beschleunigern. Es fallen verschiedene Teilchen aus unterschiedlichen Richtungen und mit verschiedenen Energien in das Detektorteleskop ein. Häufig beobachtet wird, daß 1. die Teilchen isotrop einfallen und 2. die Energieverteilung einem Potenzgesetz genügt.

Zur Trennung einzelner Teilchen und zu deren Energiebestimmung wird die $(dE/dx-E)$ -Methode verwendet. Bei diesem Verfahren wird zunächst der Detektor bestimmt, in dem das jeweils betrachtete Teilchen seine Restenergie E abgibt (Protonen mit Energien bis zu ≈ 50 MeV geben ihre gesamte Energie im Detektorteleskop ab). Im zweiten Schritt werden Ionen von Elektronen getrennt und in unterschiedliche Meßkanäle eingeordnet. Trägt man in einer Matrix den Energieverlust im letzten durchquerten Detektor über der Restenergie auf, so erwartet man, daß sich die Einträge unterschiedlicher Teilchensorten entlang verschiedener Linien (Ortskurven) anordnen.

Beim Vergleich der berechneten mit den gemessenen Matrizen ergibt sich für die *Protonenkanäle* eine gute Übereinstimmung.

In den gemessenen Matrizen der *Elektronenkanäle* beobachtet man unerwartete Einträge im Bereich unterhalb der Ortskurve der Protonen. Bei früheren Modellrechnungen mit isotrop einfallenden Protonen und idealen Detektoren ergaben sich in den Elektronenmatrizen einige wenige Einträge, die sich im wesentlichen entlang der Protonenortskurve anordneten. Dagegen geben die mit Randmodell berechneten Matrizen der Elektronenkanäle die in den Messungen beobachtete Struktur gut wieder. Sie liefern darüber hinaus, in Übereinstimmung mit den Inflight-Daten, daß $\approx 20\%$ ($\approx 30\%$) der Protonen im Energiebereich von 13 bis 27 MeV (27 bis 37 MeV) in den Elektronenmeßkanälen registriert werden.

Aus dem berechneten, energieabhängigen Ansprechvermögen des Helios-Experiments für isotrop einfallende Protonen ergibt sich, daß das Überkoppeln von der Energieverteilung der einfallenden Protonen abhängt. Dieses Verhalten wurde bereits von WOLFRAM vermutet und auf meine Anregung hin von BIALK anhand von Inflight-Daten untersucht ([Wol89], [Bia91]). Die gemessene Energieabhängigkeit des Überkoppelns der Protonen in die Elektronenkanäle weist große Schwankungen auf. Trotz dieser Schwankungen ergibt sich eine Korrelation mit der Energieverteilung der einfallenden Protonen, die sich im Mittel gut durch die berechnete Energieabhängigkeit beschreiben läßt.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß durch Berücksichtigung der Detektor-Randeffekte in den Simulationsrechnungen das Instrumentverhalten für Protonen mit Einfallsenergien bis zu ≈ 50 MeV gut wiedergegeben wird.

Ausblick

Ein wesentliches Ziel des Helios-Experiments Nummer 6 ist die Bestimmung des Zusammenhangs zwischen der physikalischen Größe Intensität der einfallenden Strahlung und der Meßgröße Zählrate in den unterschiedlichen Meßkanälen. Die bisherigen Untersuchungen zeigen, daß es nicht möglich ist, dieses Problem für einzelne Teilchensorten getrennt zu lösen. Deshalb muß in Zukunft das Modellverhalten des Helios-Experiments Nummer 6 für verschiedene Teilchensorten unter Inflight-Bedingungen bestimmt und mit Inflight-Daten verglichen werden.

Auf die in dieser Arbeit diskutierten Ergebnisse aufbauend, wurden erste Rechnungen mit isotrop einfallenden Elektronen im Energiebereich von 250 keV bis 10 MeV durchgeführt, deren Energiespektrum einem Potenzgesetz genügt. Als Ergebnis liefert die Simulation zum Beispiel die in **Abbildung 7.1.A** dargestellte Matrix im E08-Kanal (Elektronen im Energiebereich von 0.8 bis 2.0 MeV). Zum Vergleich

zeigt **Abbildung 7.1.B** eine entsprechende gemessene Matrix. Die Simulation dieser Situation führt zu einer qualitativen Übereinstimmung mit den Inflight-Daten bezüglich Lage und Breite der Verteilung der Elektroneneinträge. Die Einträge unterhalb der zusätzlich eingezeichneten Protonenortskurve stammen von überkoppelnden Protonen.

Die **Abbildung 7.1.C** zeigt das bisher erwartete, kastenförmige und das simulierte, energieabhängige Ansprechvermögen des Elektronenkanals E08. Das energieabhängige Ansprechvermögen des Detektorteleskops für Elektronen weicht stark vom erwarteten Verlauf ab. Um somit das Experimentverhalten auch für Elektronen korrekt beschreiben zu können, wäre es notwendig, umfangreichere Simulationsrechnungen durchzuführen.

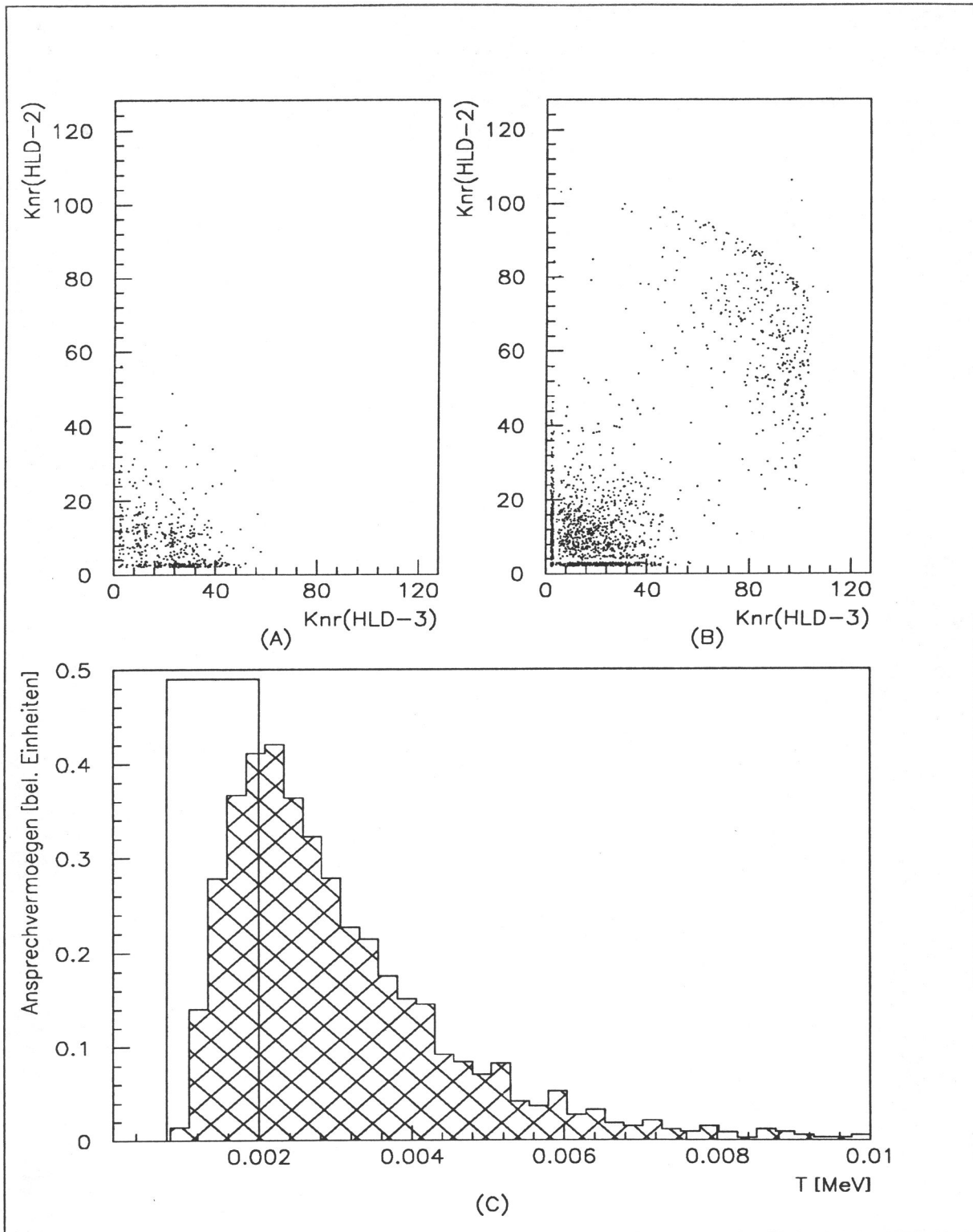


Abbildung 7.1: Verteilung der Elektroneneinträge in die Matrix des E08-Kanals (A) nach Simulationsrechnung und (B) nach Inflight-Messungen. Die in Teilabbildung (B) zusätzlich eingezeichnete durchgezogene Linie entspricht der Ortskurve von Protonen. In (C) ist das energieabhängige Ansprechvermögen für isotrop einfallende Elektronen im Energiebereich von $T = 250$ keV bis 10 MeV eingezeichnet; das erwartete energetische Ansprechvermögen entspricht der Kastenfunktion.

Anhang A

Kenngrößen der Detektorgeometrie und der Analog Digital Wandlung

A.1 Detektorgeometrie in der Simulation

MACRO GEOMETRIE

```
* -----
* Geometrie des Helios-Experiment Nummer 6
* vom 01.06.1991
* Macro kann mit allen interaktiven GEANT-Programmen ab Version 3.13
* benutzt werden.
* -----
*
* Definition der benutzten Medien (siehe Tabelle 4.2 in [Heb91] und [BBM+87])
*
* -----
/GEOMETRY/STMED 1 ' VACUUM $' 16 0 0 0. .01 0.1 .01 .001 .01
/GEOMETRY/STMED 2 'SCINTILLATOR$' 23 1 0 0. .01 0.1 .01 .001 .01
/GEOMETRY/STMED 3 'SEMICONDUCTOR$' 34 1 0 0. .01 0.1 .01 .001 .01
/GEOMETRY/STMED 4 'SUPRASIL$' 43 0 0 0. .01 0.1 .01 .001 .01
/GEOMETRY/STMED 5 'NICKEL$' 44 0 0 0. .01 0.1 .01 .001 .01
/GEOMETRY/STMED 6 'PYREX$' 19 0 0 0. .01 0.1 .01 .001 .01
/GEOMETRY/STMED 7 'SAPHIR$' 45 1 0 0. .01 0.1 .01 .001 .01
/GEOMETRY/STMED 8 'ALUMINIUM$' 9 0 0 0. .01 0.1 .01 .001 .01
/GEOMETRY/STMED 9 'DELRIN$' 37 0 0 0. .01 0.1 .01 .001 .01
/GEOMETRY/STMED 10 'AIR $' 15 0 0 0. .01 0.1 .01 .001 .01
* -----
* KUIP-Vektoren, die die geometrischen Daten der eingebauten Volumina
* enthalten.
* -----
```


* Bezugsvolumen

*

VEC/CR GEOVAC(3) R 0.000 6.000 13.000

* -----

* Aperturkonus

*

VEC/CR GEKONU(36) R 0. 360. 11 -

-2.670 3.695 4.000 -

-2.470 3.585 4.000 -

-2.470 3.585 3.700 -

-2.270 3.475 3.700 -

-1.270 2.915 3.145 -

-0.670 2.580 3.145 -

-0.670 2.580 3.695 -

0.000 2.208 3.695 -

0.000 2.208 2.258 -

0.400 2.000 2.050 -

4.930 2.000 2.050

* -----

* Antikoinzidenz

*

VEC/CR GEAKOI(39)

VEC/INP GEAKOI(1:6) 0. 360. 12 -

0.000 2.280 3.300

VEC/INP GEAKOI(7:39) -

0.150 2.200 3.300 -

0.150 2.200 3.480 -

0.400 2.070 3.480 -

4.480 2.070 3.480 -

4.480 2.200 3.480 -

4.660 2.200 3.480 -

4.660 2.720 3.480 -

4.810 2.820 3.480 -

8.010 2.820 3.480 -

8.110 2.920 3.480 -

8.260 3.070 3.290

* -----

* Aluminium Absorber

*

VEC/CR GEALAB(42)

VEC/INP GEALAB(1:12) 0. 360. 13 -

4.675 2.100 2.700 -

4.810 2.100 2.800 -

4.810 2.700 2.800

VEC/INP GEALAB(13:42) -

8.010 2.700 2.800 -
8.270 2.700 3.060 -
8.270 2.700 4.000 -
8.610 2.700 4.000 -
8.610 0.000 4.000 -
8.660 0.000 4.000 -
8.660 2.100 4.000 -
8.760 2.200 4.000 -
8.760 3.500 4.000 -
9.010 3.500 4.000

*

* Einfassungen des inneren Experimentteiles

*

VEC/CR GEDER1(39) R 0. 360. 12 -

4.820 2.100 2.700 -
5.340 2.100 2.700 -
5.340 2.350 2.700 -
5.750 2.350 2.700 -
5.750 2.100 2.700 -
6.500 2.100 2.700 -
6.500 2.350 2.700 -
6.800 2.350 2.700 -
6.800 2.100 2.700 -
7.290 2.100 2.700 -
7.290 2.350 2.700 -
7.600 2.350 2.700

VEC/CR GEDER2(21) R 0. 360. 6 -

7.600 2.100 2.700 -
8.100 2.100 2.700 -
8.100 2.350 2.700 -
8.400 2.350 2.700 -
8.400 2.100 2.700 -
8.610 2.100 2.700

*

* Detektorhalterung HLD-1

*

VEC/CR GERAD1(21) R 0. 360. 6 -

0.000 0.670 2.350 -
0.0947 0.640 2.350 -
0.0947 0.750 2.350 -
0.1053 0.750 2.350 -
0.1053 0.640 2.350 -
0.1356 0.650 2.350

```

* -----
* Detektorhalterung HLD-2
*
VEC/CR GERAD2(21) R 0. 360. 6 -
0.000 0.670 2.350 -
0.0420 0.700 2.350 -
0.0420 0.850 2.350 -
0.1420 0.850 2.350 -
0.1420 0.700 2.350 -
0.1764 0.670 2.350
* -----
* Nickelfolie
*
VEC/CR GENIFO(3) R 0.0 2.000 9.E-5
* -----
* Suprasilfolie
*
VEC/CR GESUFO(6) R 5.700 5.7024 152.5 180. 0. 0.
* -----
* aktive Flaechen der Detektoren
*
VEC/CR GEDET1(3) R 0.000 0.750 5.3E-3
VEC/CR GEDET2(3) R 0.000 0.850 0.050
VEC/CR GEDET3(3) R 0.000 1.995 0.1375
VEC/CR GEDET4(3) R 0.000 1.995 0.1400
VEC/CR GEDET5(3) R 0.000 1.995 0.1400
VEC/CR GECESA(3) R 0. 3.810 0.500
* -----
* Totschichten der Lithiumgedrifteten Halbleiterdetektoren
*
VEC/CR GEDET3T(3) R 0.000 1.995 0.0050
VEC/CR GEDET4T(3) R 0.000 1.995 0.0075
VEC/CR GEDET5T(3) R 0.000 1.995 0.0070
* -----
* Raender der Halbleiterdetektoren HLD-3 bis HLD-5
*
VEC/CR GERAD3(3) R 1.995 2.350 0.1475
VEC/CR GERAD4(3) R 1.995 2.350 0.1475
VEC/CR GERAD5(3) R 1.995 2.350 0.1470
* -----
* Volumen werden in einem speziellen Bereich gespeichert
*
/GEOMETRY/SVOLUME HELI TUBE 1 3 GEOVAC
/GEOMETRY/SVOLUME KONU PCON 8 36 GEKONU
/GEOMETRY/SVOLUME AKOI PCON 2 39 GEAKOI
/GEOMETRY/SVOLUME SUFO SPHE 4 6 GESUFO
/GEOMETRY/SVOLUME NIFO TUBE 5 3 GENIFO
/GEOMETRY/SVOLUME DET1 TUBE 3 3 GEDET1
/GEOMETRY/SVOLUME RAD1 PCON 6 21 GERAD1
/GEOMETRY/SVOLUME DET2 TUBE 3 3 GEDET2
/GEOMETRY/SVOLUME RAD2 PCON 6 21 GERAD2
/GEOMETRY/SVOLUME DET3 TUBE 3 3 GEDET3
/GEOMETRY/SVOLUME T-D3 TUBE 3 3 GEDET3T

```

```
/GEOMETRY/SVOLL RAD3 TUBE 3 3 GERAD3
/GEOMETRY/SVOLL DET4 TUBE 3 3 GEDET4
/GEOMETRY/SVOLL T-D4 TUBE 3 3 GEDET4T
/GEOMETRY/SVOLL RAD4 TUBE 3 3 GERAD4
/GEOMETRY/SVOLL DET5 TUBE 3 3 GEDET5
/GEOMETRY/SVOLL T-D5 TUBE 3 3 GEDET5T
/GEOMETRY/SVOLL RAD5 TUBE 3 3 GERAD5
/GEOMETRY/SVOLL CESA TUBE 3 3 GECESA
/GEOMETRY/SVOLL ALAB PCON 8 42 GEALAB
/GEOMETRY/SVOLL DER1 PCON 9 39 GEDER1
/GEOMETRY/SVOLL DER2 PCON 9 21 GEDER2
```

```
* -----
* Positionierung der Volumen im Bezugsvolumen Heli
```

```
*
/GEOMETRY/SPOS KONU 1 HELI 0. 0. 0. 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS AKOI 1 HELI 0. 0. 0. 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS SUFO 1 HELI 0. 0. 4.480 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS NIFO 1 HELI 0. 0. 4.851 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS DET1 1 HELI 0. 0. 5.45 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS RAD1 1 HELI 0. 0. 5.35 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS RAD2 1 HELI 0. 0. 5.568 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS DET2 1 HELI 0. 0. 5.66 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS DET3 1 HELI 0. 0. 6.6375 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS T-D3 1 HELI 0. 0. 6.7800 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS RAD3 1 HELI 0. 0. 6.648 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS DET4 1 HELI 0. 0. 7.430 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS T-D4 1 HELI 0. 0. 7.5775 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS RAD4 1 HELI 0. 0. 7.438 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS DET5 1 HELI 0. 0. 8.250 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS T-D5 1 HELI 0. 0. 8.397 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS RAD5 1 HELI 0. 0. 8.250 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS CESA 1 HELI 0. 0. 9.510 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS ALAB 1 HELI 0. 0. 0.000 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS DER1 1 HELI 0. 0. 0.000 0 ONLY
/GEOMETRY/SPOS DER2 1 HELI 0. 0. 0.000 0 ONLY
```

```
* -----
* Abschluss des geometrischen Aufbaus
```

```
*
/GEOMETRY/EDITV 0
SATT HELI SEEN 0
RETURN
```

A.2 Analog-Digital-Wandlung

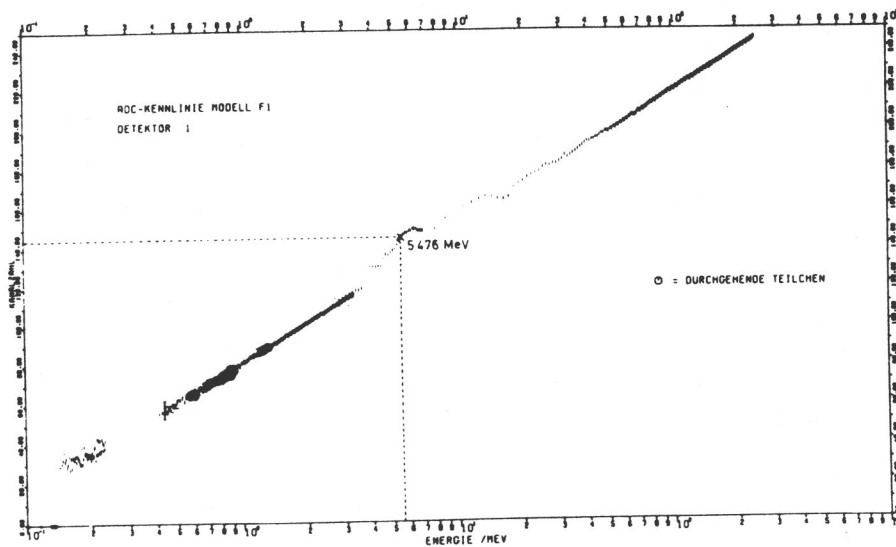


Abbildung A.1: Energiegeeeichte ADW-Kennlinie für Detektor HLD-1 [Iwe76, S. 59].

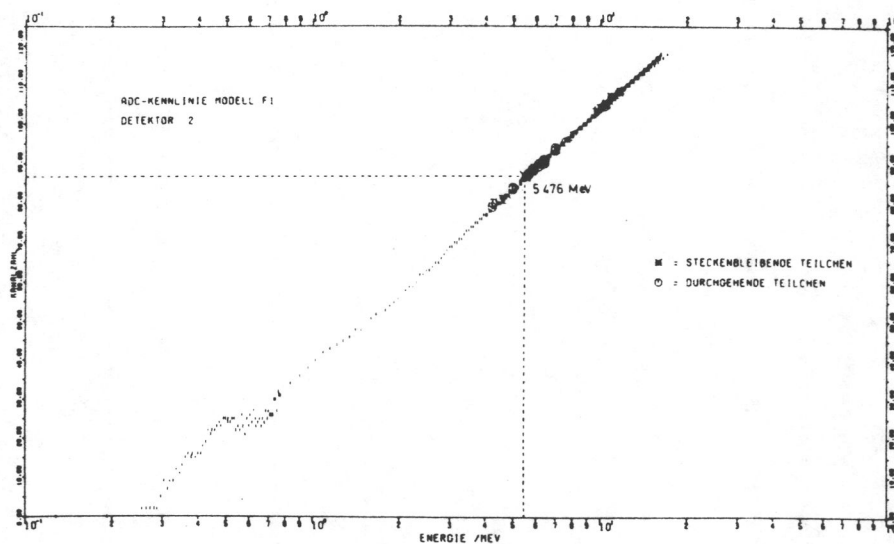


Abbildung A.2: Energiegeechte ADW-Kennlinie für Detektor HLD-2 [Iwe76, S. 60].

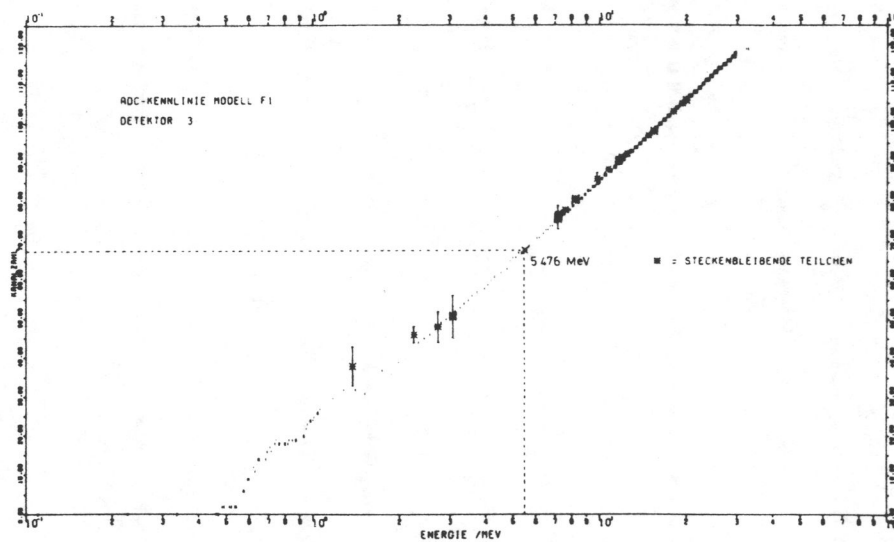


Abbildung A.3: Energiegeechte ADW-Kennlinie für Detektor HLD-3 [Iwe76, S. 61].

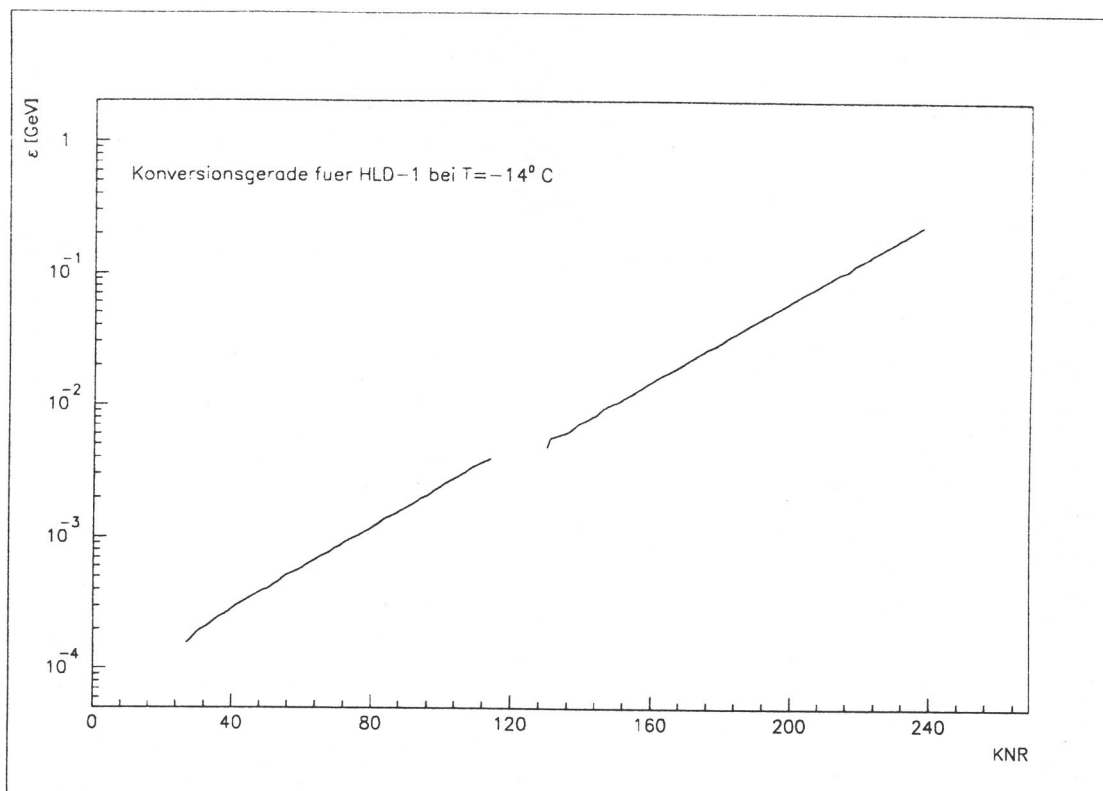


Abbildung A.4: Energiegeechte ADW-Kennlinie für Detektor HLD-1 nach Umeichung [Fuc74].

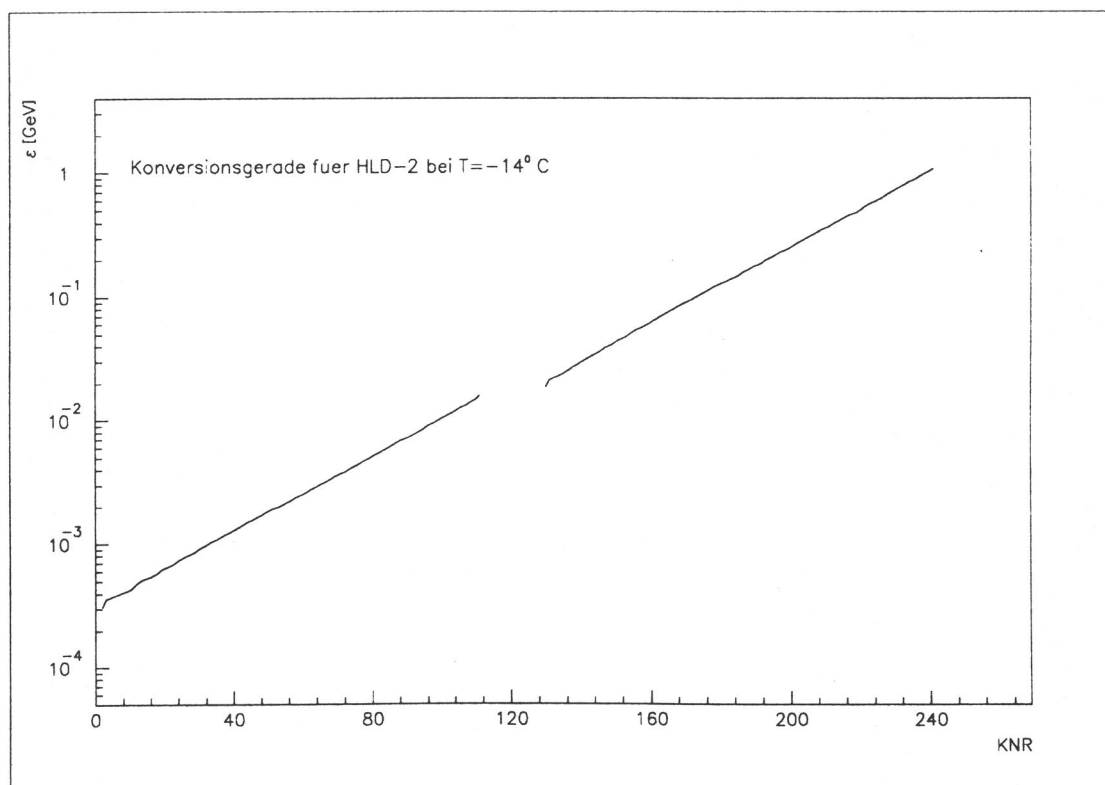


Abbildung A.5: Energiegeechte ADW-Kennlinie für Detektor HLD-2 nach Umeichung [Fuc74].

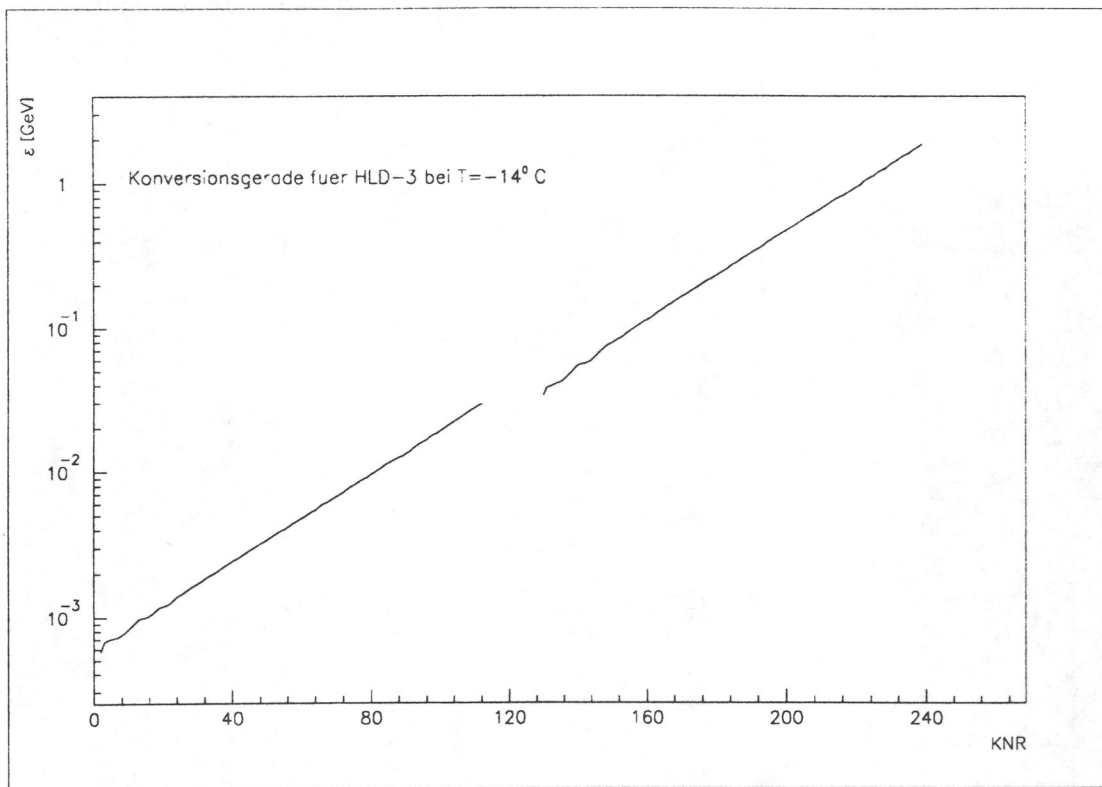


Abbildung A.6: Energiegeechte ADW-Kennlinie für Detektor HLD-3 nach Umeichung [Fuc74].

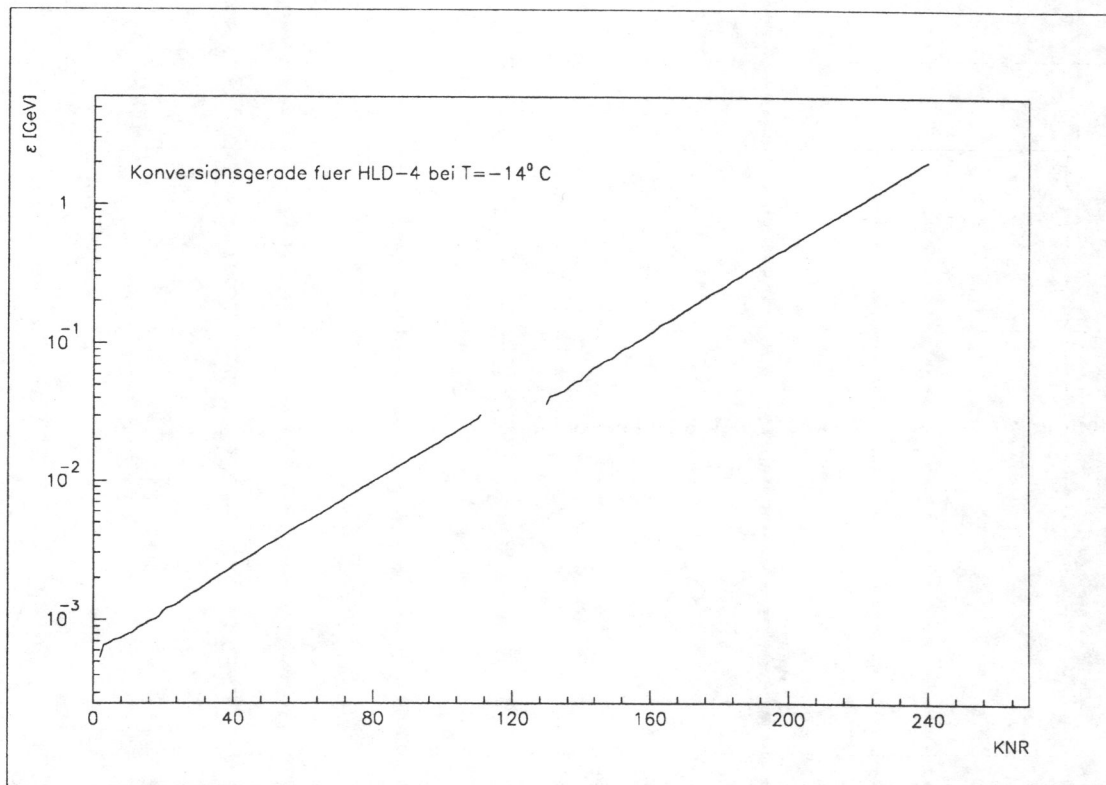


Abbildung A.7: Energiegeechte ADW-Kennlinie für Detektor HLD-4 nach Umeichung [Fuc74].

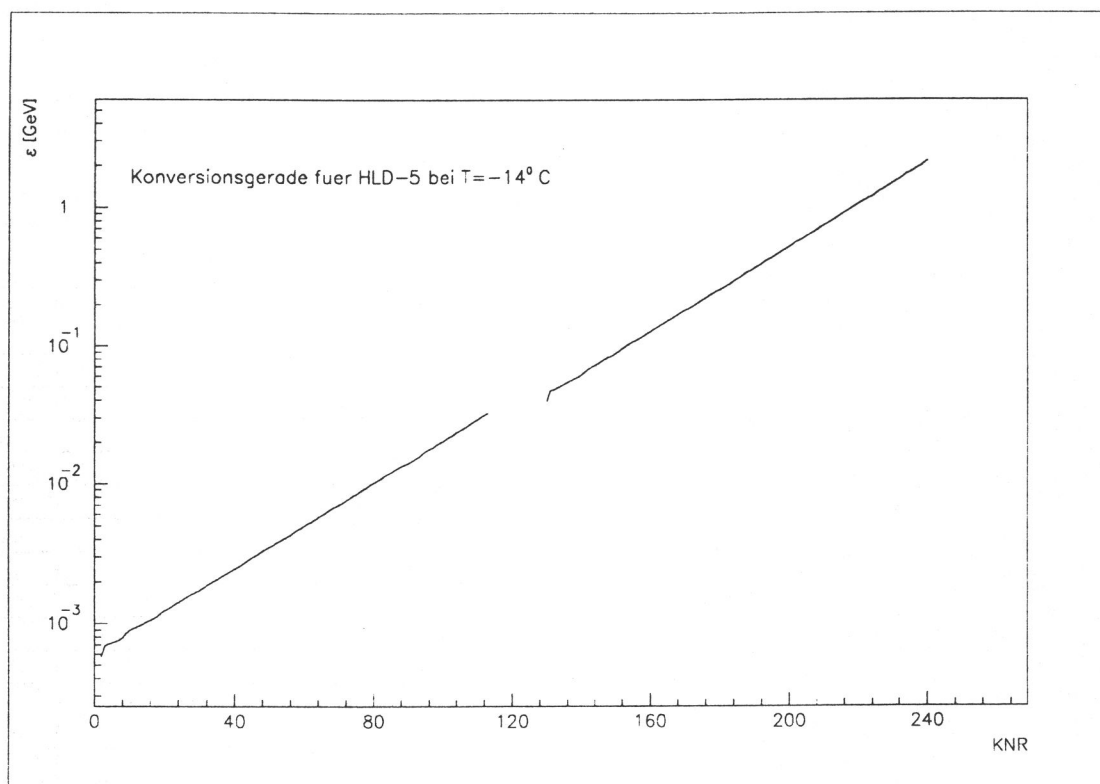


Abbildung A.8: Energiegeechte ADW-Kennlinie für Detektor HLD-5 nach Umeichung [Fuc74].

Anhang B

Ergebnisse der α -Messungen und deren Simulationsrechnungen

B.1 Technische Daten der untersuchten Detektoren

Type	BPY 83-100 H	BPY 83-100 H	BPY 83-1000 H	
Serial nr.:	d 1201	d 1200	d 1288	
Silicium n-type	5000	5000	10000	Ω cm
Active area:	102	102	105	mm ²
Active area (Al):			101	mm ²
Active area (Au) ^Δ :			112	mm ²
Active area (Al) ^Δ :			106	mm ²
Depletion depth:	107	106	1000	μ m
Au-thickness (front):	40	40	40	μ g/cm ²
Al/Ni-thickness (back):	120/20	120/20	12	μ g/cm ²
Depletion voltage:	15	15	250	V
Ambient temperature (Tamb):	21	21	20	°C
Operating voltage at Tamb.:	45	45	420	V
Leakage current at operating voltage:	0.09	0.08	0.83	μ A
Alpha particle energy resolution FWHM:	17.5	18.2	23.5	keV
AT-series bias resistor:	10	10	10	M Ω
AT-integrating and differentiating time constants:	0.8	0.8		μ s
At-electronics noise:	0.6	0.2	4.0	keV
* Beta Particle energy resolution:	12.9	12.4	19.6	keV
AT-series bias resistor:	10	10	10	M Ω
AT-integrating and differentiating time constants:	0.8	0.8	0.8	μ s
At-electronics noise:	0.6	0.2	4.0	keV
Capacitance at 45.0 V:	163.4	155.4	56.9	pF

Tabelle B.1: Technische Daten des Oberflächensperrschichtdetektors SN1201 [FJ91].

^Δ Gemessen von H. Hempe (Meßprotokoll)

* Not measured. As the pulserpeakresolution as equal to the beta resolution, the pulserresolution is stated.

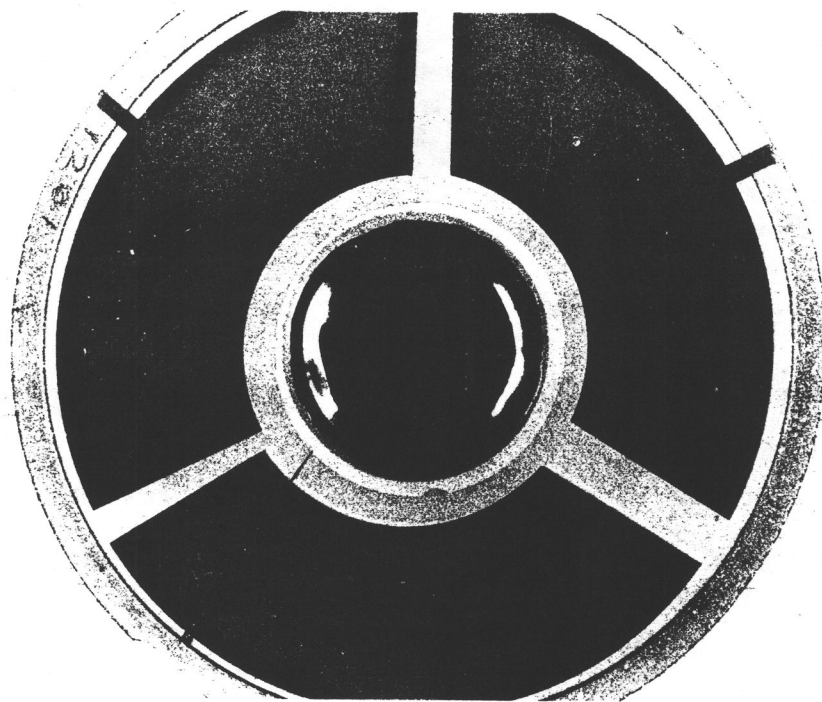


Abbildung B.1: Photo der Au-Vorderseite des Oberflächensperrschichtdetektors SN1201

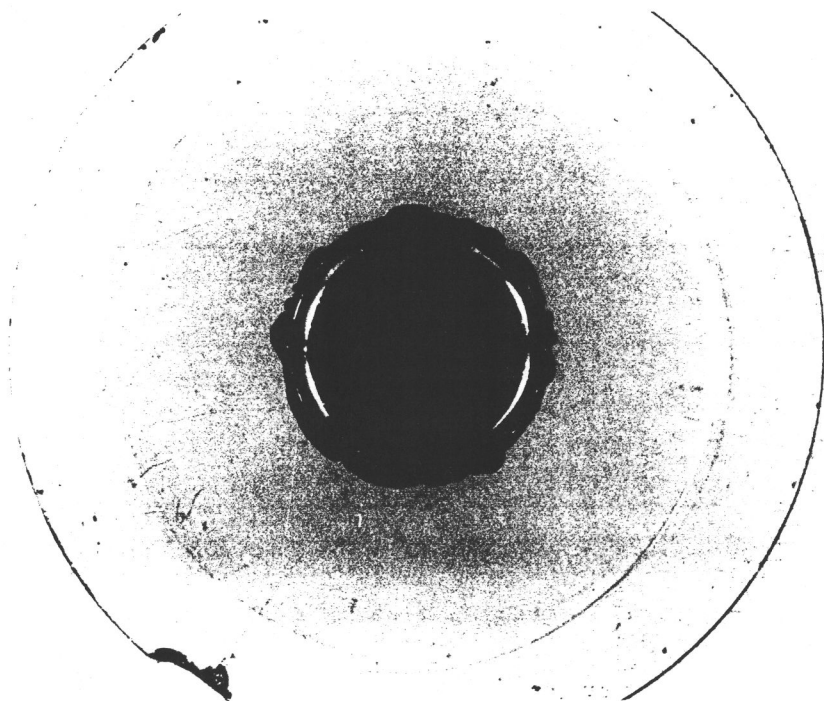


Abbildung B.2: Photo der AL-Rückseite des Oberflächensperrschichtdetektors SN1201

B.2 Gemessene α -Spektren

- (A) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5440 \mu\text{m}$
- (B) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5490 \mu\text{m}$
- (C) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5540 \mu\text{m}$
- (D) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5590 \mu\text{m}$
- (E) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5640 \mu\text{m}$
- (F) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5690 \mu\text{m}$
- (G) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5740 \mu\text{m}$
- (H) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5790 \mu\text{m}$
- (I) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5840 \mu\text{m}$
- (J) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5890 \mu\text{m}$
- (K) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5940 \mu\text{m}$
- (L) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 5990 \mu\text{m}$
- (M) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6040 \mu\text{m}$
- (N) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6090 \mu\text{m}$
- (O) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6140 \mu\text{m}$
- (P) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6190 \mu\text{m}$
- (Q) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6240 \mu\text{m}$
- (R) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6290 \mu\text{m}$
- (S) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6340 \mu\text{m}$
- (T) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6390 \mu\text{m}$
- (U) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6440 \mu\text{m}$
- (V) Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6490 \mu\text{m}$

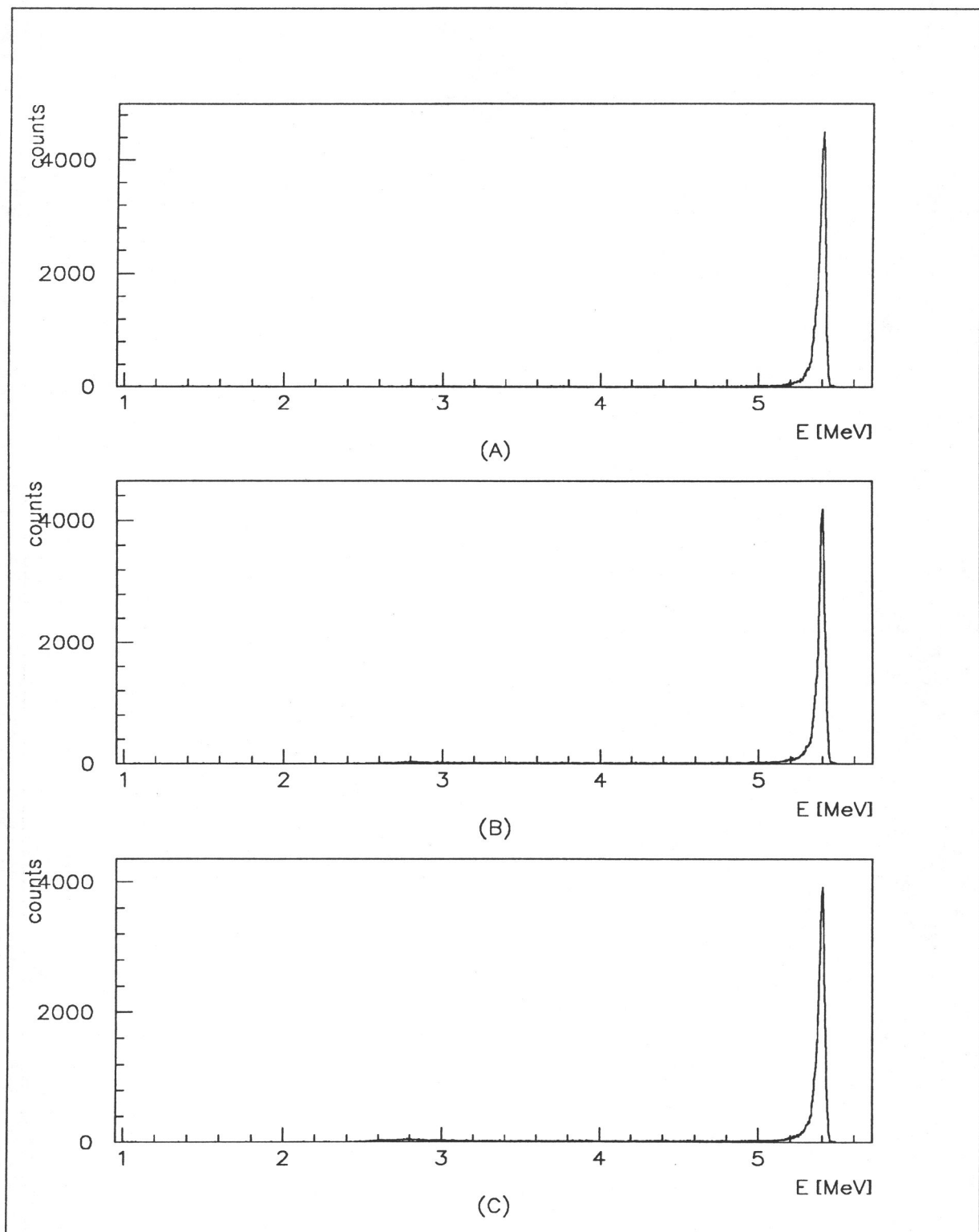


Abbildung B.3: Gemessene α -Spektren von $R = 5440 \mu\text{m}$ (A) bis $R = 5540 \mu\text{m}$ (C)

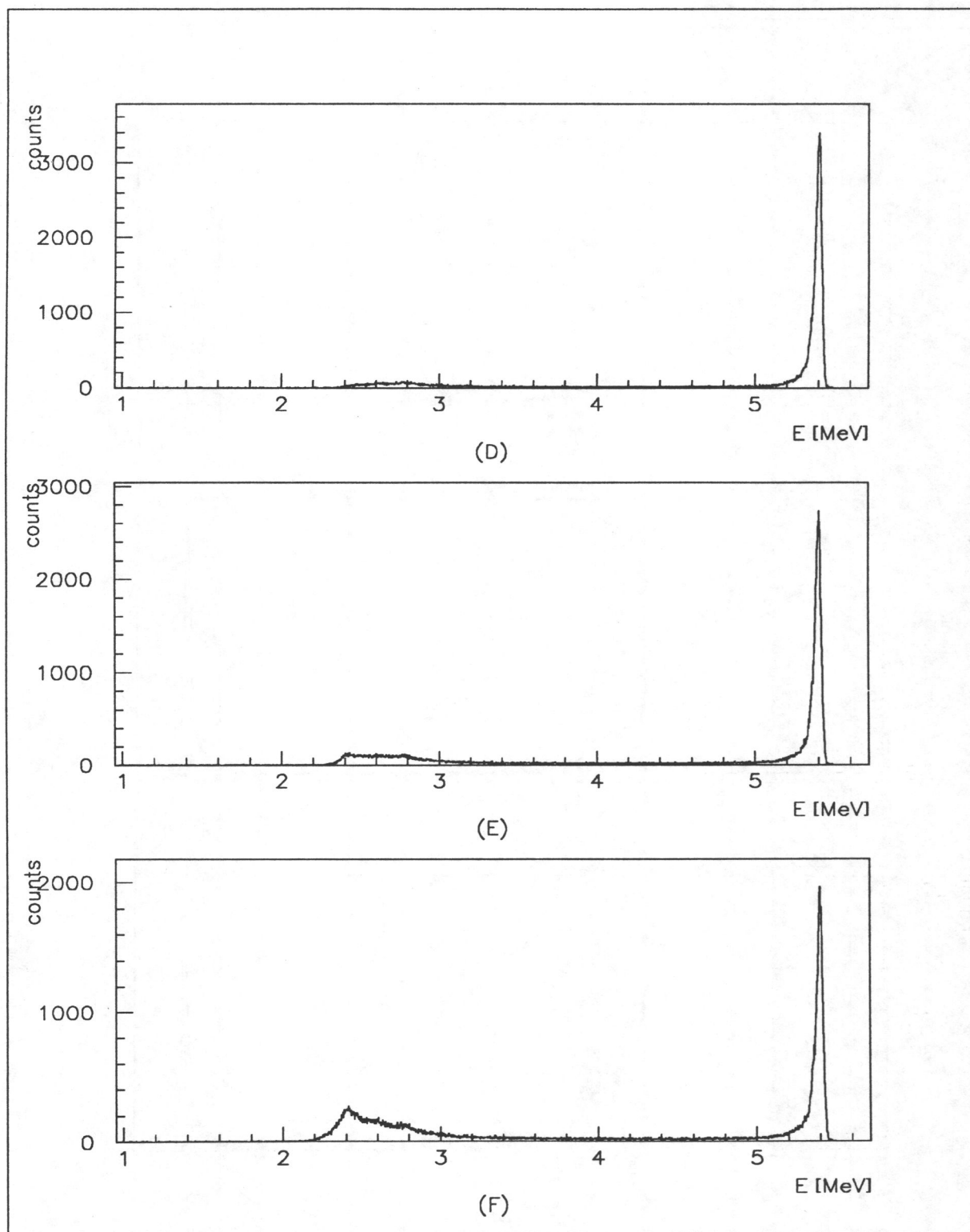


Abbildung B.4: Gemessene α -Spektren von $R = 5590 \mu\text{m}$ (D) bis $R = 5690 \mu\text{m}$ (F)

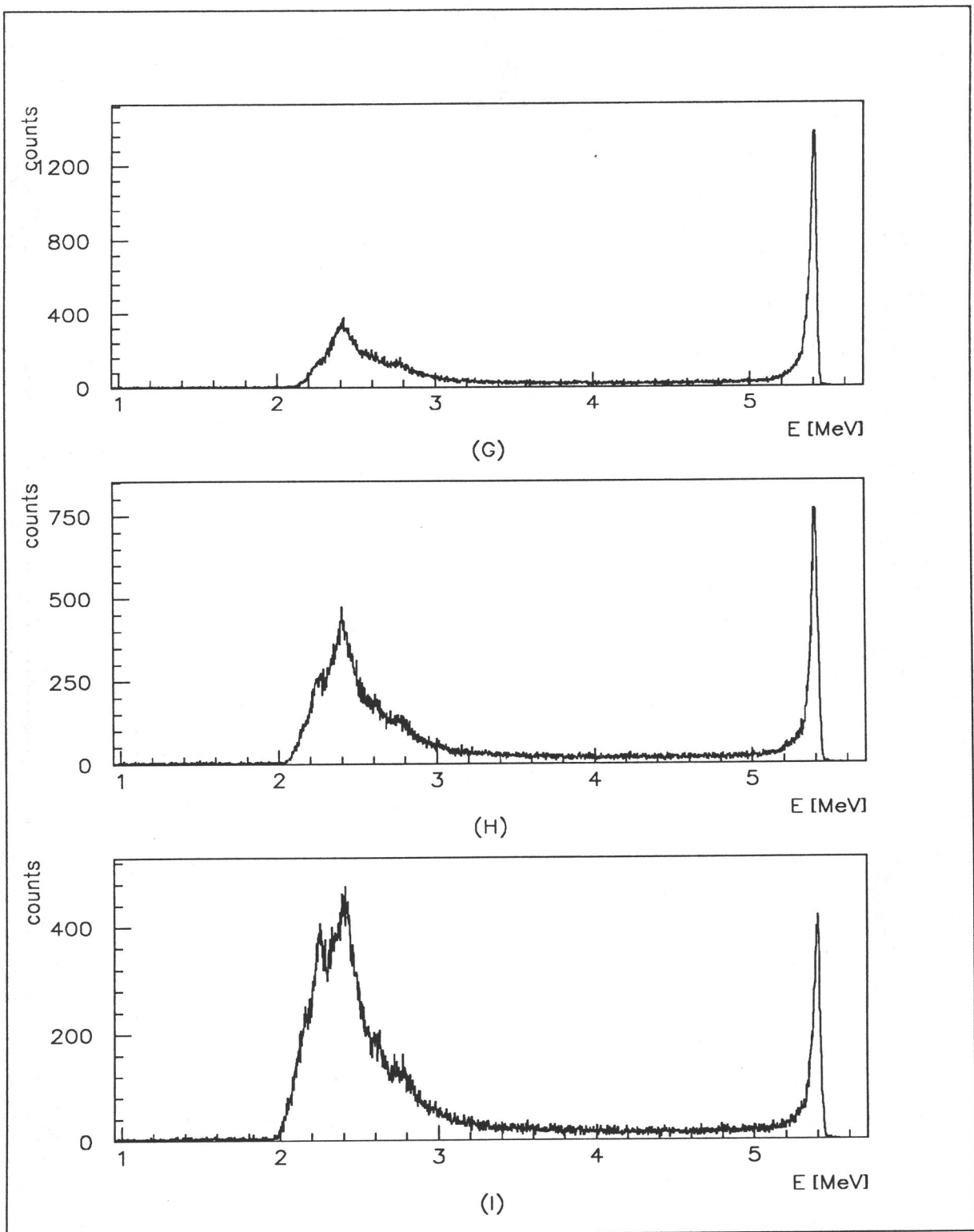
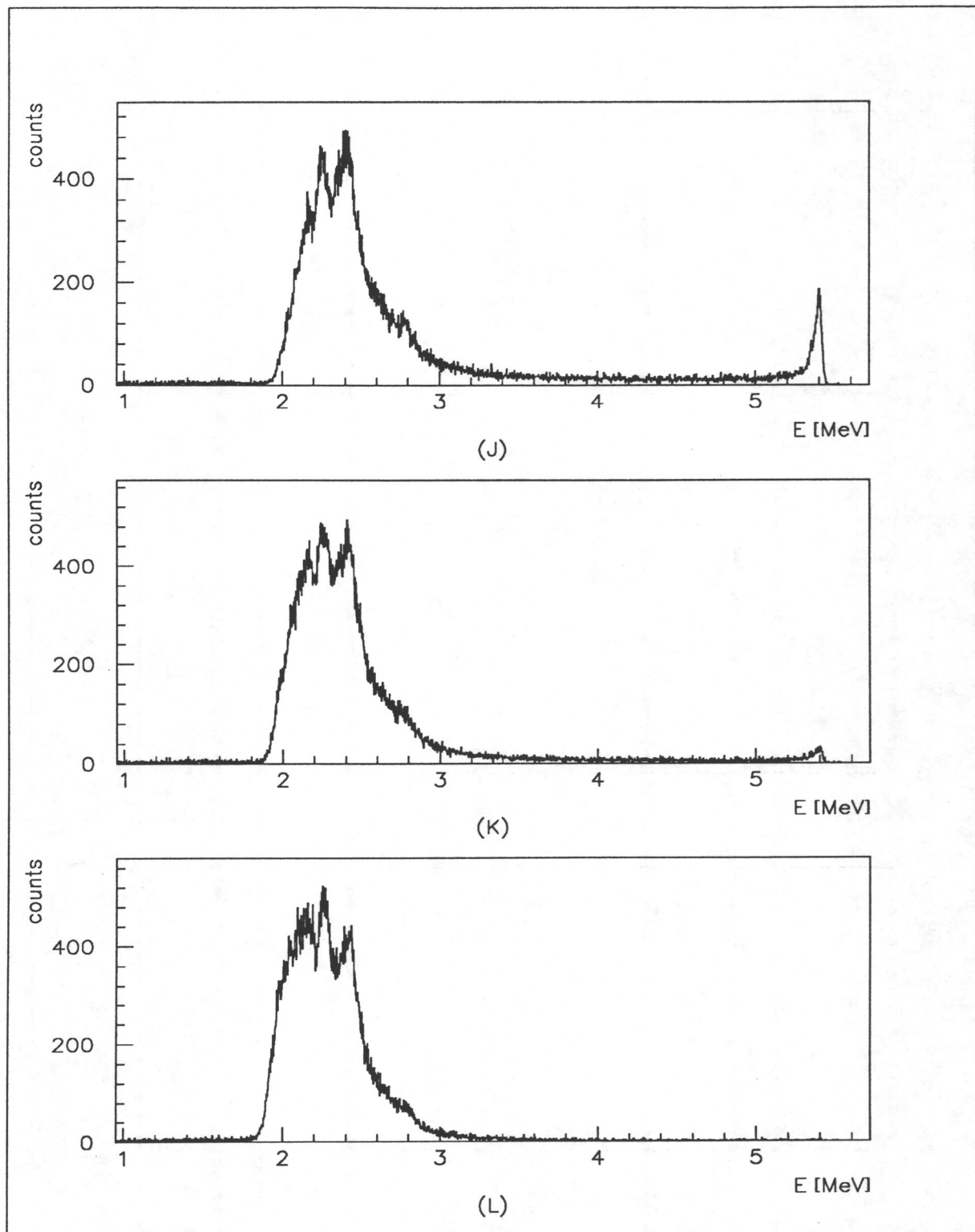


Abbildung B.5: Gemessene α -Spektren von $R = 5740 \mu\text{m}$ (G) bis $R = 5840 \mu\text{m}$ (I)

Abbildung B.6: Gemessene α -Spektren von $R = 5890 \mu\text{m}$ (J) bis $R = 5990 \mu\text{m}$ (L)

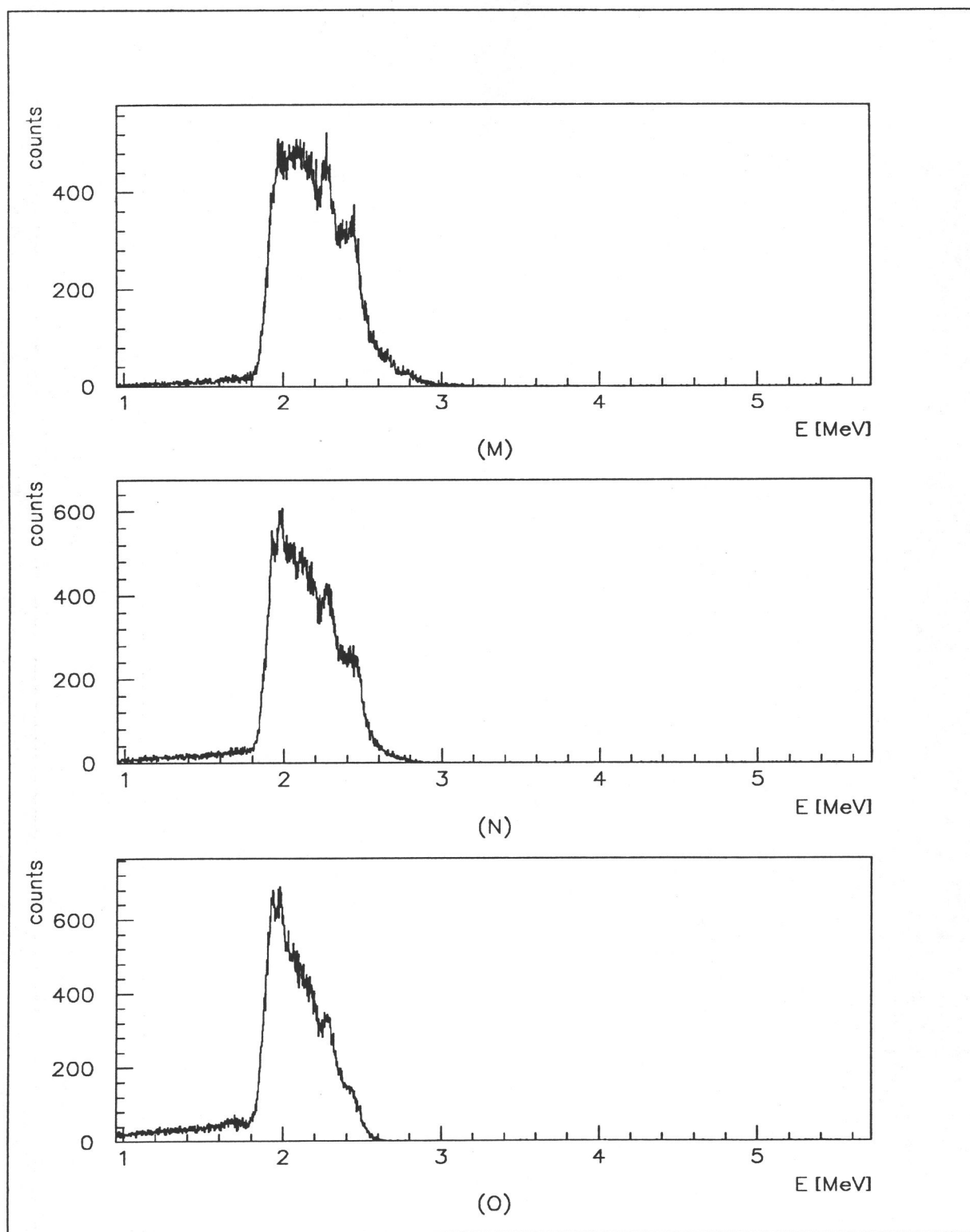


Abbildung B.7: Gemessene α -Spektren von $R = 6040 \mu\text{m}$ (M) bis $R = 6140 \mu\text{m}$ (O)

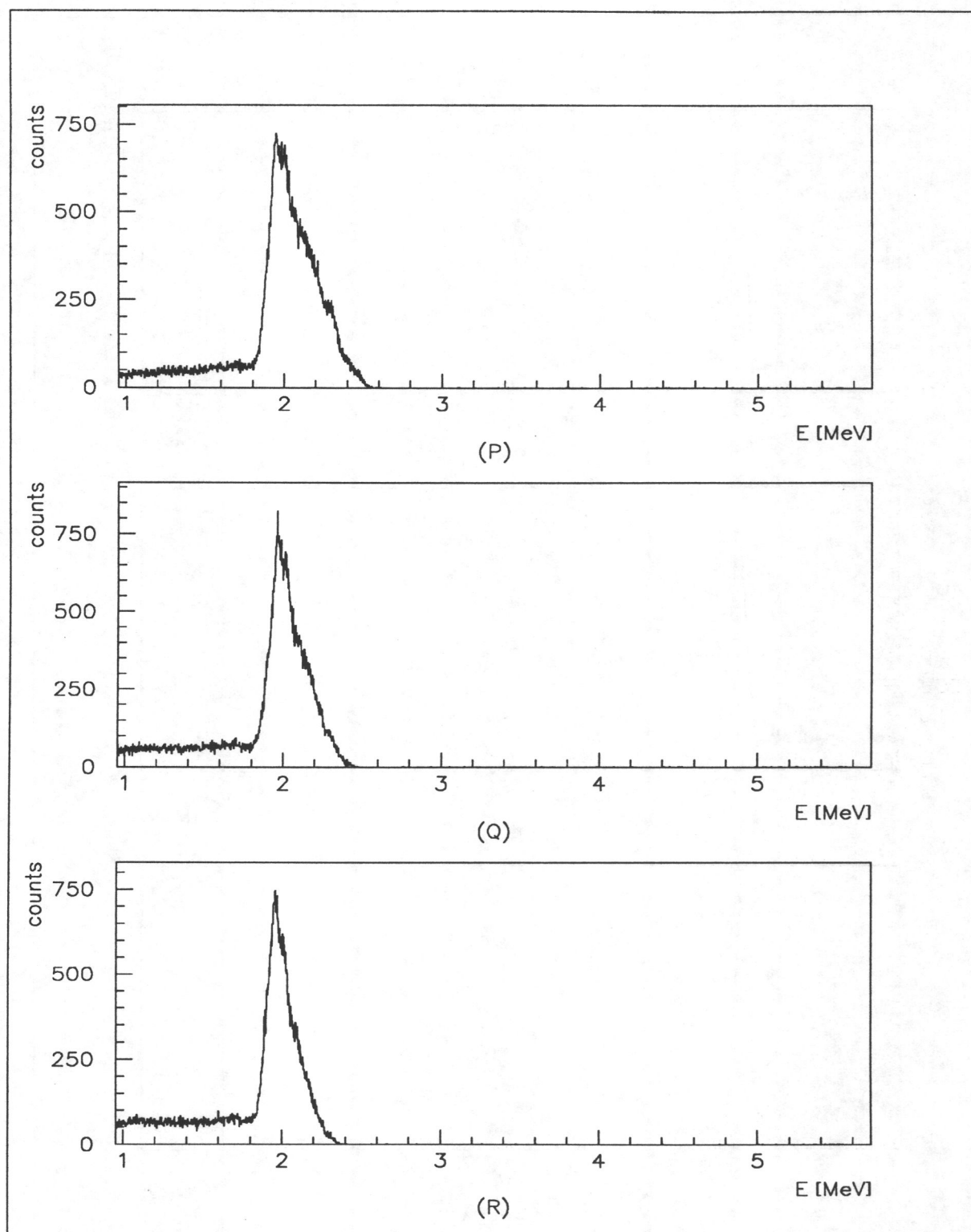


Abbildung B.8: Gemessene α -Spektren von $R = 6190 \mu\text{m}$ (P) bis $R = 6290 \mu\text{m}$ (R)

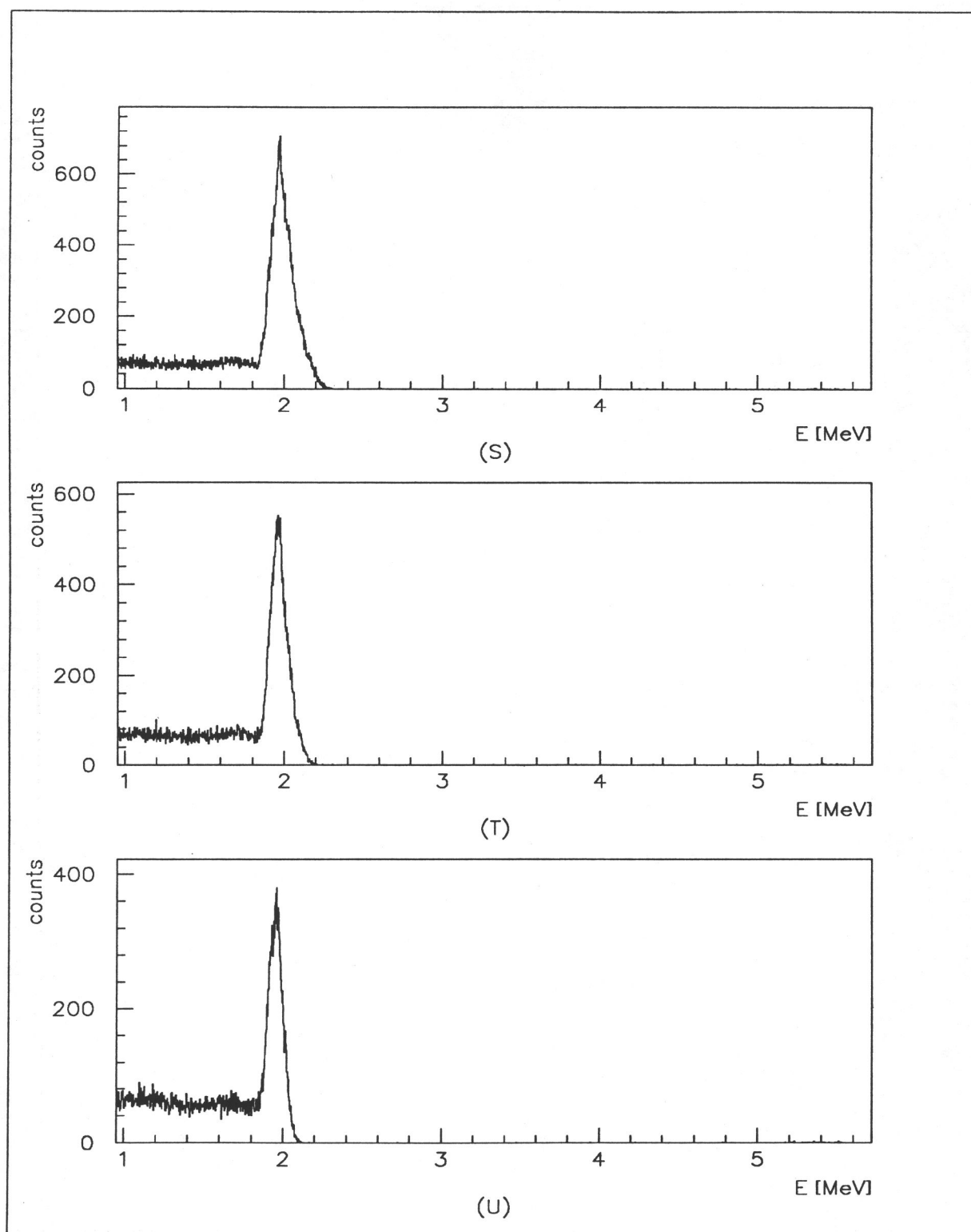
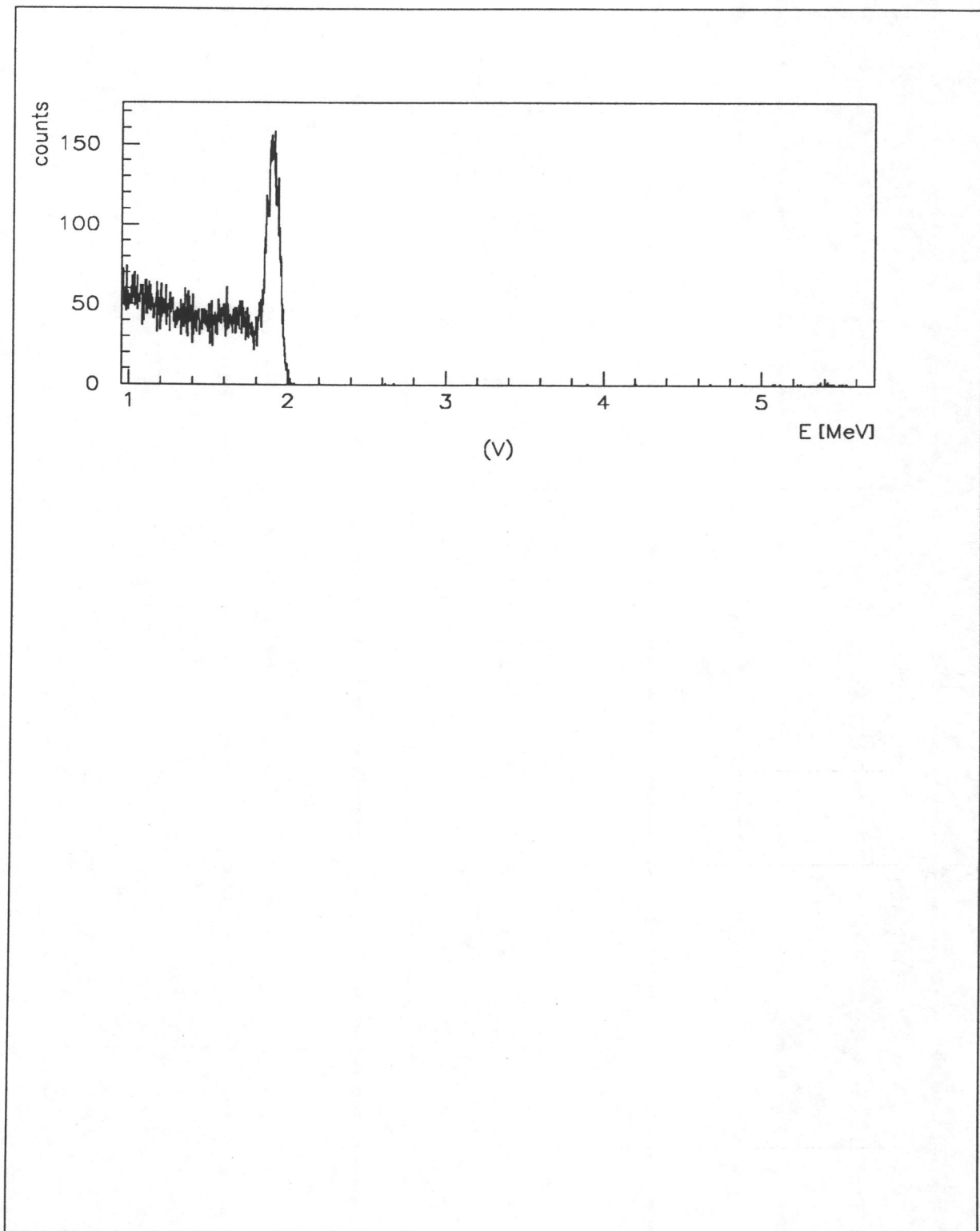


Abbildung B.9: Gemessene α -Spektren von $R = 6340 \mu\text{m}$ (S) bis $R = 6440 \mu\text{m}$ (U)

Abbildung B.10: Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6490 \mu\text{m}$ (V)

Anhang C

Ergebnisse der Messungen und Simulationsrechnungen mit Protonen

- **Ergebnisse der Eichmessungen**

Tab. C.1: Kenngrößen der gemessenen Pulshöhenverteilungen

Tab. C.2: Mittlere gemessene Energieverluste

Tab. C.3: Gemessene Halbwertsbreiten

- **Ergebnisse der Simulationsrechnungen (ideales Detektormodell)**

Tab. C.4: Kenngrößen der berechneten Pulshöhenverteilungen

Tab. C.5: Mittlere berechnete Energieverluste

Tab. C.6: Berechnete Halbwertsbreiten

- **Ergebnisse der Simulationsrechnungen mit modifiziertem Modell des Experiments Nummer 6**

Tab. C.7: Kenngrößen der berechneten Pulshöhenverteilungen

Tab. C.8: Mittlere berechneten Energieverluste

Tab. C.9: Berechnete Halbwertsbreiten

T/MeV	$\varphi/^\circ$	Kanalnummer			Halbwertsbreiten		
		HLD-1	HLD-2	HLD-3	HLD-1	HLD-2	HLD-3
7.4	0	86.4	89.0		4.0	1.0	
11.5		75.0	105.0		3.7	1.0	
11.9		73.5	107.0		6.0	1.0	
12.6		72.5	108.0		6.5	1.0	
13.5		71.5	103.0	50.5	4.0	4.0	11.0
16.0		66.5	93.4	80.8	6.0	2.4	2.6
17.0		65.0	91.0	86.0	3.5	2.0	2.0
17.6		65.0	90.0	88.5	7.0	3.0	1.0
18.8		64.0	87.5	92.5	3.0	3.0	1.0
21.1		61.0	83.5	97.0	5.0	3.0	1.0
23.2		58.0	81.0	103.0	9.0	2.0	1.0
24.7		58.0	79.0	106.0	3.0	2.0	1.0
7.4	10	87.3	89.0		3.9	1.0	
11.5		76.0	109.5		3.7	1.0	
13.5		72.5	104.5	48.0	2.0	1.0	8.0
7.4	-15	87.7	89.0		2.4	1.0	
11.5		76.5	109.8		4.0	1.6	
13.5		74.0	104.5	46.0	2.0	1.0	4.0
11.9	-20	75.0	107.0		5.0	1.0	
12.6		74.5	108.5		5.0	1.0	
16.0		69.0	95.5	78.0	7.0	2.5	2.5
18.8		65.0	89.3	91.5	4.0	2.6	1.0
7.4	25	88.0	88.0		2.0	2.4	
11.5		77.5	105.3		4.0	1.0	
11.9		76.3	107.0		4.9	1.0	
13.5		73.0	110.2	38.0	4.0	2.0	-
16.0		70.0	97.0	76.5	4.0	3.0	4.0
17.0		67.0	94.0	83.5	2.0	1.0	2.0
18.8		66.0	90.0	91.0	7.0	2.5	1.5
21.1		67.0	87.0	97.0	4.0	3.5	1.0
24.7		59.0	81.0	105.0	5.0	1.0	1.0
7.4	-25	89.0	88.5		3.0	2.5	
11.5		78.0	105.0		4.0	1.0	
11.9		75.5	107.0		4.0	1.0	
13.5		74.5	110.3		4.0	1.0	
16.0		71.0	97.0	75.5	4.0	3.0	6.0
18.8		68.0	90.6	90.5	5.0	3.0	3.0

Tabelle C.1: Kanallagen der Peakmaxima und Halbwertsbreiten der gemessenen Verteilungen [Iwe76, S. 76 f.].

T/MeV	$\varphi/^\circ$	HLD-1		HLD-2		HLD-3	
		$\epsilon/$	$\Delta\epsilon/$	$\epsilon/$	$\Delta\epsilon/$	$\epsilon/$	$\Delta\epsilon/$
		MeV	keV	MeV	keV	MeV	keV
7.4	0	1.250	0.080	6.12	0.278		
11.5		0.850	0.055	10.6	0.486		
11.9		0.808	0.052	11.4	0.527		
12.6		0.782	0.050	11.8	0.533		
13.5		0.756	0.049	9.90	0.449	3.06	0.136
16.0		0.638	0.041	7.12	0.363	8.53	0.456
17.0		0.607	0.039	6.56	0.346	10.2	0.616
17.6		0.607	0.039	6.34	0.292	11.1	0.493
18.8		0.587	0.038	5.82	0.264	12.7	0.562
21.1		0.530	0.034	5.07	0.265	14.8	0.752
23.2		0.479	0.031	4.65	0.212	18.1	0.823
24.7		0.479	0.031	4.34	0.197	20.0	0.891
7.4	10	1.29	0.083	6.12	0.279		
11.5		0.880	0.057	12.4	0.573		
13.5		0.782	0.050	10.4	0.473	2.81	0.125
7.4	-15	1.31	0.084	6.12	0.280		
11.5		0.895	0.058	12.5	0.599		
13.5		0.822	0.053	10.4	0.475	2.63	0.117
11.9	-20	0.850	0.055	11.4	0.537		
12.6		0.836	0.054	12.0	0.548		
16.0		0.694	0.045	7.7	0.430	7.76	0.430
18.8		0.607	0.039	6.19	0.283	12.3	0.548
7.4	25	1.32	0.085	5.92	0.298		
11.5		0.925	0.060	10.71	0.520		
11.9		0.889	0.058	11.4	0.585		
13.5		0.795	0.051	12.7	0.585	2.00	0.090
16.0		0.718	0.047	8.06	0.800	7.37	0.849
17.0		0.649	0.042	7.27	0.413	9.35	0.899
18.8		0.628	0.041	6.34	0.293	12.0	0.546
21.1		0.649	0.042	5.72	0.517	14.8	1.069
24.7		0.495	0.032	4.65	0.214	19.4	0.888
7.4	-25	1.364	0.089	6.02	0.307		
11.5		0.941	0.061	10.6	0.514		
11.9		0.865	0.056	11.4	0.585		
13.5		0.836	0.054	12.7	0.585		
16.0		0.743	0.049	8.06	0.800	7.13	1.142
18.8		0.671	0.043	6.47	0.300	11.8	0.547

Tabelle C.2: Mittlere Energieverluste ϵ und ihre Abweichungen $\Delta\epsilon$ in Abhängigkeit der Einfallsenergie T und des Einfallswinkels φ in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3 nach Eichmessungen.

T/MeV	$\varphi/^\circ$	FWHM HLD-1/		FWHM HLD-2/		FWHM HLD-3/	
		%	MeV	%	MeV	%	MeV
7.4	0	13.5	0.169	3.4	0.210		
11.5		12.5	0.106	3.4	0.364		
11.9		20.3	0.164	3.4	0.390		
12.6		21.9	0.172	3.4	0.403		
13.5		13.5	0.102	13.7	1.359	37.2	1.139
16.0		20.3	0.129	8.2	0.586	8.8	0.751
17.0		11.8	0.072	6.9	0.450	6.8	0.689
17.6		23.6	0.143	10.3	0.652	3.4	0.375
18.8		10.1	0.059	10.3	0.599	3.4	0.429
21.1		16.9	0.089	10.3	0.522	3.4	0.500
23.2		30.4	0.146	6.9	0.319	3.4	0.612
24.7		10.1	0.049	6.9	0.298	3.4	0.678
7.4	10	13.2	0.170	3.4	0.210		
11.5		12.5	0.110	3.4	0.425		
13.5		6.8	0.053	3.4	0.358	27.1	0.761
7.4	-15	8.1	0.106	3.4	0.210		
11.5		13.5	0.121	5.5	0.686		
13.5		6.8	0.056	3.4	0.358	13.5	0.356
11.9	-20	16.9	0.143	3.4	0.390		
12.6		16.9	0.141	3.4	0.410		
16.0		23.6	0.164	8.6	0.656	8.5	0.657
18.8		13.5	0.082	8.9	0.552	3.4	0.415
7.4	25	6.8	0.089	8.2	0.487		
11.5		13.5	0.125	3.4	0.368		
11.9		16.5	0.147	3.4	0.390		
13.5		13.5	0.107	6.9	0.870	0.0	0.000
16.0		13.5	0.097	10.3	0.829	13.5	0.999
17.0		6.8	0.044	3.4	0.249	6.8	0.633
18.8		23.6	0.148	8.6	0.544	5.1	0.612
21.1		13.5	0.088	12.0	0.687	3.4	0.500
24.7		16.9	0.084	3.4	0.160	3.4	0.655
7.4	-25	10.1	0.138	8.6	0.516		
11.5		13.5	0.127	3.4	0.364		
11.9		13.5	0.117	3.4	0.390		
13.5		13.5	0.113	3.4	0.436		
16.0		13.5	0.100	10.3	0.829	20.3	1.448
18.8		16.9	0.113	12.0	0.777	10.2	1.203

Tabelle C.3: Halbwertsbreiten FWHM der gemessenen Verteilungen in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3 als Funktion der Einfallsenergie T und des Einfallswinkels φ . Die Halbwertsbreiten werden zum einen absolut in MeV und zum anderen auf den Energieverlust im Detektor bezogen (siehe Tabelle C.2) in % angegeben.

T/MeV	$\varphi/^\circ$	Kanalnummer			Halbwertsbreiten		
		HLD-1	HLD-2	HLD-3	HLD-1	HLD-2	HLD-3
7.4	0	86.1	88.4		3.1	0.7	
11.5		75.0	105.1		3.8	1.2	
11.9		74.4	106.4		3.8	0.7	
12.6		73.5	108.2		4.0	0.9	
13.5		72.2	103.4	46.7	4.2	1.9	5.7
16.0		68.3	94.7	78.8	4.7	2.1	2.1
17.0		66.7	92.7	83.9	5.0	1.7	1.9
17.6		65.3	91.3	87.2	5.4	2.4	2.1
18.8		63.2	89.3	91.3	5.7	1.9	1.4
21.1		59.3	84.6	98.5	6.4	2.1	0.7
23.2		57.4	80.8	103.4	6.8	2.1	0.7
24.7		55.9	78.9	106.3	7.1	2.4	0.9
7.4	10	86.6	88.3		2.7	1.0	
11.5		75.4	105.0		3.7	1.1	
13.5		72.7	104.7	41.0	4.1	2.1	9.1
7.4	-15	87.3	88.0		2.7	1.6	
11.5		76.1	104.8		3.7	1.1	
13.5		73.2	106.4	32.5	4.1	2.5	12.7
11.9	-20	76.3	106.2		3.8	1.2	
12.6		75.4	108.0		3.9	1.2	
18.8		65.2	91.7	89.9	5.4	1.6	1.4
7.4	25	89.4	87.5		2.7	0.7	
11.5		78.0	104.5		3.6	0.5	
11.9		77.5	106.0		3.7	1.2	
13.5		75.2	110.2		3.9	1.2	—
16.0		71.3	98.7	73.9	4.6	1.9	2.8
17.0		69.6	96.4	80.5	4.7	1.9	1.9
18.8		66.3	92.8	88.9	5.6	1.9	1.9
21.1		62.3	88.1	96.7	6.1	2.1	2.4
24.7		59.1	82.0	105.3	6.8	2.4	1.4
7.4	-25	89.4	87.5		2.7	0.7	
11.5		78.0	104.5		3.6	0.5	
11.9		77.5	106.0		3.7	1.2	
13.5		75.2	110.2		3.9	1.2	—
16.0		71.3	98.7	73.9	4.6	1.9	2.8
18.8		66.3	92.8	88.9	5.6	1.9	1.9

Tabelle C.4: Kanallagen der Peakmaxima und Halbwertsbreiten der berechneten Verteilungen.

T/MeV	$\varphi/^\circ$	HLD-1		HLD-2		HLD-3	
		$\epsilon/$	$\Delta\epsilon/$	$\epsilon/$	$\Delta\epsilon/$	$\epsilon/$	$\Delta\epsilon/$
		MeV	keV	MeV	keV	MeV	keV
7.4	0	1.237	79	6.00	270		
11.5		0.850	55	10.6	480		
11.9		0.833	54	11.1	500		
12.6		0.808	52	11.8	540		
13.5		0.774	50	10.0	460	2.69	≥ 800
16.0		0.678	44	7.44	340	7.97	360
17.0		0.643	41	6.95	320	9.47	422
17.6		0.613	39	6.63	300	10.6	470
18.8		0.571	37	6.19	280	12.2	540
21.1		0.501	32	5.26	240	15.5	690
23.2		0.469	30	4.62	210	18.3	820
24.7		0.446	29	4.33	200	20.2	900
7.4	-10	1.258	81	5.98	270		
11.5		0.862	55	10.6	480		
13.5		0.787	51	10.5	480	2.22	≥ 800
7.4	-15	1.288	83	5.92	270		
11.5		0.883	57	10.5	480		
13.5		0.800	52	11.1	520	1.66	≥ 800
11.9	-20	0.889	57	11.1	510		
12.6		0.862	56	11.8	540		
16.0		0.723	47	8.14	370	7.20	320
18.8		0.611	39	6.72	310	11.6	520
7.4	25	1.383	89	5.82	270		
11.5		0.941	61	10.4	480		
11.9		0.925	60	11.0	510		
13.5		0.856	55	12.7	590	0.55	≥ 800
16.0		0.751	49	8.54	400	6.75	310
17.0		0.709	46	7.89	370	8.44	380
18.8		0.634	41	6.98	320	11.2	512
21.1		0.554	36	5.94	270	14.6	680
24.7		0.497	32	4.82	220	19.6	900
7.4	-25	1.383	89	5.82	270		
11.5		0.941	61	10.4	480		
11.9		0.925	60	11.0	510		
13.5		0.856	55	12.7	590		
16.0		0.751	49	8.54	400	6.75	310
18.8		0.634	41	6.98	320	11.2	510

Tabelle C.5: Mittlere Energieverluste ϵ und ihre Abweichungen $\Delta\epsilon$ in Abhängigkeit der Einfallsenergie T und des Einfallswinkels φ in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3 nach Simulation.

T/MeV	$\varphi/^\circ$	FWHM HLD-1/		FWHM HLD-2/		FWHM HLD-3/	
		%	MeV	%	MeV	%	MeV
7.4	0	10.3	0.128	3.4	0.210		
11.5		12.7	0.108	3.4	0.364		
11.9		12.7	0.106	3.4	0.390		
12.6		13.5	0.109	3.4	0.403		
13.5		14.3	0.111	6.5	0.649	19.1	0.514
16.0		15.9	0.108	7.3	0.541	7.2	0.572
17.0		16.7	0.107	5.7	0.393	6.4	0.604
17.6		18.3	0.112	8.1	0.535	7.2	0.760
18.8		19.1	0.109	6.5	0.400	4.8	0.582
21.1		21.5	0.108	7.3	0.383	2.4	0.371
23.2		23.1	0.108	7.3	0.336	2.4	0.439
24.7		23.9	0.106	8.1	0.350	3.2	0.645
7.4	10	9.1	0.115	3.4	0.210		
11.5		12.5	0.108	3.4	0.425		
13.5		13.8	0.109	7.2	0.756	30.8	0.683
7.4	-15	9.1	0.117	3.4	0.210		
11.5		12.5	0.110	5.5	0.686		
13.5		13.8	0.111	8.6	0.953	43.0	0.715
11.9	-20	12.8	0.114	3.4	0.390		
12.6		13.2	0.113	3.4	0.410		
16.0		15.5	0.112	5.7	0.460	7.1	0.512
18.8		18.2	0.111	5.7	0.380	4.7	0.551
7.4	25	8.7	0.121	8.2	0.487		
11.5		11.9	0.112	3.4	0.368		
11.9		12.7	0.118	3.4	0.390		
13.5		13.5	0.116	4.0	0.512	0.0	0.000
16.0		15.9	0.119	6.5	0.552	9.6	0.646
17.0		15.9	0.113	6.5	0.510	6.4	0.539
18.8		19.1	0.121	6.5	0.451	6.4	0.716
21.1		20.7	0.115	7.3	0.432	8.0	1.165
24.7		23.1	0.115	8.1	0.389	4.8	0.935
7.4	-25	8.7	0.121	8.6	0.516		
11.5		11.9	0.112	3.4	0.364		
11.9		12.7	0.118	3.4	0.390		
13.5		13.5	0.116	3.4	0.436		
16.0		15.9	0.119	6.5	0.552	9.6	0.646
18.8		19.1	0.121	6.5	0.451	6.4	0.716

Tabelle C.6: Halbwertsbreiten FWHM der berechneten Verteilungen in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3 als Funktion der Einfallenergie T und des Einfallswinkels φ . Die Halbwertsbreiten werden zum einen absolut in MeV und zum anderen auf den Energieverlust im Detektor bezogen (siehe Tabelle C.5) in % angegeben.

T/MeV	$\varphi/^\circ$	Kanalnummer			Halbwertsbreiten		
		HLD-1	HLD-2	HLD-3	HLD-1	HLD-2	HLD-3
7.4	0	84.8	88.6		2.8	1.5	
11.5		73.2	104.9		4.0	1.0	
11.9		72.1	106.1		4.2	1.0	
12.6		70.7	108.0		4.5	1.2	
13.5		69.3	102.1	50.1	4.5	2.6	9.7
16.0		65.3	92.5	80.2	5.4	2.0	2.1
17.0		63.5	90.7	85.2	5.7	1.9	1.8
17.6		63.2	88.9	87.6	5.9	2.0	1.3
18.8		61.2	86.5	92.1	6.0	2.0	1.2
21.1		58.5	82.9	98.5	6.8	2.3	1.2
23.2		55.8	80.1	103.0	7.3	2.6	1.2
24.7		54.5	78.1	105.9	7.5	2.5	1.2
7.4	25	87.8	88.0		3.1	1.1	
11.5		76.2	104.6		4.1	1.0	
11.9		75.1	105.8		4.5	1.5	
13.5		72.7	109.8	28.5	5.0	1.2	18.3
16.0		67.9	96.7	75.8	5.5	2.5	3.1
17.0		66.1	94.0	82.1	5.4	2.3	2.1
18.8		64.2	90.0	90.2	6.1	2.2	1.8
21.1		61.5	86.1	97.2	7.2	2.4	1.2
24.7		57.3	81.4	105.1	9.0	2.4	1.0

Tabelle C.7: Kanallagen der Peakmaxima und Halbwertsbreiten der berechneten Verteilungen.

T/MeV	$\varphi/^\circ$	HLD-1		HLD-2		HLD-3	
		$\varepsilon/$	$\Delta\varepsilon/$	$\varepsilon/$	$\Delta\varepsilon/$	$\varepsilon/$	$\Delta\varepsilon/$
		MeV	keV	MeV	keV	MeV	keV
7.4	0	1.190	80	6.04	300		
11.5		0.800	54	10.6	520		
11.9		0.770	52	11.0	540		
12.6		0.740	50	11.8	580		
13.5		0.700	47	9.06	470	3.02	≥ 180
16.0		0.610	41	6.90	340	8.36	480
17.0		0.580	39	6.38	310	9.90	570
17.6		0.570	38	6.10	300	10.7	620
18.8		0.534	36	5.62	280	12.5	730
21.1		0.487	33	4.97	240	15.5	900
23.2		0.444	30	4.51	220	18.1	1050
24.7		0.426	29	4.21	210	20.0	1160
7.4	25	1.310	84	5.92	290		
11.5		0.890	57	10.5	510		
11.9		0.850	55	10.9	530		
13.5		0.790	50	12.5	610	1.45	≥ 200
16.0		0.670	43	7.97	390	7.20	310
17.0		0.630	40	7.27	360	8.91	380
18.8		0.591	38	6.34	310	11.7	512
21.1		0.540	35	5.54	270	14.9	680
24.7		0.468	30	4.72	230	19.4	900
7.4	-25	1.310	84	5.92	290		
11.5		0.890	57	10.5	510		
11.9		0.850	55	10.9	530		
13.5		0.790	50	12.5	610	1.45	≥ 200
16.0		0.670	43	7.97	390	7.20	310
18.8		0.591	38	6.34	310	11.7	512

Tabelle C.8: Mittlere Energieverluste ε und ihre Abweichungen $\Delta\varepsilon$ in Abhängigkeit der Einfallsenergie T und des Einfallswinkels φ in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3 nach Simulation.

T/MeV	$\varphi/^\circ$	FWHM HLD-1/		FWHM HLD-2/		FWHM HLD-3/	
		%	MeV	%	MeV	%	MeV
7.4	0	9.5	0.113	5.1	0.310		
11.5		13.5	0.108	3.4	0.324		
11.9		14.1	0.109	3.4	0.370		
12.6		15.2	0.112	4.1	0.480		
13.5		15.2	0.106	8.9	0.850	32.9	0.990
16.0		18.2	0.111	6.9	0.480	7.1	0.590
17.0		19.2	0.111	6.5	0.410	6.1	0.600
17.6		19.9	0.113	6.9	0.420	7.8	0.620
18.8		20.3	0.108	6.9	0.390	4.4	0.550
21.1		22.9	0.112	7.9	0.390	4.1	0.640
23.2		24.6	0.109	8.6	0.390	4.1	0.740
24.7		25.3	0.108	8.6	0.360	4.1	0.820
7.4	25	10.5	0.138	6.2	0.370		
11.5		13.8	0.122	3.4	0.360		
11.9		15.2	0.130	5.2	0.570		
13.5		16.8	0.128	4.1	0.510	62.0	0.900
16.0		18.6	0.125	8.6	0.690	10.5	0.760
17.0		18.2	0.115	7.9	0.570	7.1	0.630
18.8		20.6	0.122	7.5	0.480	6.1	0.720
21.1		24.3	0.131	8.2	0.450	4.1	0.610
24.7		30.4	0.142	8.2	0.390	3.4	0.660
7.4	25	10.5	0.138	6.2	0.370		
11.5		13.8	0.122	3.4	0.360		
11.9		15.2	0.130	5.2	0.570		
13.5		16.8	0.128	4.1	0.510	62.0	0.900
16.0		18.6	0.125	8.6	0.690	10.5	0.760
18.8		20.6	0.122	7.5	0.480	6.1	0.720

Tabelle C.9: Halbwertsbreiten FWHM der berechneten Verteilungen in den Detektoren HLD-1 bis HLD-3 als Funktion der Einfallenergie T und des Einfallswinkels φ . Die Halbwertsbreiten werden zum einen absolut in MeV und zum anderen auf den Energieverlust im Detektor bezogen (siehe Tabelle C.8) in % angegeben.

Anhang D

Berechnung des Überkopplungsfaktors

Mit Hilfe der Ansprechvermögen $R_\chi(T)$ und $R_\eta(T)$ (Bezeichnungen wie im Abschnitt 6.2.2) sowie der Voraussetzung, daß $J(T) \propto T^\gamma$ ist, gilt:

$$\begin{aligned} \kappa_\chi(\gamma) &= \frac{p_\chi}{p_\chi + p_\eta} \\ &= \frac{\int_0^\infty R_\chi(T) J(T) dT}{\int_0^\infty R_\chi(T) J(T) dT + \int_0^\infty R_\eta(T) J(T) dT} \\ &= \frac{\int_0^\infty R_\chi(T) T^\gamma dT}{\int_0^\infty R_\chi(T) T^\gamma dT + \int_0^\infty R_\eta(T) T^\gamma dT} \end{aligned} \quad (D.1)$$

Wie in Kapitel 6 begründet, wird folgender Ansatz für das energetische Ansprechen in den Protonenkanälen (η) gewählt:

$$R_\eta^{exp}(T) = \begin{cases} 0 & : 0 < T < T_{low} \\ \overline{R_\eta^{Sim}} & : T_{low} \leq T \leq T_{up} \\ 0 & : T_{up} < T < \infty \end{cases} \quad (D.2)$$

Aufgrund des Energieoffsets ΔT_χ läßt sich das energetische Ansprechvermögen in den Elektronenkanälen (χ) durch folgende Kastenfunktion nähern:

$$R_\chi^{exp}(T) = \begin{cases} 0 & : 0 < T < (T_{low} + \Delta T_\chi) \\ \overline{R_\chi^{Sim}} & : (T_{low} + \Delta T_\chi) \leq T \leq (T_{up} + \Delta T_\chi) \\ 0 & : (T_{up} + \Delta T_\chi) < T < \infty \end{cases} \quad (D.3)$$

Einsetzen von (D.2) und (D.3) in Gleichung (D.1) liefert:

$$\begin{aligned} \kappa_\chi(\gamma) &= \frac{\overline{R_\chi^{Sim}} \int_{T_{low} + \Delta T_\chi}^{T_{up} + \Delta T_\chi} T^\gamma dT}{\overline{R_\chi^{Sim}} \int_{T_{low} + \Delta T_\chi}^{T_{up} + \Delta T_\chi} T^\gamma dT + \overline{R_\eta^{Sim}} \int_{T_{low}}^{T_{up}} T^\gamma dT} \\ &= \frac{\overline{R_\chi^{Sim}} T^{\gamma+1} \Big|_{T_{low} + \Delta T_\chi}^{T_{up} + \Delta T_\chi}}{\overline{R_\chi^{Sim}} T^{\gamma+1} \Big|_{T_{low} + \Delta T_\chi}^{T_{up} + \Delta T_\chi} + \overline{R_\eta^{Sim}} T^{\gamma+1} \Big|_{T_{low}}^{T_{up}}} \end{aligned} \quad (D.4)$$

Bei Division durch T_{up} und der Annahme, daß $\Delta T_x/T_{up} \ll 1$ ist, erhält man unter Verwendung von Näherungsformeln (siehe [BS84]) die folgende Gleichung:

$$\kappa_x = \frac{\alpha_x}{1 + \alpha_x} + \frac{\frac{\Delta T_x}{T_{up,x}}}{1 + \alpha_x} T \quad \text{mit} \quad \alpha_{E3} = \frac{\overline{R_{E3}^{Sim}}}{R_{P37}^{Sim}}. \quad (D.5)$$

Tabellenverzeichnis

1.1	Abkürzungen häufig verwendeter Größen	9
2.1	Charakteristik der Energiekanäle	26
3.1	Am Hamburger Isochron-Zyklotron durchgeführte Messungen	32
4.1	Systematischer Aufbau des GEANT3-Programms	40
4.2	Materialbelegung des Kieler Helios-Experiments	41
4.3	Elektronischen Kenngrößen der ADW's	46
5.1	Meßergebnisse der α -Untersuchung bei Bestrahlung von der Vorderseite	51
5.2	Zuordnung der Effektivitätsbereiche zu den Energiebereichen	57
5.3	Mittlere Energieverluste unter $\varphi = 0^\circ$	73
5.4	Halbwertsbreiten der berechneten Verteilungen	77
5.5	Kenngrößen der Gesamtenergieverlustverteilung	82
6.1	Zahl der Einträge in den berechneten und den gemessenen Impulshöhenmatrizen	95
6.2	Energiegrenzen und mittleres Ansprechvermögen der Helios-Meßkanäle	99
B.1	Technische Daten des Oberflächensperrschichtdetektors SN1201	121
C.1	Kenngrößen der gemessenen Pulshöhenverteilungen	134
C.2	Mittlere gemessene Energieverluste	135
C.3	Gemessene Halbwertsbreiten	136
C.4	Kenngrößen der berechnete Pulshöhenverteilungen (Detektormodell nach Herstellerangaben)	137
C.5	Mittlere berechnete Energieverluste (Detektormodell nach Herstellerangaben)	138
C.6	Berechnete Halbwertsbreiten (Detektormodell nach Herstellerangaben)	139
C.7	Kenngrößen der berechnete Pulshöhenverteilungen	140
C.8	Mittlere berechnete Energieverluste	141
C.9	Berechnete Halbwertsbreiten	142

Abbildungsverzeichnis

0.1	Schematische Darstellung der Sonnensonde Helios	2
0.2	Bahnen der Helios-Sonden	2
0.3	Variation der Teilchenstrahlung	4
0.4	$(\frac{dE}{dx}-E)$ -Verteilung	6
1.1	Modell des Wirkungsquerschnitts	8
1.2	Vektordiagramm eines Stoßes im Laborsystem	9
1.3	Verlauf der BETHE-BLOCH-Beziehung in Abhängigkeit der Energie	11
1.4	Bragg-Kurve für α -Teilchen in Luft	12
1.5	Reichweiten verschiedener Teilchen in Silizium	12
1.6	VAVILOV-Verteilung in dünnen Absorbern	14
1.7	Streuung eines Teilchenstrahls	15
1.8	Winkelverteilung gestreuter Teilchen	16
1.9	Prinzip einer Ionisationskammer	17
1.10	Einfassung von Oberflächensperrschicht-Detektoren	18
1.11	Energetisches Auflösungsvermögen eines Halbleiterdetektors	19
2.1	Das Kieler Helios-Experiment	23
2.2	Das Detektorteleskop	24
2.3	$(\frac{dE}{E}-E)$ -Verfahren	25
2.4	Blockschaltbild der Signalverarbeitung	27
3.1	Spannungsgeeichte ADW-Kennlinie	31
3.2	Energiegeeichte ADW-Kennlinie	31
3.3	Meßaufbau	33
3.4	Aufbau der Meßapparatur bei den Messungen mit α -Teilchen	34
3.5	Querschnitt durch den Oberflächensperrschichtdetektor SN1201	35
3.6	Energieverlustverteilungen im Detektor SN1201	36
4.1	Schnittzeichnung des Kieler Helios-Experiments	42
4.2	Schnittzeichnung des Kieler Helios-Experiments in der Simulation	43
4.3	GALTON-Brett	44
5.1	Effektivitätsverlauf in einem idealen Detektor	48
5.2	Verlauf der normierten Zählrate C/C_{max} in Abhängigkeit vom Abstand X zum innersten Meßpunkt X_0 bei Einfall der α -Teilchen von der Vorderseite	50
5.3	Zur Bestimmung der Flächenverhältnisse von bestrahlter aktiver und passiver Schicht	51
5.4	Foto der Aluminiumoberfläche des SN1201	53
5.5	Erdachtes Effektivitätsmodell	54
5.6	Zählratenabhängigkeit vom Abstand R vom Detektormittelpunkt für einen Detektor mit nichtidealen Ansprechvermögen	56
5.7	Bei der Auswertung der Meßdaten benutzte Energiefenster in der Energieverlustverteilung	58
5.8	Verlauf der Gesamtzählrate und der Zählrate im Hauptpeak bei Einfall der α -Teilchen von der Rückseite	59

5.9	Verläufe der normierten spektralen Zählrate bei Einfall der α -Teilchen von der Rückseite .	61
5.10	Effektivitätsmodell zur Erklärung der α -Teilchen-Messungen bei Einstrahlung von der Rückseite	62
5.11	Verläufe der simulierten normierten spektralen Zählrate.	64
5.12	^{241}Am - α -Energieverlustverteilungen nach Simulation	65
5.13	Effektivitätsverlauf für den Detektor SN1200	66
5.14	Zur Bestimmung des Überkoppelns senkrecht einfallender Protonen in die Elektronenmeßkanäle	68
5.15	Effektivitätsverlauf für den Detektor SN1288	69
5.16	Gemessene Pulshöhenverteilungen	71
5.17	Berechnete Pulshöhenverteilungen	72
5.18	Mittlere Energieverluste unter $\varphi = 0^\circ$	74
5.19	Relative Halbwertsbreiten in HLD-1	78
5.20	Relative Halbwertsbreiten in HLD-2	79
5.21	Relative Halbwertsbreiten in HLD-3	80
5.22	Relative Halbwertsbreiten der Gesamtenergieverlustverteilung	83
6.1	Quellen energetischer Teilchen im Sonnensystem	86
6.2	Energiespektren verschiedener Komponenten der galaktischen kosmischen Strahlung . . .	87
6.3	Intensitäts-Zeit-Profile beim Ereignis vom 1. Januar 1978	88
6.4	Gemessene $(dE/dx-E)$ -Verteilungen aus dem Zeitraum DOY 3.8 bis DOY 5.9	90
6.5	Bahnen überkoppelnder Protonen	92
6.6	Simulierte $(dE/dx-E)$ -Verteilungen für isotrop einfallenden Protonen	94
6.7	Ansprechvermögen der Helios Meßkanäle bei isotrop einfallenden Protonen	98
6.8	Zur Erklärung der unterschiedlichen Energieabhängigkeit in Protonen- und Elektronenkanälen	100
6.9	Berechnete Überkopplungsfaktoren κ in Abhängigkeit vom Spektralindex γ	103
6.10	Gemessene Überkopplungsfaktoren κ in Abhängigkeit vom Spektralindex γ	105
7.1	$(dE/dx-E)$ -Verteilung im E08-Kanal	110
A.1	ADW-Kennlinie für HLD-1	116
A.2	ADW-Kennlinie für HLD-2	117
A.3	ADW-Kennlinie für HLD-3	117
A.4	ADW-Kennlinie für HLD-1 nach Umeichung	118
A.5	ADW-Kennlinie für HLD-2 nach Umeichung	118
A.6	ADW-Kennlinie für HLD-3 nach Umeichung	119
A.7	ADW-Kennlinie für HLD-4 nach Umeichung	119
A.8	ADW-Kennlinie für HLD-5 nach Umeichung	120
B.1	Photo der Au-Vorderseite des Oberflächensperrschichtdetektors SN1201	122
B.2	Photo der Aluminium-Rückseite des Oberflächensperrschichtdetektors SN1201	122
B.3	Gemessene α -Spektren von $R = 5440 \mu\text{m}$ bis $R = 5540 \mu\text{m}$	124
B.4	Gemessene α -Spektren von $R = 5590 \mu\text{m}$ bis $R = 5690 \mu\text{m}$	125
B.5	Gemessene α -Spektren von $R = 5740 \mu\text{m}$ bis $R = 5840 \mu\text{m}$	126
B.6	Gemessene α -Spektren von $R = 5890 \mu\text{m}$ bis $R = 5990 \mu\text{m}$	127
B.7	Gemessene α -Spektren von $R = 6040 \mu\text{m}$ bis $R = 6140 \mu\text{m}$	128
B.8	Gemessene α -Spektren von $R = 6190 \mu\text{m}$ bis $R = 6290 \mu\text{m}$	129
B.9	Gemessene α -Spektren von $R = 6340 \mu\text{m}$ bis $R = 6440 \mu\text{m}$	130
B.10	Gemessenes α -Spektrum bei $R = 6490 \mu\text{m}$	131

Literaturverzeichnis

- [BBM⁺87] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson und P. Zancarini. *GEANT3*. CERN DATA HANDLING DIVISION, 1987. (DD/EE/84-1).
- [Bha35] H. J. Bhabha. The creation of electron pairs by fast charged particles. *Proc. Roy. Soc. (London)* 152, 559, 1935.
- [Bia91] M. Bialk. *Übersprechkorrektur der Elektronen- und Protonenkanäle des Kieler Experiments E6 an Bord der Raumsonden Helios 1 und 2*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991. (prelimary).
- [BLE70] M. Bormann, G. Lindström und H. Ebbinghaus. Jahresbericht des I. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg. Universität Hamburg, 1970.
- [BS84] I. N. Bronstein und K. A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik. Ergänzende Kapitel*. BSB Teubner, Leipzig, ³1984.
- [Bü71] H. Büker. *Theorie und Praxis der Halbleiterdetektoren für Kernstrahlung*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York und Bergmann, München, 1971.
- [Chu78] K. L. Chung. *Elementare Wahrscheinlichkeitstheorie und stochastische Prozesse*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1978.
- [EDJ⁺71] W. T. Eadie, D. Drijard, D. James, F. E. Roos und B. Sadoulet. *Statistical Methods in Experimental Physics*. North-Holland, Amsterdam, 1971.
- [Fes85] H. Fesefeldt. *GHEISHA — The Simulation of Hadronic Showers — Physics and Applications*. CERN DATA HANDLING DIVISION, 1985. (PITHA 85/02).
- [FJ91] V. Fleißner und F.-J. Jakobs. Meßprotokolle und private Mitteilung zu den am IFKKI durchgeführten Detektoreichmessungen mit α -Teilchen, 1991.
- [For46] S. E. Forbush. Three unusual cosmic ray increases possibly due to charged particles from the sun. *Phys. Rev.* 70, 771, 1946.
- [Fuc74] J. Fuckner. *Entwicklung von Meßverfahren und Durchführung von Eichmessungen an Helios-Experiment 6*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1974.
- [Gol83] H. Goldstein. *Klassische Mechanik*. Akademische Verlagsgesellschaft, Wiesbaden, ⁷1983.
- [Gre71] G. Green. *Die adaptive Meßwerterfassung bei einem Experiment zur Messung der kosmischen Strahlung an Bord der interplanetaren Sonde HELIOS*. Dissertation, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1971.
- [GU82] R. Goscinny und A. Uderzo. *Axterix und Obelix. Band XXVI: Die Odyssee*. Ehapa, Stuttgart, 1982.
- [Heb89] B. Heber. *Rechnersimulation der Protonen-Eichmessungen für das Kieler Experiment an Bord der Raumsonde Helios*. Staatsexamensarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1989. (IFKKI Gelbe Reihe 90/2).

- [Heb91] B. Heber. *Teilchenidentifizierung bei Messungen des Kieler Experiments der Sonnen-sonde Helios*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991. (Bisher unveröffentlicht).
- [Hoo89] K.-D. Hoop. *Rechnersimulation der Protonen-Eichmessungen für das Kieler Experiment an Bord der Raumsonde Galileo-Probe*. Staatsexamensarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1989. (IFKKI Gelbe Reihe 90/1).
- [Hoo91] K.-D. Hoop. *Nachweischarakteristik des Kieler Experiments an Bord der Raumsonde Galileo-Probe für Protonen im Strahlungsgürtel des Jupiter*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991. (Bisher unveröffentlicht).
- [Iwe76] B. Iwers. *Energieeichung und Bestimmung des Auflösungsvermögens des HELIOS-Experiment 6 am Hamburger Isochron-Zyklotron*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1976.
- [Jam80] F. James. *Monte Carlo Theory and Practice*. CERN DATA HANDLING DIVISION, Genf, 1980. (DD/80/6).
- [Jan66] J. F. Janni. *Calculations of Energy Loss, Range, Pathlength, Straggling, Multiple Scattering, and the Probability of Inelastic Nuclear Collisions for 0.1 to 1000 MeV Protons*. Kirtland Air Force Base, Air Force Systems Command, New Mexiko, 1966.
- [Jep78] U. Jepsen. *Ansprechverhalten des Experiments 6 an Bord von Helios A und B auf Protonen der kosmischen Strahlung mit Energien größer als 51 MeV*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1978.
- [Kal89] M.-B. Kallenrode. *Injektion energetischer Teilchen in solaren Flares. Möglichkeiten der Bestimmung der Injektion unter verschiedenen Bedingungen der interplanetaren Ausbreitung und Beispiele für das Injektionsverhalten unter Berücksichtigung der Klassifikation in impulsive und graduale Ereignisse*. Dissertation, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1989. (IFKKI Gelbe Reihe 89/4).
- [Kle84] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner, Stuttgart, 1984.
- [Kle91] B. Klemt. *Messung der Randeffekte und der Energieauflösung an segmentierten ionenimplantierten Siliziumdetektoren für den erstmaligen Einsatz im Weltraum an Bord der Raumsonde SOHO*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991. (IFKKI Gelbe Reihe 91/5).
- [KW84] H. Kunow und G. Wibberenz. *Die schnellen Individualisten im Sonnensystem*. DFVLR, Oberpfaffenhofen, 1984.
- [KWG+75] H. Kunow, G. Wibberenz, G. Green, H. Hempe, B. Iwers, R. Müller-Mellin und M. Witte. Das Kieler Experiment zur Messung der kosmischen Strahlung zwischen 1.0 und 0.3 AE (E6). *Raumfahrtforschung* 19, 253 ff., 1975.
- [KWG+81] H. Kunow, G. Wibberenz, G. Green, H. Hempe, B. Iwers, R. Müller-Mellin, M. Witte, J. Fuckner und A. Popp. *Ein Experiment zur Messung der kosmischen Strahlung an Bord der Sonnensonde Helios 1 und 2 (Experiment 6)*. BMFT, 1981. (BMFT-FB-W 81-016).
- [KWG+91] H. Kunow, G. Wibberenz, G. Green, R. Müller-Mellin und M.-B. Kallenrode. Energetic particles in the inner solar system. In R. Schwenn und E. Marsch (Hrsg.), *Physics of the Inner Heliosphere. Volume 2*. Springer, Berlin, 1991.
- [Lan44] L. Landau. On the Energy Loss of Fast Particles by Ionisation. *J. Phys. (U.S.S.R.)* 8, 201 f., 1944.

- [Lyo86] L. Lyons. *Statistics for nuclear and particle physicists*. Cambridge University Press, Cambridge, London, New York, New Rochelle, Melbourne, Sydney, 1986.
- [Mey87] *Meyers Großes Taschenlexikon in 24 Bänden*. BI-Taschenbuchverlag, Mannheim, Wien, Zürich, 1987.
- [Mey91] J. Meyer. *Die Rolle koronaler und interplanetarer Stoßwellen für Beschleunigung und Transport solarer energetischer Teilchen*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991.
- [MMGI⁺82] R. Müller-Mellin, G. Green, B. Iwers, G. Wibberenz, J. Fuckner, H. Hempe und M. Witte. *Datenverarbeitung für ein Experiment zur Untersuchung der kosmischen Strahlung an Bord der Raumsonden Helios 1 und 2 (Experiment 6)*. BMFT, 1982. (BMFT-FB-W 82-009).
- [Mol47] G. Molière. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I. Einzelstreuung am abgeschirmten COULOMB-Feld. *Z. f. Naturforschung* 2a, 133 ff., 1947.
- [Mol48] G. Molière. Theorie der Streuung geladener schneller Teilchen II. Mehrfach- und Vielfachstreuung. *Z. f. Naturforschung* 3a, 78–97, 1948.
- [MRT68] H. D. Maccabee, M. R. Raju und C. A. Tobias. Fluctuations of Energy Loss by Heavy Charged Particles in Thin Absorbers. *Phys. Rev.* 165, 469–474, 1968. 2.
- [MRW74] P. Meyer, R. Ramaty und W. R. Webber. Cosmic rays — astronomy with energetic particles. *Physics Today* 27, Nr. 10, 1974.
- [MS69] P. Marmier und E. Sheldon. *Physics of Nuclei and Particles (Vol. 1)*. Academic Press, New York, London, 1969.
- [Neu66] H. Neuert. *Kernphysikalische Meßverfahren*. G. Braun, Karlsruhe, 1966.
- [Neu84] H.-H. Neustock. *HELIOS-Messungen der Injektion energetischer Elektronen und Nukleonen bei solaren Flares mit Gammastrahlungsemissionen*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1984. (IFKKI Gelbe Reihe 84/7).
- [Pay69] M. G. Payne. Energy Straggling of Heavy Charged Particles in Thick Absorbers. *Phys. Rev.* 185, Nr. 2, 611 ff., 1969.
- [Peh88] E. Pehlke. *Auswertung von Protonen-Eichmessungen für das Kieler Experiment an Bord der Raumsonde GALILEO*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1988.
- [Por77] H. Porsche. General aspects of the mission Helios 1 and 2. *J. Geophys. Res.* 42, 551 ff., 1977.
- [Por84] H. Porsche. *10 Jahre HELIOS*. DFVLR, Oberpfaffenhofen, 1984.
- [Rei70] R. Reinhard. *Voruntersuchungen für ein Teilchenexperiment an Bord der Sonnensonde Helios*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1970.
- [Ros52] B. Rossi. *High-Energy Particles*. Prentice-Hall, New York, 1952.
- [SB64] S. M. Seltzer und M. J. Berger. Energy-loss Straggling of Protons and Mesons: Tabulation of the Vavilov Distribution. In *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter*, S. 187–203. National Academy of Sciences — National Research Council, Washington, D.C., 1964.
- [Seg64] E. Segrè. *Nuclei and Particles*. W. A. Benjamin, New York, 1964.

- [SM90] R. Schwenn und E. Marsch (Hrsg.). *Physics of the Inner Heliosphere I. Large-Scale Phenomena*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, 1990.
- [SSL87] E. W. Schmid, G. Spitz und W. Lösch. *Theoretische Physik mit dem Personal Computer*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, 1987.
- [Sta78] K.-L. Stange. *Untersuchung der Ansprechwahrscheinlichkeit und der Energieauflösung in der Randzone von Halbleiterdetektoren*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1978.
- [Sul71] J. D. Sullivan. Geometrical Factor and directional Response of single and multi-element Particle Telescopes. *Nucl. Instr. and Meth.* 95, 5–11, 1971.
- [Sym48] K. R. Symon. Dissertation, Harvard University, 1948.
- [Tai80] W. H. Tait. *Radiation Detection*. Butterworths, London, Boston, Sydney, Wellington, Toronto, Durban, 1980.
- [TM70] C. Tschalär und H. D. Maccabee. Energy-straggling Measurements of Heavy Charged Particles in Thick Absorbers. *Phys. Rev. B1*, Nr. 7, 2863–2869, 1970.
- [Tsc68] C. Tschalär. Straggling Distributions of Large Energy Losses. *Nucl. Instr. and Meth.* 61, 141–156, 1968.
- [VAK65] J. A. Van Allen und S. M. Krimigis. Impulsive emission of ~ 40 keV electrons from the sun. *J. Geophys. Res.* 70, 5737 ff., 1965.
- [Vav57] P. V. Vavilov. Ionisation Losses of High-Energy Heavy Particles. *Soviet Physics JETP* 5, 749, 1957.
- [Vie77] C. P. Vieille. *Energiespektren von 4–50 MeV Protonen der kosmischen Strahlung an Bord der Sonnensonde Helios*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1977.
- [Vol72] H. Vollmers. *Modellrechnungen zur Untersuchung des Energieauflösungsvermögens und der Trennung der Teilchenarten bei Messungen mit einem Detektorteleskop der Sonnensonde HELIOS*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1972.
- [Wag76] M. Wagenschein. *Die Pädagogische Dimension der Physik*. Westermann, Braunschweig, 1976.
- [WG88] G. Wibberenz und G. Green. *New methods and results in the study of interplanetary propagation. Invited paper 11th European cosmic ray symposium (Balatonfüred-Hungary)*. Kiel, 1988. (Preprint, Gelbe Reihe 88/5).
- [Why85] *The Whys and Wherefores of Charged Particle Detector Spectrometry*. EG & G ORTEC, 1985.
- [Wib79] G. Wibberenz. Coronal and interplanetary propagation. In *Rapportur Rep. 16th ICRC 14*, S. 234. 1979.
- [Wib91] G. Wibberenz. *Kosmische Strahlung im Sonnensystem. Erweiterte Fassung eines Vortrages während des DGG-AEP-Seminars "Plasmaphysik im Sonnensystem", Neustadt a. d. W., 21.-23. Mai 1990*. Kiel, 1991. (IFKKI Gelbe Reihe 91/3).
- [Wol89] U. Wolfram. *Das Verhalten hochenergetischer Elektronen im Helios-Detektorteleskop und Anwendung auf Messungen im interplanetaren Raum*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1989. (IFKKI 89/1).
- [WP81] J. G. Wilson und G. E. Perry. *Kosmische Strahlen*. Klett, Stuttgart, 1981.

Danksagung

Diese Arbeit entstand vom August 1990 bis zum Juli 1991 am Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der CHRISTIAN-ALBRECHTS-Universität zu Kiel in der Arbeitsgruppe für extraterrestrische Physik und wurde auf einem ATARI-Homecomputer in $\text{\LaTeX}$ gesetzt.

Herrn Prof. Dr. G. WIBBERENZ danke ich für die thematische Anregung der Arbeit und die Unterstützung durch Gespräche und Hinweise.

Mein besonderer Dank gilt den Herren Dr. H. FISCHER, V. FLEISSNER und F.J. JACOBS, ohne deren tatkräftige Unterstützung die durchgeführten Messungen mit α -Teilchen am Institut nicht zustande gekommen wären.

Frau Dr. May-Britt KALLENRODE und Herrn Dr. E. BOEHM danke ich für die große Hilfsbereitschaft in wissenschaftlichen und technischen Fragen. Die anregende Zusammenarbeit hat entscheidend zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Herrn Dipl.-Phys. R. MÜLLER-MELLIN ist für die Hilfestellung in allen Fragen, die die Helios-Datenverarbeitung betreffen, zu danken.

Herrn U. MENDE danke ich für seine Assistenz an der VAX und erhebliche Mühe beim Auffinden versehentlich gelöschter Dateien auf diversen Backup-Bändern. Für die Klärung und freundliche Hilfestellung in allen technischen Fragen hinsichtlich der Protonen-Eichmessungen bedanke ich mich bei Herrn E. RODE, für die schnelle Erledigung aller Fotoarbeiten bei Frau R. SCHRÖDER und die saubere Ausführung einer Reihe von Zeichnungen bei Frau I. DRECHSLER.

Meinem Freund und langjährigen Mitstreiter Kai-Dieter HOOP gilt besonderer Dank nicht nur für die kontroversen, wissenschaftlichen Diskussionen, sondern vor allem für die ständigen Ermunterungen basierend auf seinen Erfahrungen beim Schreiben einer Diplomarbeit.

Danken möchte ich auch allen bisher nicht genannten Mitarbeitern der Arbeitsgruppe für extraterrestrische Physik für das freundliche Arbeitsklima, insbesondere den Mit-Diplomanden, Diplomandinnen und Bewohnern der Zimmer 519 und 510.

Ohne die Anregung und Unterstützung meiner Eltern und Geschwister hätte ich das Studium der Physik und Mathematik nicht begonnen. Neben der fachlichen Neugierde waren sie es, die mich dazu ermutigten, nach einem abgeschlossenen Lehramtsstudium noch einen weiteren Abschluß anzustreben; dafür danke ich ihnen.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, daß ich die vorliegende Arbeit bis auf die Anleitung durch meine wissenschaftlichen Lehrer selbständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur angefertigt habe.

Kiel, im Juli 1991