

**Monte-Carlo-Simulationen
von elektromagnetischen Schauern
in mit Si-Detektoren
bestückten Samplingkalorimetern
mit dem EGS-Programm**

Experimentell-physikalische Diplomarbeit
von
Hans-Christian Schleyer

N 4

1259
Bibliothek der
Physikalischen Institute
Jungferstraße 9, D-2000 Hamburg 36

I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Elektromagnetische Kalorimeter	5
2.1.	Der elektromagnetische Schauer	6
2.2.	Die verschiedenen Kalorimetertypen und ihre Funktionsweisen	8
2.3.	Silizium-Detektoren in Kalorimetern	10
2.3.1.	Aufbau und Arbeitsweise	10
2.3.2.	Die Eigenschaften von Silizium-Detektoren	11
2.4.	Die Einflüsse auf die Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters	12
3.	Die Simulation elektromagnetischer Schauer mit der Monte-Carlo-Methode	15
3.1.	Das Programmpaket 'EGS 4' zur Simulation elektromagnetischer Schauer	16
3.2.	Der EGS-Preprozessor 'PEGS'	17
3.3.	Die Unterprogramme des 'EGS'-Pakets	19
3.4.	Die Programm-Umgebung für das 'EGS'-Modulpaket (die 'Benutzerprogramme')	23

Inhaltsverzeichnis

4.	Die Wechselwirkungsprozesse in einem elektromagnetischen Schauer	27
4.1.	Durchgang von Elektronen und Positronen durch Materie .	27
4.1.1.	Anregung und Ionisation	28
4.1.2.	Die Landau-Verteilung für den Energieverlust durch Ionisation und Anregung in dünnen Schichten . . .	33
4.1.3.	Die Vavilov-Verteilung	36
4.1.4.	Vielfachstreuung	39
4.1.5.	Korrektur der Vielfachstreuung durch eine Beschränkung der Schrittlänge	41
4.1.6.	Bremsstrahlung	43
4.1.7.	Positron-Elektron Annihilation	44
4.2.	Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	44
4.2.1.	Paarerzeugung	45
4.2.2.	Comptonstreuung	45
4.2.3.	Photoeffekt	45
4.3.	Grenzen in der Genauigkeit im 'EGS'-Programm	46
5.	Untersuchungen zur Verteilung der deponierten Energie in dünnen Si-Halbleiter-Detektoren beim Durchgang von Elektronen .	48
5.1.	Messungen zum Durchgang niederenergetischer Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren ($E_{in} = 1 \text{ MeV}$)	48
5.1.1.	Der Versuchsaufbau und die Kanal-Energie-Eichung .	48
5.1.2.	Die gemessenen Spektren der deponierten Energien .	57
5.1.3.	Vergleich eines gemessenen Spektrums der deponierten Energie mit Messungen von Berger, Seltzer u.a. . .	65

Inhaltsverzeichnis

5.2. Messungen zum Durchgang hochenergetischer Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren ($E(\text{in}) = 750 \text{ MeV}$)	67
5.2.1. Der Aufbau des Experiments	67
5.2.2. Die gemessenen Spektren der deponierten Energien .	74
5.3. Simulationen mit dem Programm 'EGS 4' und Vergleiche mit den Messungen	85
5.3.1. Die Bedeutung der Abschneideenergie AE	85
5.3.2. Simulationen und Vergleich mit den Messungen der Experimente mit den niederenergetischen Elektronen	88
5.3.3. Mögliche Fehlerquellen bei den Simulationen . .	103
5.3.4. Simulationen und Vergleich mit den Messungen der Experimente mit den hochenergetischen Elektronen	105
6. EGS-Simulationen von elektromagnetischen Schauern in Samplingkalorimetern	119
6.1. Geometrischer Aufbau der untersuchten Kalorimeter . .	119
6.2. Die Wahl der Abschneideenergien in den passiven Materialien	123
6.3. Während der Simulationen gespeicherte Daten und deren Auswertung	125
6.4. Die Ergebnisse der EGS-Simulationen	127
6.4.1. Kalorimeter 'A'	127
6.4.2. Kalorimeter 'B'	135
6.4.3. Die radialen Energieverluste	141
6.4.4. Der Bedarf an Rechenzeit	143
6.5. Schlußfolgerungen	144

Inhaltsverzeichnis

7.	Zusammenfassung und Ausblick	146
8.	Anhang	149
8.1.	Die wichtigsten Schauerparameter	149
8.1.1.	Die Strahlungslänge	149
8.1.2.	Die kritische Energie	150
8.1.3.	Die longitudinale Schauerentwicklung	153
8.1.4.	Die radiale Schauerentwicklung	155
8.2.	Numerische Methoden zur Berechnung der Landau-Verteilung	156
8.3.	Der programmierte Zufallszahlengenerator	159
8.4.	Wahrscheinlichkeitstheorie	162
8.5.	Ein Beispiel zur Simulation physikalischer Prozesse	165
8.6.	Der Preprozessor MORTRAN	166
8.7.	Zeichnungen und Tabellen zu den Experimenten und Simulationen	172
8.7.1.	Die verwendeten Detektoren	172
8.7.2.	Die Eichungen der Experimente	173
8.7.3.	Zusätzliche Tabellen zu den Simulationen ($E(\text{in})=1$ MeV)	182
8.7.4.	Zusätzliche Tabellen zu den Experimenten und Simulationen ($E(\text{in}) = 750 (3000)$ MeV)	187
8.7.5.	Zusätzliche Tabellen zu den Simulationen der elektromagnetischen Schauer in den Kalorimetern	195

Inhaltsverzeichnis

8.8. Programmquellen	203
8.8.1. Steuerprogramm (JCL)	204
8.8.2. Steuerdatei für KAMAKE (Einzeldetektor)	207
8.8.3. Steuerdatei für KAMAKE (Kalorimeter)	209
8.8.4. Hauptprogramm (INIT)	212
8.8.5. Hauptprogramm (MAIN)	220
8.8.6. Hauptprogramm (RESU)	222
8.8.7. Macro-Definitionen	228
8.8.8. Unterprogramm KAMAKE	229
8.8.9. Unterprogramm HOWFAR	234
8.8.10. Macro-Definitionen für Unterprogramm HOWFAR	236
8.8.11. Unterprogramm AUSGAB	240
8.9. Stichwortverzeichnis	244
8.10. Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen	248
8.11. Quellenverzeichnis	256

1.

Einleitung

In der Hochenergiephysik erhalten Kalorimeter zur Bestimmung von Art, Energie, Ort und Bewegungsrichtung der bei einer Wechselwirkung entstehenden hochenergetischen Teilchen und Jets eine immer größere Bedeutung.

Der Anlaß für diese Arbeit war die Entwicklung eines Sampling-Kalorimeters für das H1-Experiment, welches mit Si-Detektoren bestückt werden soll. Die Untersuchungen hierzu werden von einer Gruppe am I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg durchgeführt, die sich bisher insbesondere mit der Entwicklung und Herstellung von Halbleiterdetektoren für Experimente in der Mittelenergie-Kernphysik beschäftigt hatte.

Das H1-Experiment wird im Rahmen einer internationalen Kollaboration bis voraussichtlich 1990 um eine der vier Wechselwirkungszonen des HERA¹⁾-Speicherrings in Hamburg (am DESY²⁾-Gelände) errichtet. Diese Anlage ermöglicht die Kollision von 30 GeV Elektronen und 820 GeV Protonen unter einem Winkel von nahezu null Grad, womit im Schwerpunkt eine Energie von 314 GeV zur Verfügung stehen wird. Es kann eine Ortsauflösung von einigen 10^{-18} cm erreicht werden. Die praktische Grenze für das Quadrat des Impulsübertrags wird bei $Q^2 \approx 4 \cdot 10^4$ GeV² liegen [Wol 86].

In der extremen Vorwärtsrichtung der Protonen, das heißt als Zylinder um das Strahlrohr, in einer Entfernung von etwa 5 m von der Wechselwirkungszone, soll ein Plug- ('Pfropfen-') Kalorimeter in das Magnetjoch eingebettet werden. Hiermit soll der H1-Detektor bis nahe an das Strahlrohr heran für den Teilchennachweis empfindlich gemacht werden. Der mit dem Plug-Kalorimeter instrumentierte Winkelbereich erstreckt sich etwa von 0.7° bis 3.4° (gemessen zur Richtung des Protonenstrahls) [H1 86]. Das Kalorimeter muß kompakt genug sein, um in dem schmalen Bereich zwischen dem instrumentierten Magnetjoch und dem Strahlrohr Platz zu finden. Das ist aufgrund der aufwendigen Bauweise mit einem flüssig-Argon-Kalorimeter nur sehr begrenzt möglich. Auch mit Szintillatoren bestückte Kalorimeter hätten durch die heute üblichen Photomultiplier eine zu große geometrische Ausdehnung.

Die Wahl ist auf ein mit Siliziumdetektoren bestücktes Samplingkalorimeter gefallen, welches in diesem extremen Bereich sehr vorteilhaft einsetzbar ist.

Obwohl im späteren H1-Experiment hadronische Teilchen und Jets zu messen sein werden, wurden zunächst nur die Eigenschaften elektromagnetischer (e.m.) Schauer untersucht, die auch

1) HERA = Hadron-Elektron-Ring-Anlage

2) DESY = Deutsches Elektronen-Synchrotron

1. Einleitung

Bestandteile der hadronischen Schauer sind und in diesen einen wesentlichen Anteil an der Energiedeposition ausmachen.

Zu den Voruntersuchungen gehörten Messungen zum Antwortverhalten von Testkalorimetern verschiedener geometrischer Ausführungen auf elektromagnetische Schauer, die durch Elektronen mit Energien im Bereich um einige GeV ausgelöst wurden [Wei 88], [Bor 88]. Für die weitere Planung und Auslegung des endgültigen Kalorimeters sollen Testmessungen durch Computersimulationen ersetzt werden, da man hier, was Materialien und Abmessungen anbelangt, besonders flexibel sein kann.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sollte die besondere Problematik bei Modellrechnungen zur Energiedeposition beim Durchgang von Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren untersucht werden. Wegen der geringen Dicken der in den Kalorimetern zum Einsatz kommenden Detektoren (etwa 200 μm bis 1000 μm) waren Schwierigkeiten aufgrund von Ungenauigkeiten in den Simulationen zu erwarten. Besonders an die Behandlung der Vielfachstreuung werden hierbei hohe Anforderungen gestellt, da diese sich direkt auf die im Detektor deponierte Energie auswirkt. Für die Untersuchungen stand das für elektromagnetische Schauer häufig verwendete Simulationsprogramm 'EGS'³⁾ in der Version 4 zur Verfügung. Die Ungenauigkeiten bei den Simulationen sollten nach Möglichkeit durch eine sorgfältige Auswahl der vorzugebenden Parameter auf ein Minimum reduziert werden.

Der für elektromagnetische Schauer besonders interessierende Energiebereich liegt bei relativ niedrigen Elektronenenergien im Vergleich zur Einschußenergie, da Elektronen geringer Energie durch ihre hohe Anzahl den Hauptteil der sichtbaren Energie hervorrufen. Es standen als Elektronenquellen einerseits das radioaktive Präparat ²⁰⁷Bi und andererseits ein Elektronen-Teststrahl auf dem Desy-Gelände zur Verfügung. Damit waren die verfügbaren Energien mit etwa 1 MeV bzw. mindestens 750 MeV bei vernünftiger Intensität vorgegeben. Nach entsprechenden Messungen der deponierten Energien beim Durchgang der Elektronen durch Detektoren unterschiedlicher Dicken, sollten diese Ergebnisse mit Simulationen verglichen werden.

Um die gewonnenen Erkenntnisse aus den Simulationen des Durchgangs von Elektronen durch einen einzelnen Detektor zu erhärten, sollten anschließend Resultate aus laufenden Experimenten mit Silizium-bestückten Sampling-Kalorimetern mit entsprechenden Simulationsergebnissen verglichen werden.

Für diese Aufgaben mußte zum vorhandenen Simulationsprogramm 'EGS' eine entsprechende Programm-Umgebung geschaffen werden, welche die Beschreibung der Detektorabmessungen und

³⁾ EGS = Electron-Gamma-Shower-Code

1. Einleitung

später der sich wiederholenden Sandwicheinheiten für die Kalorimeter auf einfache Weise gestattet. Außerdem muß das Programm die Eingabe von festzulegenden Parametern sowie die Ausgabe der Simulationsergebnisse auf entsprechende Dateien ermöglichen. Die Programme zur Auswertung der gespeicherten Einzelergebnisse sowie zur graphischen Darstellung der Vergleiche und zur Generierung der Histogramme wurden ebenfalls vom Autor der Arbeit erstellt.

Es folgt eine kurze Übersicht über die Kapitel dieser Arbeit:

Im **zweiten Kapitel** wird das Kalorimeter als Meßinstrument zum Nachweis hochenergetischer Elektronen, Positronen oder Photonen vorgestellt und auf die verschiedenen Ausführungsformen der Kalorimeter zum Nachweis e.m. Schauer eingegangen. Es werden die Wechselwirkungen genannt, welche die Bildung eines sogenannten 'elektromagnetischen Schauers' bewirken.

Das Simulationsprogramm 'EGS' wird im **dritten Kapitel** vorgestellt. Mit diesem Programm können elektromagnetische Schauer auf elektronischen Rechenanlagen simuliert werden. Die zum Start von 'EGS' und zur Auswertung der Simulationsergebnisse zu erstellende Programm-Umgebung wird hier beschrieben.

Das **vierte Kapitel** geht näher auf die Wechselwirkungen ein, die Elektronen, Positronen sowie Photonen beim Durchgang durch Materie erfahren können. Es wird die Form ihrer Berücksichtigung im Simulationsprogramm 'EGS' vorgestellt.

Im **fünften Kapitel** werden Messungen von Energiedepositionen in dünnen Siliziumdetektoren beim Durchgang von Elektronen verschiedener Energien mit entsprechenden Simulationen verglichen.

Für weitere Untersuchungen wurden Blei-Silizium-Sandwich-Kalorimeter, mit denen experimentelle Untersuchungen vorgenommen worden waren [Bor 88], als Vorbild herangezogen. So konnten die Simulationen im **sechsten Kapitel** wiederum mit entsprechenden Meßergebnissen verglichen werden.

Die Zusammenfassung in **Kapitel sieben** enthält noch einmal die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit und gibt Anregungen für weiterführende Untersuchungen.

1. Einleitung

Kapitel acht bildet den Anhang. Hier werden unter anderem die Grundlagen der Monte-Carlo-Simulation beschrieben, um eine Einführung in die praktischen Probleme bei der Simulation von statistischen Prozessen zu geben. Die 'natürlichen' Größen für die Beschreibung des e.m. Schauers, die Strahlungslänge und die kritische Energie, sowie eine näherungsweise Parametrisierung eines e.m. Schauers in longitudinaler Richtung werden in knapper Form vorgestellt.

In einem Unterkapitel wurden Zeichnungen zusammengestellt, welche die Eichungen der Versuchsaufbauten dokumentieren. Hier finden wir auch ergänzende Tabellen, aus denen die Ergebnisse der Messungen und Simulationen zahlenmäßig zu entnehmen sind.

Außerdem sind an dieser Stelle ein Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen, sowie das Stichwort- und Quellenverzeichnis zu finden.

Es wurde das Ziel verfolgt, daß die vorliegende Diplomarbeit auch als Einführung in die Probleme bei der Simulation von elektromagnetischen Schauern in Sampling-Kalorimetern mit dünnen Si-Halbleiter-Detektoren dienen kann. Daher hat auch der Anhang einen relativ großen Umfang.

2.

Elektromagnetische Kalorimeter

In der Hochenergiephysik, d.h. bei Experimenten mit Schwerpunktsenergien oberhalb einiger 100 MeV werden Detektorsysteme aus Komponenten wie:

Tracking-Detektoren (im allgemeinen zur Ortsbestimmung und zur Messung der Teilchen-Impulse durch die gekrümmten Bahnen in einem Magnetfeld):

- Vieldraht-Proportionalkammern¹⁾
- Driftkammern,
 - ebene und radiale Driftkammern,
 - Myon-Kammern,
 - Jet-Driftkammern (zylindrisch),
 - z-Kammern,

Detektoren zur Identifizierung von Teilchen:

- Übergangs-Radiatoren (z.B. eine Anordnung von Folien und Luftspalten) in Verbindung mit Proportional- oder Driftkammern zum Nachweis der Übergangsstrahlung²⁾ im Röntgenbereich,

Detektoren zur Messung der Energien der Teilchen:

- Kalorimeter (für elektromagnetische und hadronische Schauer)

zusammengestellt [Kle 84], [Per 87], [Wol 86].

Kalorimeter bilden in den neueren Hochenergie-Experimenten (z.B. H1 und Zeus an HERA, JADE an PETRA, NA5 und UA1 bei CERN [Kle 84]) einen wesentlichen Bestandteil zur Bestimmung der Energien von Teilchen. Durch schnelle Informationen über die Energien (im Bereich von 100 ns), sind sie für eine schnelle Bewertung der Meßergebnisse geeignet. Damit ist ein frühzeitiges Aussortieren interessant erscheinender Ereignisse möglich (event selection) [Per 87].

Nachdem in Kapitel 2.1. die Entstehung eines elektromagnetischen Schauers kurz skizziert wird, erfolgt in Kapitel 2.2. eine Übersicht über die in Kalorimetern verwendeten Nachweismaterialien und -prinzipien, die in Kapitel 2.3. in eine kurze Beschreibung des Silizium-Halbleiterdetektors mündet.

¹⁾ MWPC = Multi-Wire-Proportional-Counter

²⁾ TR = transition radiation

2. Elektromagnetische Kalorimeter

Im Anhang (Kapitel 8.1.) werden die wichtigsten Schauerparameter vorgestellt.

2.1. Der elektromagnetische Schauer

In einem Kalorimeter, welches hauptsächlich aus einem Material mit möglichst hoher Kernladungszahl und Dichte besteht, wird durch ein einfallendes Teilchen eine Kaskade (Schauer) ausgelöst. Daher zählt man Kalorimeter zu den Schauerzählern.

Die der Entstehung elektromagnetischer Schauer zugrundeliegenden Elementarprozesse sind

■ **Bremsstrahlung** - ein hochenergetisches Elektron oder Positron wird im Coulombfeld eines Atomkerns abgelenkt und strahlt ein Photon ab.

■ **Paarbildung** - ein hochenergetisches Photon erzeugt im Coulombfeld eines Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar und wird dabei selbst vernichtet.

Durch wiederholtes Auftreten dieser beiden Prozesse wird die Energie E_0 des einfallenden Teilchens auf eine große Anzahl von Elektronen, Positronen und Photonen übertragen.

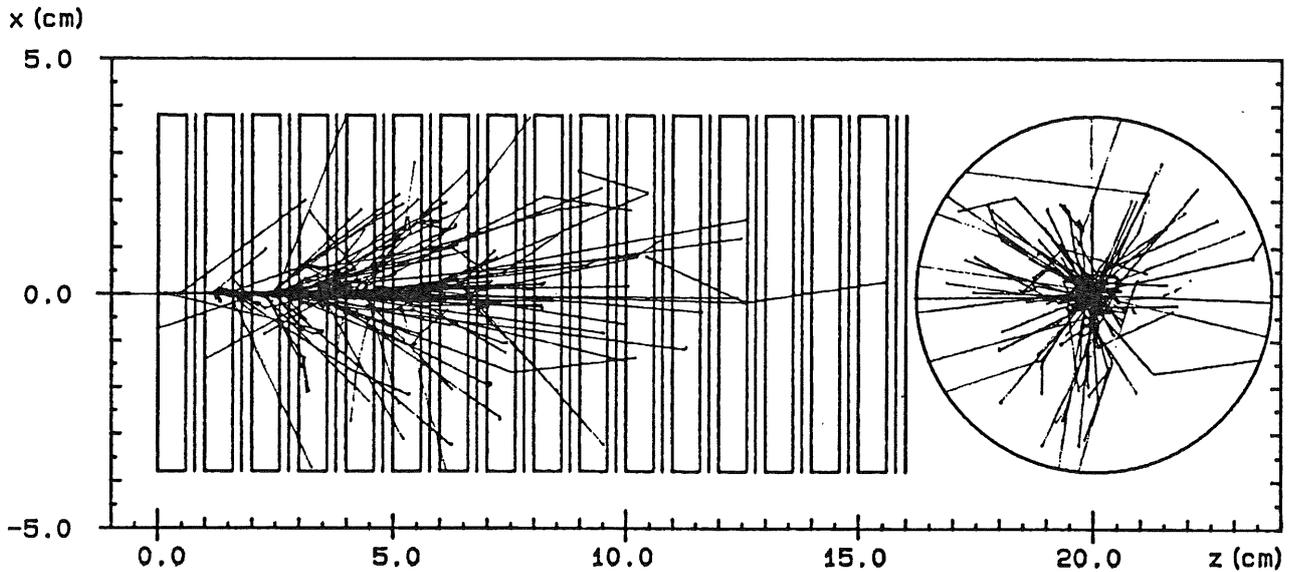
Für die Photonen ist die Energie, bei der sie für die Entwicklung des Schauers bedeutungslos werden, die doppelte Elektronenruhenenergie (≈ 1.022 MeV), weil dann eine Paarerzeugung wegen der Energieerhaltung nicht mehr möglich ist. Da die hochenergetischen Photonen auf ihrem Weg zum nächsten Punkt, an dem sie sich in ein Elektron-Positron-Paar verwandeln, keinen nennenswerten Energieverlust erfahren, bewirken sie hauptsächlich den Transport der Energie in das Kalorimeter hinein.

Wenn die Energie der Elektronen und Positronen die sogenannte **kritische Energie** ϵ_{crit} (vgl. Kapitel 8.1.2.) unterschreitet, haben auch sie für die Teilchenvervielfachung keine Bedeutung mehr, deponieren aber auf ihrem Weg weiterhin Energie im Material, bis sie vollständig abgebremst sind oder das Kalorimeter verlassen.

Die Primärenergie wird, unter anderem durch die oben erwähnten und in Kapitel 4. näher beschriebenen physikalischen Prozesse, auf eine Vielzahl von Sekundärteilchen verteilt. Die geladenen Teilchen verlieren auf ihrem Weg durch das Material des Kalorimeters Energie durch Ionisation. Die Anzahl der Teilchen nimmt zunächst exponentiell mit der Tiefe in Ausbreitungsrichtung des Schauers zu, bis die Energie der einzelnen Teilchen nicht mehr ausreicht, die Schauerbildung aufrecht zu erhalten. Die niederenergetischen Teilchen sollen schließlich im Kalori-

2. Elektromagnetische Kalorimeter

meter stecken bleiben, so daß möglichst keine Energie aus dem Instrument herausgetragen wird. Nach Erreichen des Schauermaximums klingt die Anzahl der Teilchen wieder exponentiell ab. Weitere Betrachtungen zur longitudinalen Schauerentwicklung sind im Anhang (Kapitel 8.1.3.) zu finden.



Einschuß eines Elektrons in ein Blei-Silizium-Sandwichkalorimeter, $E(\text{in})=2 \text{ GeV}$

Bahnen der e^- , e^+ und Photonen in einem simulierten Schauer

Abbildung 2.1

Die Länge, mit der die longitudinale Schauerentwicklung skaliert, ist die sogenannte **Strahlungslänge** X_0 , die eine Materialkonstante darstellt. Das ist die Länge des Weges, auf dem sich die Energie eines Elektrons durch Emission von Bremsstrahlung im Mittel auf den $1/e$ -ten Teil seiner Anfangsenergie verringert hat (siehe auch Kapitel 8.1.1.).

In einem Block homogener Materie kann man davon ausgehen, daß die von allen Elektronen und Positronen insgesamt zurückgelegte Wegstrecke T proportional zur Energie E_0 des Primärteilchens ist [Ama 81, Formel (6)]:

$$T \approx F(z) \cdot X_0 \cdot E_0 / \epsilon_{\text{crit}}, \quad (2.1.1.)$$

mit $z = 4.58 \cdot (Z \cdot E_c) / (A \cdot \epsilon_{\text{crit}})$;
 $E_c =$ (kinetische) Energie, unter der ein Teilchennachweis nicht mehr möglich ist (vom benutzten Detektor abhängig);

2. Elektromagnetische Kalorimeter

$$\begin{aligned} F(z) &= \text{Ma\ss f\ur die Verk\urzung der insgesamt zur\urck-} \\ &\quad \text{gelegten Wegstrecke durch die Abschneide-} \\ &\quad \text{Energie } E_c \\ &= 1 + z \cdot \exp(z) \cdot \text{Ei}(-z) \quad ^3) \\ &\approx \exp(z) \cdot (1 + z \cdot \ln(z/1.526)) \quad ^4). \end{aligned}$$

Auf dieser Wegstrecke verlieren die Teilchen Energie durch Ionisation. Wenn ein fester Anteil dieser im Kalorimeter deponierten Energie durch geeignete Detektoren sichtbar gemacht werden kann, lassen sich daraus R\urkschl\urfe auf die Energie des eingefallenen Prim\urteilchens ziehen.

2.2. Die verschiedenen Kalorimetertypen und ihre Funktionsweisen

Es w\ure unter dem Gesichtspunkt der Energieaufl\urfung w\urnschenswert, Kalorimeter vollst\andig aus sensitivem Material aufzubauen. In solchen homogenen Schauerz\ahleren besteht das Schauermaterial aus einem Material, welches entweder einen Szintillator⁵⁾ oder einen Cherenkov-Z\ahler⁶⁾ darstellt und damit gleichzeitig das aktive Medium ist.

Eine andere Ausf\urhungsform der Kalorimeter ist der **Sandwich-Schauerz\ahler** oder das **Sampling-Kalorimeter**. Bei dieser Bauart sollte das Schauermaterial eine m\oglichst hohe Kernladungszahl und Dichte besitzen (z.B. Metalle wie Pb, W, Cu, U, Fe,...), damit die Strahlungsl\ange entsprechend klein wird (siehe Anhang, Kapitel 8.1.2., Tabelle 8.1.2), und so das Kalorimeter bei geringer geometrischer Ausdehnung den gesamten Schauer einschlie\en kann. Das Kalorimeter besteht haupts\achlich aus einem 'schweren' Schauermaterial, in das relativ d\unne sensitive Schichten eingebettet werden (meistens aus Materialien mit geringerer Kernladungszahl oder Dichte wie fl\ussig Argon, Szintillator-, Halbleitermaterial). Der Verlauf des Schauers wird dann haupts\achlich durch das Schauermaterial bestimmt, und die Detektoren stellen nur eine mehr oder weniger geringe 'St\orung' dar. Die H\aufigkeit der Abtastung des Schauers im Kalorimeter, die sogenannte 'Samplingrate', die in Schichten pro

³⁾ Ei(x) = Integralexponentialfunktion:

[Bro 60]:

$$\text{Ei}(x) = \int_{-\infty}^x \frac{\exp(t)}{t} dt$$

$$= \gamma + \ln(|x|) + x/(1 \cdot 1!) + x^2/(2 \cdot 2!) + \dots \text{ f\ur } x < 0$$

⁴⁾ mit einer Ungenauigkeit von etwa 10% f\ur $z \leq 0.3$

⁵⁾ z.B. NaJ(Tl), CsJ(Tl) oder BGO ($\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$)

⁶⁾ z.B. Bleiglasz\ahler

2. Elektromagnetische Kalorimeter

Längeneinheit des Kalorimeters angegeben wird, beeinflußt das Auflösungsvermögen. In Kapitel 2.4. wird unter dem Stichwort 'Sampling-Fluktuationen' näher darauf eingegangen.

Die aktiven Zonen können z.B. in ebenen Schichten senkrecht zur Einfallrichtung der Teilchen angeordnet werden, wodurch nur eine Auswahl der Spuren 'gesehen' wird. Eine zusätzliche Ortsauflösung läßt sich durch Segmentierung jeder Detektorebene erreichen. Das Durchqueren einer Detektorfläche wird als 'Crossing' bezeichnet. In 'digitalen' Kalorimetern werden die Teilchen nur gezählt, in 'proportionalen' gibt es einen linearen Zusammenhang zwischen dem sichtbaren Anteil der deponierten Energie und einem elektrischen Antwortsignal.

Ein Teil der Sekundärpartikel wird in den Nachweisschichten registriert. Da die Gesamtwegstrecke, und damit die Anzahl der sichtbaren Teilchen, proportional zur Einschußenergie des Primärteilchens ist, kann nach einer Eichung des Kalorimeters aus dem gewonnenen Signal auf die Einschußenergie zurückgeschlossen werden. Das Antwortsignal ist im allgemeinen statistischen Schwankungen unterworfen (vgl. Kapitel 2.4.).

Als Detektormaterial und -prinzip werden in der Praxis eingesetzt:

1) Flüssig Argon:

In einer Ionisationskammer, gefüllt mit flüssigem Argon, werden die Atome durch die Strahlung ionisiert. Die Ladungsträger (Elektronen und Ionen) diffundieren in einem starken elektrischen Feld zu den Elektroden hin. Der entstehende Stromimpuls kann nach elektronischer Verstärkung und Signalformung durch geeignete Meßgeräte aufgenommen werden.

2) Szintillator:

Durch die ionisierenden Teilchen werden im Szintillator Elektronen angeregt, die beim Zurückkehren auf niedrigere Energieniveaus Photonen einer Wellenlänge im sichtbaren oder UV-Bereich aussenden (Lumineszenzstrahlung), für die das Material transparent sein muß. Die Signale werden durch Lichtleiter (und unter Umständen durch Wellenlängenschieber, die eine Anpassung der Wellenlänge an die Empfindlichkeit der Photokathode vornehmen) auf geeignete Detektoren übertragen. Hier kommen zumeist Photovervielfacher zum Einsatz. In letzter Zeit werden auch Photodioden verwendet. Als Szintillatormaterial wird zum Beispiel Natriumjodid, mit etwas Thallium dotiert (NaJ(Tl)), Plastik (z.B.

2. Elektromagnetische Kalorimeter

Polystyrene mit Terphenylen) oder BGO⁷⁾ eingesetzt.

3) Si-Halbleiter-Detektoren:

Ein Si-Halbleiter-Detektor stellt eine Festkörper-Ionisationskammer dar. Eine genauere Beschreibung der Funktion wird im folgenden Unterkapitel gegeben.

Man kann unterscheiden zwischen **elektromagnetischen Kalorimetern**, die durch ihre Dimensionierung für den Nachweis von Photonen, Elektronen, Positronen und ungeladenen Pionen⁸⁾ ausgelegt sind, und solchen, die ausgedehnt genug sind, damit auch **durch Hadronen induzierte Schauer** fast vollständig in ihnen absorbiert werden. Die experimentellen Voruntersuchungen für den Einsatz von Siliziumdetektoren in hadronischen Sampling-Kalorimetern⁹⁾ wurden mit solchen, die für den Nachweis von elektromagnetischen Schauern entwickelt wurden, durchgeführt. Elektromagnetische Kaskaden werden auch in hadronischen Schauern ausgelöst und leisten einen wesentlichen Beitrag zur Energiedeposition. In der gesamten weiteren Arbeit soll nur auf elektromagnetische Kalorimeter und deren Komponenten eingegangen werden.

2.3. Silizium-Detektoren in Kalorimetern

In diesem Kapitel wird kurz auf die Arbeitsweise von Siliziumdetektoren eingegangen, und auf ihre Eigenschaften, die den Einsatz in Kalorimetern für Experimente in der Hochenergiephysik ermöglichen.

2.3.1. Aufbau und Arbeitsweise

Hochenergetische, elektrisch geladene Teilchen übertragen längs ihres Weges durch ein Material einen Teil ihrer kinetischen Energie auf die Hüllenelektronen. Der Energieverlust eines Elektrons in Silizium beträgt im Mittel für minimal ionisierende Elektronen ungefähr 380 keV/mm. Damit verliert ein Elektron, welches eine 0.3 mm dicke Detektorscheibe senkrecht durchquert, eine Energie von etwa 115 keV. Die angeregten Elektronen im Silizium verteilen wiederum ihre Energie auf Elektron-Loch-

⁷⁾ BGO ist die Kurzbezeichnung für ein Szintillatormaterial mit folgender chemischen Formel: $\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$

⁸⁾ Neutrale Pionen zerfallen hauptsächlich (zu 98.8 % [Per 87]) nach sehr kurzer Zeit (Lebensdauer $\approx 0.83 \cdot 10^{-16}$ s [Per 87]) in zwei Photonen, die dann jeweils einen elektromagnetischen Schauer auslösen können.

⁹⁾ siehe Kapitel 2.2

2. Elektromagnetische Kalorimeter

Paare, deren Bildung im Mittel jeweils eine Energie von etwa 3.6 eV erfordert.

Die bei den beschriebenen Experimenten im Kalorimeter verwendeten Detektoren bestehen aus einkristallinem, hochreinem n-Silizium mit einem spezifischen Widerstand von ungefähr $2 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ und haben durch einseitige Goldbedampfung (Dicke ca. $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) an einer Oberfläche einen p-n-Übergang, der in Sperrichtung betrieben wird (Oberflächensperrschicht). Durch Anlegen einer externen Spannung bildet sich im Detektor ein elektrisches Feld aus, welches die Elektronen und Löcher in einer Ladungssammelzeit von größenordnungsmäßig einigen ns zu den entsprechenden Elektroden driften läßt, bevor sie rekombinieren können. Somit stellen Detektoren dieser Bauart eine Art Festkörper-Ionisationskammer dar.

Der entstehende elektrische Stromimpuls läßt sich wechsellspannungsmäßig auskoppeln. Über einem Lastwiderstand kann ein entsprechender Spannungsimpuls erzeugt werden, der nach Verstärkung und zeitlicher Integration in einem geeigneten Meßgerät aufgenommen und weiterverarbeitet werden kann. In einem weiten Bereich ist das Integral des entstehenden elektrischen Stromimpulses linear zu der Energie, welche die Elektronen beim Durchqueren des Detektors verlieren.

2.3.2. Die Eigenschaften von Silizium-Detektoren

In diesem Kapitel werden stichwortartig die Eigenschaften von Silizium-Detektoren aufgeführt, die ihren Einsatz als aktive Komponenten in Kalorimetern für Experimente der Hochenergiephysik nahelegen:

■ Hohe Auflösung:

Die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare ist relativ hoch ($3 \cdot 10^5 / \text{MeV}$) und unterliegt somit relativ geringen statistischen Schwankungen. Bei reiner Poisson-Statistik wäre die relative Standardabweichung:

$$\begin{aligned} E_{\text{dep}} = 1 \text{ MeV: } \sigma/E_{\text{dep}} &= \sqrt{N}/N \approx 0.002, \\ E_{\text{dep}} = 100 \text{ keV: } \sigma/E_{\text{dep}} &= \sqrt{N}/N \approx 0.006. \end{aligned}$$

Durch den empirischen sogenannten Fano-Faktor F , der die Abweichung von der Poisson-Statistik beschreibt, reduzieren sich die tatsächlichen Standardabweichungen etwa auf $1/3$ der genannten Werte.

■ Kurze elektrische Impulse - geringes "pile-up":

Die Ladungssammelzeit und die Relaxationszeit liegen im Bereich von Nanosekunden. Dadurch haben die Detektoren sehr geringe Totzeiten.

2. Elektromagnetische Kalorimeter

- Arbeitet auch in einem Magnetfeld:

Da im Silizium-Detektor nur sehr kurze freie Driftstrecken vorkommen, erfolgt im Magnetfeld nur eine geringe Ablenkung der wandernden Elektronen (anders dagegen z.B. in einem Photomultiplier).

- Keine Kühlung notwendig:

Die mechanisch und räumlich aufwendige Installation einer Tieftemperatur-Kühlapparatur, wie bei flüssig-Argon-Kalorimetern, entfällt.

- Kein spezielles Medium, welches den Detektor umgeben muß:

Die Detektoren können in normaler Atmosphäre betrieben werden, womit Flüssigkeitstanks, Schlauchverbindungen, Vakuumanlagen o.ä. entfallen.

Die angeführten Eigenschaften der Halbleiterdetektoren machen sie besonders geeignet dafür, in einem relativ kompakten Kalorimeter Anwendung zu finden. Sie lassen einen modularen Aufbau des Kalorimeters zu, wodurch ein hoher Grad an Flexibilität und Servicefreundlichkeit erreicht werden kann. Im Falle des HERA-Experiments ermöglichen sie die Realisierung eines "Plug-Kalorimeters", welches auf engstem Raum untergebracht werden muß und noch vergleichsweise nahe am Strahlrohr empfindlich sein kann. Der damit überdeckte Winkelbereich um das Strahlrohr erstreckt sich ungefähr von 3.4° bis etwa 0.7° [H1 86].

2.4. Die Einflüsse auf die Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters

Die auswertbare Antwort eines Kalorimeters auf den Einschub eines hochenergetischen Teilchens besteht aus elektrischen Signalen, die aus Wechselwirkungen in den aktiven Zonen des Kalorimeters gewonnen werden. Die Antwort auf den Einschub eines Teilchens mit einer bestimmten Energie ist nicht exakt vorhersehbar, sondern unterliegt statistischen Schwankungen.

Die Energieauflösung eines Kalorimeters wird durch folgende Komponenten bestimmt:

- Sampling-Fluktuationen:

Fluktuation durch die Begrenzung der Auflösung durch das Prinzip der stichprobenartigen Abtastung des Schauers mit Detektoren.

2. Elektromagnetische Kalorimeter

Amaldi [Ama 81] hat eine Abschätzung der relativen Standardabweichung mit folgenden Nebenbedingungen genannt:

- Die Detektoren registrieren nur die Crossings ('digitale' Detektoren),
- Crossings sind statistisch unabhängig,
- Anzahl der Crossings ist normalverteilt.

Unter Verwendung der Bezeichnungen

- σ = Standardabweichung,
- E = Einschußenergie,
- $E_s = 21.2 \text{ MeV}$ (Vielfachstreu-Energie, vgl. Kapitel 2.1.4.),
- x = Dicke der Absorberschichten zwischen den Detektoren,
- $t = x/X_0$
= Dicke der Absorberschichten in Einheiten der Strahlungslänge,
- $N = E_0/\epsilon_{\text{crit}} \cdot (X_0/x)$
= Anzahl der gemessenen geladenen Teilchen im Schauer (Crossings),
- $z, F(z)$ = vgl. Kapitel 2.2.

lauten die Formeln für die relative Auflösung nach Amaldi [Ama 81, Formel (15) und Formel (18)]:

- ohne Berücksichtigung der Winkelverteilung

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{sampl}} &\approx \sqrt{N} / N = 1/\sqrt{N} && (2.4.1.) \\ &= 3.2 \% \cdot \left(\frac{\epsilon_{\text{crit}}(\text{MeV})}{F(z)} \cdot \frac{t}{E(\text{GeV})} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

- mit Berücksichtigung der Winkelverteilung

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{sampl}} = 3.2 \% \cdot \left(\frac{\epsilon_{\text{crit}}(\text{MeV})}{F(z) \cdot \cos(E_s / (\pi \cdot \epsilon_{\text{crit}}))} \cdot \frac{t}{E(\text{GeV})} \right)^{1/2} \quad (2.4.2.)$$

2. Elektromagnetische Kalorimeter

Eine für das betrachtete Kalorimeter charakteristische Größe kann man demnach wegen der Beziehung

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{sampl}} \cdot \left(\frac{E(\text{GeV})}{t}\right)^{1/2} = \text{konst} \quad (2.4.3.)$$

aus wenigen Parametern bestimmen.

■ Landau-Fluktuationen:

Elektronen und Positronen haben die Möglichkeit, einen großen Bruchteil ihrer kinetischen Energie auf ein einzelnes Hüllenelektronen zu übertragen. Diese Prozesse treten durch ihre geringe Wahrscheinlichkeit in dünnen Schichten selten auf, aber können ein extrem hohes Antwortsignal im Detektor erzeugen (siehe auch Kapitel 4.1.2.).

Eine Abschätzung dieser Komponente in Abhängigkeit von der Detektordicke d ist nach Amaldi [Ama 81, Formel (21)]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{Landau}} \approx \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \frac{2}{\ln [10^4 \cdot d(\text{g/cm}^2)]}$$

■ Detektorrauschen:

Rauschen des Detektors durch Leckströme.

■ elektronisches Rauschen:

Vor allem durch die Eingangsstufe des Vorverstärkers (z.B. einen Feldeffekttransistor) bewirktes Rauschen, welches mit der Kapazität des Detektors ansteigt.

■ Energieverluste (Leakage):

Die Fluktuation der Energieverluste durch die Rückwand (longitudinal) oder radialer Art beeinträchtigen ebenfalls die Energieauflösung des Kalorimeters. Experimente haben gezeigt, daß longitudinale Verluste die Energieauflösung stärker verschlechtern, als solche in seitlicher Richtung [Kle 84]. In [Ama 81] wird ein Beispiel zitiert, in dem 5% radiale Verluste weniger Einbuße in der Energieauflösung bewirken, als 2% longitudinale Verluste.

3. Die Simulation elektromagnetischer Schauer mit der Monte-Carlo-Methode

Seit der Verfügbarkeit sehr leistungsfähiger elektronischer Rechenanlagen ist man in der Lage, statistische Prozesse und Prozeßabläufe aus den Natur- und Sozialwissenschaften auf Computern nachzubilden. Da statistische Aussagen nur mit einer ausreichenden Menge von Ergebnissen möglich sind und sich jeder Simulationslauf aus einer großen Zahl von Einzelprozessen zusammensetzen kann, benötigen solche Simulationen durch die Anzahl der dafür notwendigen Rechenoperationen eine große Rechenkapazität. Trotz Einsatz von Großrechneranlagen kann der Bedarf an Rechenzeit erheblich sein. Zahlenwerte für die aufgewendeten Rechenzeiten sind in Kapitel 6. angegeben. Für bestimmte Probleme kann es vorteilhaft sein, die Einzelheiten der Simulationsläufe für Offline-Auswertungen aufzubewahren, wodurch hohe Anforderungen an die Speicherkapazität auf Magnetplatten oder -bändern entstehen können.

Die statistischen Entscheidungen werden aus einer Reihe von Zufallszahlen hergeleitet. In der Anfangszeit hat man aus Mangel an geeigneteren Methoden auf Roulette-Ergebnisse zurückgegriffen. Daher haben die amerikanischen Mathematiker Metropolis und Ulam 1949 den Begriff der 'Monte-Carlo-Methode' eingeführt [Hen 78].

Bei den Simulationen werden die aus Experimenten oder theoretischen Überlegungen bekannten statistischen Gesetzmäßigkeiten der zu untersuchenden Probleme zugrundegelegt (Verteilungsfunktionen, Entscheidungswahrscheinlichkeiten).

Ein Vorteil der rechnergestützten Simulation liegt in der freien Modellierbarkeit der zu simulierenden 'Versuchsaufbauten', die lediglich als Beschreibung in einer vom Programm interpretierbaren Form vorzuliegen haben. Für die mit dem Thema dieser Arbeit zusammenhängende Aufgabenstellung, nämlich die Untersuchung der Ausbreitung elektromagnetischer Schauer in einem Sampling-Kalorimeter, erlaubt diese Methode, im Gegensatz zum Experiment, verschiedene Konfigurationen zu untersuchen, ohne daß ein 'mechanischer' Aufbau geändert werden müßte. Es brauchen keine Rücksichten auf die Verfügbarkeit der materiellen Komponenten (z.B. Schauermaterialien, Detektoren, rauscharme Vorverstärker, ...) und Ausgangssituationen (z.B. Teilchenart, Einschußenergie, Strahlbeschaffenheit, Strahlzeit, ...) genommen zu werden. Vorbedingung für den Einsatz eines Simulationsprogramms ist allerdings, daß dieses für vergleichbare Experimente ausreichend getestet wurde, so daß ein Vertrauensbereich für die Ergebnisse der Simulation festgelegt werden kann.

Es lassen sich bei den Simulationen einzelne Einflüsse ausschalten (z.B. Rauschen, elektronische Störungen, Energieschärfe des Teststrahls, 'störende' Apparaturen oder Bauteile), aber auch gezielt variieren, um z.B. den Einfluß des Rauschens

3. Das Simulationsprogramm 'EGS'

oder eines 'Fremdkörpers' im Schauer auf die Gesamtauflösung zu untersuchen. Die elektromagnetischen Schauer lassen sich im Einzelnen erforschen (Häufigkeiten der Elementarprozesse, Energiespektren oder Winkelverteilungen der in einem Schauer auftretenden Teilchen), was im Experiment teilweise nur sehr schwer oder überhaupt nicht möglich ist.

Ein Nachteil von Simulationen liegt darin, daß sie in ihrer Genauigkeit durch das Verständnis und die Darstellbarkeit der einzelnen zu simulierenden Elementarereignisse beschränkt sind. Gerade Extrapolationen in experimentell wenig abgesicherte Bereiche sollen einerseits durch Simulationen ermöglicht werden, können aber andererseits problematisch sein. Eine weitere Einschränkung ergibt sich durch den zunehmenden Bedarf an Rechenzeit bei wachsender Exaktheit bzw. 'Originaltreue' des Modells. Es kann sich hierbei auch die begrenzte Genauigkeit der rechnerinternen Darstellung von Zahlenwerten einschränkend bemerkbar machen¹⁾.

3.1. **Das Programmpaket 'EGS 4'** **zur Simulation elektromagnetischer Schauer**

Aus den ersten Anfängen von Butcher und Messel (1958, 1960), hochenergetische elektromagnetische Kaskaden mit der Monte-Carlo-Methode auf elektronischen Rechenanlagen zu simulieren, wurde über mehrere Stufen das Simulationsprogramm 'EGS 3' entwickelt, welches Nelson und Ford 1978 vorstellten [SLAC 210], worauf 1985 'EGS 4' als verbesserte Programmversion folgte [SLAC 265].

Die Simulationen bestehen darin, daß das Programm die Elektronen, Positronen und Photonen, deren Energien oberhalb ihrer jeweiligen vorgegebenen Schwelle liegen, auf ihren Wegen durch ein definiertes Volumen, z.B. ein Kalorimeter oder ein gesamtes Experiment, verfolgt. Das Gesamtvolumen kann aus einzelnen Teilvervolumina und aus verschiedenen Materialien zusammengesetzt werden. Die Energieschwellen sind in einem weiten Bereich wählbar und bestimmen die Anzahl der diskret verfolgten Teilchen. Es werden die Wechselwirkungen, bei denen Sekundärteilchen oberhalb dieser Schwellenenergien entstehen, explizit behandelt. Da die freien Weglängen zwischen den Wechselwirkungen und die jeweiligen Energieüberträge statistischen Fluktuationen unterworfen sind, wird zu deren Bestimmung die Monte-Carlo-Methode verwendet.

¹⁾ Besonders kritisch sind hierbei geringe Veränderungen von großen Absolutwerten, zum Beispiel wenn eine hohe Anfangsenergie durch viele Portionen sehr kleiner Energieverluste vermindert werden soll.

3. Das Simulationsprogramm 'EGS'

Die bei diesen Prozessen freigesetzten oder entstehenden Teilchen werden im allgemeinen als diskrete Teilchen weiter verfolgt und können wiederum Sekundärteilchen erzeugen, bis auch diese ihre Schwellenenergie unterschritten haben. Sekundäre Teilchen, deren Energien unterhalb der jeweiligen Schwellenenergien liegen würden, werden nicht als individuelle Teilchen behandelt, sondern in einem 'kontinuierlichen Energieverlust' des jeweiligen Primärteilchens berücksichtigt. Die auf sie übertragenen kinetischen Energiebeträge werden auf diese Weise als am Ort ihrer Entstehung im Material deponiert betrachtet.

3.2. Der EGS-Preprozessor 'PEGS'

Das 'EGS'-Programmpaket enthält den Preprozessor 'PEGS', der für die gewünschten Materialien Tabellen erzeugt, die als Dateien abgelegt und vom eigentlichen Simulationsprogramm 'EGS' wieder eingelesen werden können.

Es werden in 'PEGS' die in den unten genannten Punkten 1. bis 4. beschriebenen energieabhängigen Größen für Elektronen, Positronen beziehungsweise Photonen berechnet und in Tabellen abgelegt. Die Energieskala wird jeweils für die gewünschten Energiebereiche mit der unteren Energieschwelle 'AE' (für e^- , e^+) oder 'AP' (für Photonen), mit einer frei zu wählenden Anzahl von Stützpunkten im logarithmischen Energieabstand durchlaufen. Auf die Theorie der Wechselwirkungen und die hier verwendeten Begriffe wird im nächsten Kapitel näher eingegangen. Die **Bezeichnungen in Klammern** geben die Namen der Funktionen an. Diese werden auch auf den 'Printer-Plots' ausgegeben, die man beim Lauf von 'PEGS' erstellen lassen kann.

Folgende Größen werden in 'PEGS' berechnet:

1. Die mittleren freien Weglängen für Photonen (GMFP) bzw. totalen Wirkungsquerschnitte für Elektronen (ESIG) und Positronen (PSIG) für Prozesse, bei denen Sekundärteilchen mit Energien oberhalb der jeweiligen Energieschwellen entstehen.
2. Maximal zulässige Transportwege, ohne daß die Molière-Streutheorie ihre Gültigkeit verliert (Bethe-Kriterium) (TMXS).
3. Die spezifischen Energieverluste an Sekundärteilchen mit Energien unterhalb der Schwellenenergien (restricted energy loss) für die geladenen Teilchen (EDEDX, PDEDX).

3. Das Simulationsprogramm 'EGS'

4. Die Verhältnisse der verschiedenen Wechselwirkungsquerschnitte zu den jeweiligen totalen Wirkungsquerschnitten für die Auswahl der Wechselwirkung nach Zurücklegen der entsprechenden freien Weglänge ('branching ratio'):
- a) Bremsstrahlung /Total, für e^- und e^+ (EBR1,PBR1)
 - b) (Bremsstrahlung + Bhabhastreuung) /Total, für e^+ (PBR2),
 - c) Paarerzeugung /Total, für Photonen (GBR1),
 - d) (Paarerzeugung + Comptonstreuung)/Total, für Photonen (GBR2).

Die Anzahl der Stützstellen ist folgendermaßen voreingestellt:

für Photonen 200 Stützstellen,
für e^- und e^+ 150 Stützstellen.

Für den Simulationslauf können für jedes Material zusätzliche Schwellen 'ECUT' (\geq 'AE') und 'PCUT' (\geq 'AP') belegt werden. Damit kann bewirkt werden, daß Elektronen und Positronen mit Energien zwischen 'AE' und 'ECUT' und Photonen mit Energien zwischen 'AP' und 'PCUT' zwar erzeugt, jedoch am Ort ihrer Entstehung sofort wieder vernichtet werden. Die Wechselwirkungen, bei denen Sekundärteilchen in den genannten Energiebereichen entstehen, werden also einzeln berücksichtigt, die Sekundärteilchen selbst hingegen nicht weiter verfolgt.

Die Wahl von 'AE' hat Auswirkungen auf die mittleren freien Weglängen zwischen den Wechselwirkungen und damit auf die Korrekturen der zurückgelegten Wege und der Bewegungsrichtungen durch die Vielfachstreuung. Bei niedrig gewähltem 'AE' kann ein extrem hoher Rechenzeitbedarf durch die Wahl einer Energieschwelle 'ECUT' $>$ 'AE' - ohne Auswirkung auf die Behandlung der hochenergetischen Elektronen - wieder vermindert werden.

Die Spezifikationen für 'PEGS 4' und 'EGS 4' sind:

1. Energiebereich und Energieschwellen für Elektronen und Positronen:

'PEGS 4': AE \approx 0.512 MeV .. einige tausend GeV
('PEGS 3': 1.5 MeV .. 100 GeV)

'EGS 4': ECUT \geq AE

2. Energiebereich und Energieschwellen für Photonen:

'PEGS 4': AP = 1 keV .. einige tausend GeV
'EGS 4': PCUT \geq AP

3. Das Simulationsprogramm 'EGS'

3. Alle Elemente mit einer Kernladungszahl zwischen 1 und 100 können zu beliebigen chemischen Verbindungen (vorgegebenes Atomzahlverhältnis) oder Mischungen (bestimmtes Gewichtsverhältnis, z.B. Luft, Legierungen, ...) kombiniert werden.
4. Für einen Versuchsaufbau gelten folgende Beschränkungen:
 - verschiedene Materialien : 10
 - geometrische Anordnung : vollständig vom Benutzer zu definieren
5. Für Elektronen und Positronen werden folgende Prozesse berücksichtigt:
 - Bremsstrahlung
 - Møller-, Bhabha-Streuung
 - Vielfachstreuung
 - Annihilation (im Flug und in Ruhe)
 - Energieverlust beim Transport zwischen den diskreten Wechselwirkungen.
6. Die berücksichtigten Wechselwirkungen für Photonen sind:
 - Paarerzeugung
 - Photoeffekt
 - Compton-Streuung
 - Rayleigh-Streuung²⁾

3.3. Die Unterprogramme des 'EGS'-Pakets

Das Programmpaket 'EGS', mit welchem die Simulationen durchgeführt werden, besteht aus dreizehn Unterprogrammen.

Die Quellcodes von 'EGS 3' und 'PEGS 3' sind in 'MORTRAN 2', 'EGS 4' und 'PEGS 4' sind in 'MORTRAN 3' geschrieben worden. 'MORTRAN' wurde am SLAC³⁾ als Preprozessor zu FORTRAN 4 entwickelt, um ein strukturiertes Programmieren zu ermöglichen. Weitere Einzelheiten über 'MORTRAN 2 und 3' sind im Anhang (Kapitel 8.6.) nachzulesen.

²⁾ Die Rayleigh-Streuung ist die Streuung eines Photons an Teilchen, die klein gegen dessen Wellenlänge sind. Sie tritt hauptsächlich in Gasen an kolloidalen Teilchen bis zu einem Durchmesser von etwa 50 nm auf. Die dazugehörige Photonen-Energie ist etwa 25 eV, also weit unterhalb des uns interessierenden Energiebereichs. Die Photonen-Energie von 1 (10) keV entspricht einer Wellenlänge von etwa 1.24 (0.124) nm. In 'EGS 3' wurde diese Streuung nicht berücksichtigt.

³⁾ SLAC = Stanford Linear Accelerator, Stanford, Kalifornien

3. Das Simulationsprogramm 'EGS'

Die Unterprogramme 'HATCH' und 'SHOWER' sind von einem Steuerprogramm (MAIN) aufzurufen, welches der Benutzer seinen Bedürfnissen entsprechend zu erstellen hat (im folgenden "Benutzerprogramm" genannt).

Die EGS-Unterprogramme:

HATCH wird vom Benutzerprogramm aufgerufen, um die mit 'PEGS' erzeugten material- und energieabhängigen Größen und Tabellen einzulesen. Außerdem werden Tabellen für die Sinus-Funktion und die Potenzen von $1/2$ erzeugt, um während der Simulation Rechenzeit zu sparen.

SHOWER ist vom Benutzerprogramm mit den entsprechenden Eingabeparametern für Teilchenart, Einschubort, -winkel und -energie für jeden Schauer aufzurufen. In 'EGS 4' gibt es eine sogenannte ' π^0 -Option', die es ermöglicht, ein neutrales Pion einzuschießen, welches sofort in zwei Photonen zerfällt.

ELECTR wird von SHOWER für **Elektronen und Positronen** aufgerufen. Es übernimmt die Bestimmung des nächsten Transportschritts, den Transport des Teilchens unter Berücksichtigung des dabei stattfindenden Energieverlustes und die Auswahl der anschließenden Wechselwirkung.

PHOTON wird von SHOWER für **Photonen** aufgerufen. Auch hier wird der Weg bis zur nächsten Wechselwirkung bestimmt und die Entscheidung über einen der möglichen Prozesse getroffen.

UPHI (uniform phi distribution) wird jeweils nach einer Wechselwirkung aufgerufen, um den Azimutwinkel (PHI), gleichverteilt zwischen 0° und 360° , zu bestimmen. Danach wird die Richtung der Bewegung des Teilchens, unter Kenntnis des Ablenkwinkels (THETA) von der ursprünglichen Bewegungsrichtung, neu berechnet.

3. Das Simulationsprogramm 'EGS'

Für **Elektronen und Positronen** stehen folgende Unterprogramme für die diskreten Ereignisse zur Verfügung, die von ELECTR aufgerufen werden:

- BREMS: Es wird ein Bremsstrahlungsquant oberhalb der Photon-Abschneideenergie erzeugt,
- MOLLER: Elektron-Elektron-Streuung,
- BHABHA: Positron-Elektron-Streuung,
- MSCAT: nach jedem Transportschritt wird mit diesem Unterprogramm eine Winkelstreuung vorgenommen, die abhängig von der zurückgelegten Wegstrecke ist,
- ANNIH: Die Annihilation eines Positron-Elektron-Paares im Coulombfeld eines Atomkerns, wobei zwei Photonen abgestrahlt werden.

Für die **Photonen** werden folgende Unterprogramme von PHOTON aufgerufen:

- PAIR: Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares im Coulombfeld eines Atomkerns,
- PHOTO: für die Erzeugung eines Photo-Elektrons,
- COMPT: für die Compton-Streuung.

In Abbildung 3.1 folgt ein Flußdiagramm, welches die Beziehungen der 'EGS'-Module und der vom Benutzer zu schreibenden Programme graphisch veranschaulicht:

- '——>' bedeutet Aufruf eines Unterprogramms
- '====>' bedeutet Datenfluß

3. Das Simulationsprogramm 'EGS'

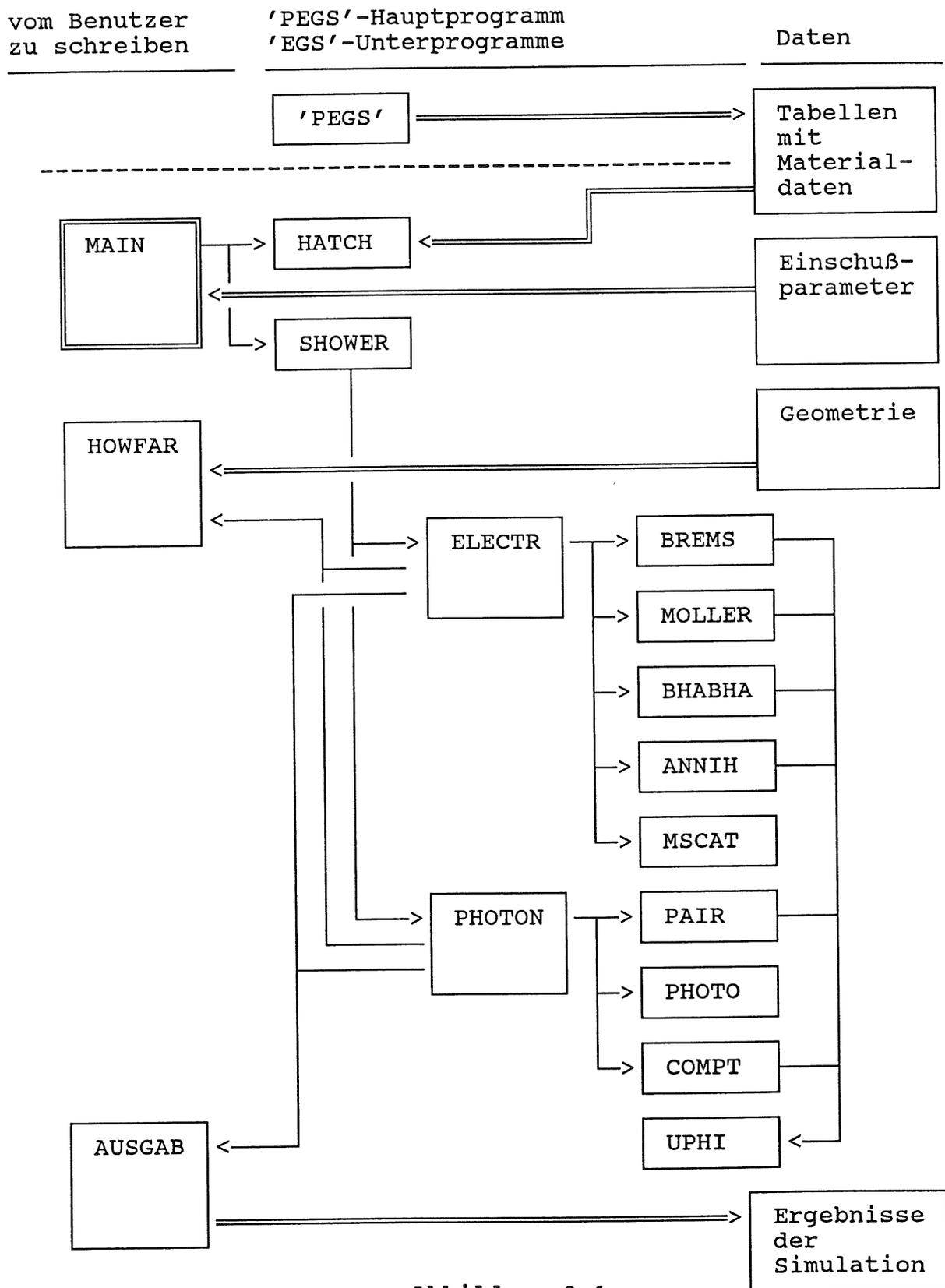


Abbildung 3.1

3. Das Simulationsprogramm 'EGS'

3.4. Die Programm-Umgebung für das 'EGS'-Modulpaket (die 'Benutzerprogramme')

Um den besonderen Anforderungen für die Simulation von elektromagnetischen Schauern in Kalorimetern in Sandwich-Bauweise gerecht zu werden, mußten geeignete Moduln erstellt werden, in welche die fertigen EGS-Routinen 'eingehängt' wurden.

Die Aufgaben, welche diese Programme erfüllen sollen, sind:

- Eingabeparameter entgegennehmen,
- Geometriebeschreibung umsetzen,
- Teilchen auf ihrem geometrischen Weg verfolgen,
- Vorauswertung der Simulationsergebnisse,
- Ergebnisse für eine detaillierte Auswertung speichern.

Um die gewünschten Simulationen vornehmen zu können, wurden folgende Programme erstellt oder aus kurzen Beispielen, die im EGS-Paket enthalten sind, weiterentwickelt⁴⁾:

Steuerprogramm (JCL = Job Control Language)

- Fordert vom Betriebssystem die benötigten Betriebsmittel an (virtueller Speicher, CPU-Zeit),
- ruft die Serviceprogramme (MORTAN Preprozessor, FORTRAN Compiler, Linker) und Benutzerprogramme auf und
- ordnet den logischen Ein-/Ausgabekanälen die gewünschten physikalischen Dateien oder Geräte zu.

⁴⁾ Die Programme, die für diese Arbeit entwickelt wurden, sind im Anhang (Kapitel 8.8.) zu finden.

3. Das Simulationsprogramm 'EGS'

Das Hauptprogramm (MAIN):

- Nimmt folgende Eingabeparameter für die Simulationen entgegen:
 - Eingangsparameter des Teilchens (Teilchenart; Ort: x,y,z; Energie: E_0 ; ...),
 - verwendete Materialien,
 - Geometriebeschreibung,
 - Korrekturen für Dichtewerte,
 - Schwellenenergien 'ECUT' und 'PCUT' (dürfen nicht kleiner als 'AE' oder 'AP' gewählt werden, die in PEGS verwendet wurden),
 - maximale Rechenzeit (CPU-Zeit) für die zu simulierenden Schauer (daraus resultiert die Anzahl der tatsächlich simulierten Schauer),
 - andere Steuerparameter.
- Ruft das Unterprogramm 'KAMAKE', welches aus den Eingabedaten für die Geometriebeschreibung ein Kalorimeter zusammensetzt, das aus sich wiederholenden Sandwich-Einheiten besteht.
- Ruft das EGS-Unterprogramm 'HATCH' einmal zur Initialisierung.
- Setzt das Unterprogramm 'SHOWER' aus dem EGS-Paket für jeden zu simulierenden Schauer in Gang. Nach jeder vollständigen Bearbeitung eines Schauer wird kontrolliert, ob noch genügend Zeit zur Simulation eines weiteren Schauers zur Verfügung steht.
- Nimmt Vorauswertungen vor und sorgt dafür, daß die Ergebnisse in Dateien gespeichert werden.

3. Das Simulationsprogramm 'EGS'

Unterprogramme:

KAMAKE:

Das Unterprogramm 'KAMAKE' mußte geschrieben werden, um segmentierte Kalorimeter, die aus gleichartigen Sandwiches zusammengesetzt sind, besonders einfach aus wenigen Eingabedaten erzeugen zu können. Der Querschnitt kann dabei wahlweise rund oder rechteckig sein. Eine äußere Zone rings um das Kalorimeter ermöglicht eine Registrierung der radialen Energieverluste aus den einzelnen Scheiben oder Luftspalten eines Kalorimeters. Ebenso werden vor und hinter dem Kalorimeter Räume definiert, in denen rückgestreute Teilchen und longitudinale Verluste abgefangen werden. Ein Beispiel für ein Sandwich-Kalorimeter, welches aus 51 Ebenen besteht, ist im Anhang (Kapitel 8.8.8.) zu finden.

HOWFAR:

Die Verfolgung der Teilchen durch die geometrische Anordnung des Versuchsaufbaus geschieht ausschließlich in diesem Unterprogramm.

HOWFAR wird von ELECTR und PHOTON aufgerufen, um die Wegstrecke 'USTEP' (in Bewegungsrichtung) und den Abstand 'DNEAR' bis zur nächsten Materialgrenze zu ermitteln. Außerdem wird festgestellt, ob sich das Teilchen noch im zulässigen Volumen befindet und gegebenenfalls durch Belegung der Variablen 'IDISC' das rufende Programm angewiesen, das Teilchen sofort (= 1) oder nach dem nächsten Transportschritt (= -1) zu vernichten. Die Zelle, in der sich das Teilchen befindet, wird dem rufenden Programm über die Variable 'IRNEW' mitgeteilt.

AUSGAB:

Dieses Unterprogramm stellt die Verbindung von den einzelnen 'EGS'-(Unter-)Programmen zur 'Außenwelt' dar und mußte entsprechend den Anforderungen angepaßt und erweitert werden (vgl. Kapitel 8.8.11.). Das Unterprogramm wird während der Simulation an den verschiedensten Stellen der Unterprogramme ELECTR und PHOTON gerufen:

- vor und nach jedem Transportschritt,
- vor und nach jeder Wechselwirkung,
- vor und nach jeder Winkelstreuung,
- wenn ein Teilchen das definierte Material verläßt,
- wenn ein Teilchen unter eine entsprechende Energieschwelle fällt.

Unter welcher Bedingung das Unterprogramm gerufen wurde, läßt sich innerhalb des Programms anhand des Parameters 'IARG' er-

3. Das Simulationsprogramm 'EGS'

mitteln. In diesem Unterprogramm kann der Benutzer das Protokoll führen, um die Simulation anschließend auswerten zu können.

In AUSGAB stehen folgende Informationen zur Verfügung:

- Art, Energie, Ortskoordinaten und Winkelkomponenten der Bewegungsrichtung des aktuellen Teilchens,
- die jeweils vom Teilchen im letzten Schritt deponierte Energie,
- die Region und das Material, in dem sich das Teilchen zur Zeit befindet.

Sämtliche Simulationen wurden auf der Rechenanlage⁵⁾ des Rechenzentrums der Universität Hamburg durchgeführt, nachdem die FORTRAN- und MORTRAN-Quellcodes für die Programme 'MORTRAN 3', 'EGS 4' und 'PEGS 4' von der IBM-Rechenanlage⁶⁾ am DESY dorthin übertragen und nach einigen Anpassungen übersetzt worden waren.

⁵⁾ Siemens 7.882; Hersteller: Fujitsu; Betriebssystem: BS3000 bzw. MSP, kompatibel zum MVS von IBM [RZM 88]

⁶⁾ IBM 3081, Betriebssystem: MVS/SP (Multiple Virtual Storage) [DES 83]

4.

Die Wechselwirkungsprozesse in einem elektromagnetischen Schauer

Die wesentliche Aufgabe eines Simulationsprogramms für elektromagnetische Schauer ist die Verfolgung der Schauerbestandteile durch die Materie, wie sie in Kapitel 3 beschrieben wurde. Hierbei müssen sowohl Vervielfältigungsprozesse (im Sinne der Schauerentwicklung) als auch Energieverluste durch Anregung und Ionisation und die damit verbundenen Energiedepositionen Berücksichtigung finden. Im folgenden werden die wichtigsten in einem elektromagnetischen Schauer auftretenden physikalischen Prozesse kurz erläutert.

Als Ergänzung folgen die Darstellungen der Landau- und Vavilov-Verteilungen, mit denen man die statistischen Schwankungen des mittleren Energieverlustes geladener Teilchen in einer dünnen Schicht Materials beschreiben kann (siehe dazu auch die Vergleiche mit den Messungen in Kapitel 5.1 und 5.2). Sie sind standardmäßig nicht Bestandteil der Simulationsprogramme 'EGS 3' oder 'EGS 4'.

4.1. Durchgang von Elektronen und Positronen durch Materie

Elektronen und Positronen wechselwirken als geladene Teilchen sowohl mit den Atomkernen als auch mit den Hüllenelektronen der Materie.

Die Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen ist als (elastische oder inelastische) Coulombstreuung aufzufassen und bewirkt einen Energieübertrag auf das gestoßene Elektron. Je nach Größe des Energieübertrags bleibt es entweder in einem angeregten Zustand am Atom zurück oder trennt sich mit einer gewissen kinetischen Energie vom Atom (Ionisation). Für die Simulationen ist eine möglichst exakte Beschreibung der Energieverluste der geladenen Teilchen durch Ionisation wünschenswert, da diese sich direkt auf die deponierte Energie auswirken. Der Hauptteil der deponierten (und im Falle der Detektoren sichtbaren) Energie resultiert aus Ionisationsprozessen, bei denen die Sekundärelektronen eine Reichweite haben, die kleiner ist, als der Weg bis zur nächsten Materialgrenze.

Bei einer Coulombstreuung am Kern sendet das primäre Elektron aufgrund seiner Beschleunigung **Bremsstrahlung** ab. Der Impuls- und Energieübertrag auf den Kern kann in der Praxis aufgrund seiner relativ hohen Masse vernachlässigt werden. Es treten sehr häufig Streuungen mit jeweils geringem Energieverlust und kleinem Streuwinkel auf. Durch viele hintereinander stattfindende Kleinwinkel-Streuungen dieser Art, zusammenfassend als "**Viel-fachstreuung**" bezeichnet, kann jedoch die ursprüngliche Richtung der Teilchenbewegung erheblich verändert werden.

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

4.1.1. Anregung und Ionisation

Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie Energie durch Ionisation (und Anregung) von Atomen.

Der Wertebereich des Energieübertrags kann, je nach Größe des auftretenden Stoßparameters im Vergleich zum Atomradius, unterteilt werden in (vgl. auch [Roh 54]):

a) einen Bereich großer Stoßparameter,

d.h. kleiner Energieüberträge (die Grenze liegt bei etwa 10..100 keV [Ros 52]), in dem die Abschirmung durch die weiter außen liegenden Hüllenelektronen und die Elektronen-Bindungsenergien zu berücksichtigen sind (inelastische Streuung);

und

b) einen Bereich kleiner Stoßparameter,

d.h. so großer Energieüberträge auf ein einzelnes Elektron, daß die Abschirmung und die Bindungsenergie vernachlässigt werden können und angenommen wird, daß eine elastische Streuung an freien Elektronen erfolgt:

- Møllerstreuung für e^-
- Bhabhastreuung für e^+ .

Für die Simulationen sind für die an Sekundärelektronen übertragene Energien zwei Bereiche zu unterscheiden:

diskrete Streuprozesse:

Ein Elektron der Atomhülle erhält eine Energie, die größer als die Abschneideenergie 'AE' ist, so daß der Stoßprozeß als singuläres Ereignis behandelt wird. Das entstehende Sekundärteilchen kann dann individuell weiter verfolgt werden. Für diese in 'EGS' **diskret behandelten Streuprozesse** werden in jedem Falle wie elastische Streuungen an freien Elektronen (Møller- bzw. Bhabha-Streuung) behandelt.

Kinematisch ist es möglich, daß ein Positron seine gesamte kinetische Energie bei einer Wechselwirkung auf ein Elektron überträgt. Wegen der Ununterscheidbarkeit von Projektil und Target kann man beim Elektron jedoch nur die halbe kinetische Energie als Maximalwert annehmen, der an ein Hüllenelektron abgegeben werden kann. Beides sind Extremfälle, die nur mit geringer Wahrscheinlichkeit auftreten.

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

kontinuierlicher Energieverlust:

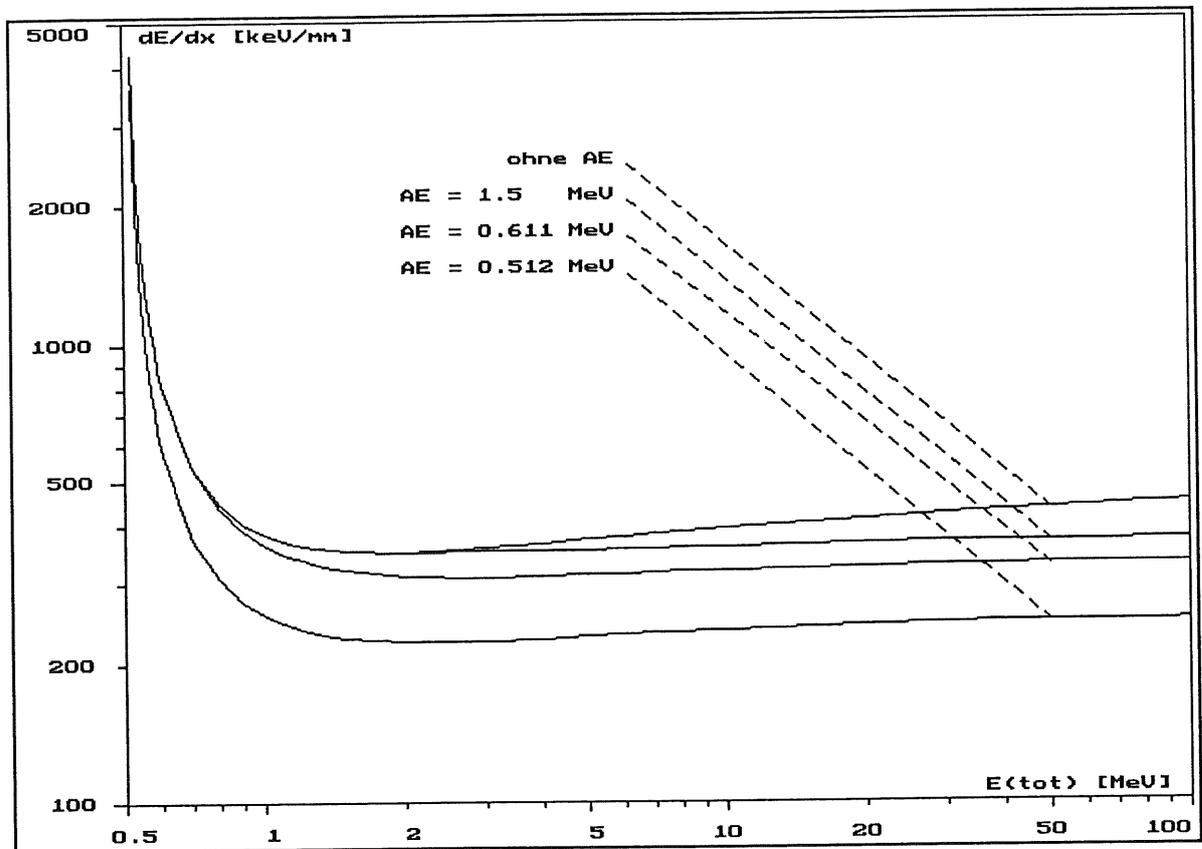
Zwischen den diskret zu behandelnden Streuprozessen geben die Elektronen und Positronen ebenfalls Energie an Hüllenelektronen ab. Diese als **kontinuierlich betrachteten Energieverluste** setzen sich zusammen aus:

- dem Energieverlust durch Anregung der Hüllenelektronen
- und den Energieüberträgen, bei denen das einzelne Sekundärelektron eine Energie unterhalb der Energieschwelle 'AE' für eine individuelle Verfolgung durch das Simulationsprogramm erhält. In diesem Fall wird die übertragene Energie als am Ort der Wechselwirkung im Material deponiert betrachtet.

In entsprechender Weise wird in 'EGS' mit einem 'reduzierten spezifischen Energieverlust' gerechnet, der sich aus der Integration des differentiellen Wechselwirkungsquerschnitts bis zu der gewünschten Abschneideenergie ergibt.

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

Abbildung 4.1 zeigt für verschiedene Abschneideenergien den 'reduzierten' spezifischen Energieverlust von Elektronen in Silizium im Vergleich zum nicht reduzierten Fall, d.h. wenn die Energieverluste an sämtliche Sekundärelektronen berücksichtigt werden. Die Abschneideenergie wird an dieser Stelle mit 'AE' bezeichnet und stellt die totale Energie dar. Für die Berechnungen wurden die Formeln aus dem 'PEGS'-Programm zugrunde gelegt.



Spezifischer Energieverlust von Elektronen in Silizium

Abbildung 4.1

Die Kurve für den reduzierten spezifischen Energieverlust trennt sich dort von der Vergleichskurve, wo ein Energieübertrag auf ein Sekundärelektron möglich wird, welcher ihm zu einer Gesamtenergie verhilft, die oberhalb der Energieschwelle 'AE' liegt. Gleichzeitig muß das Primärelektron ebenfalls mindestens die Energie 'AE' behalten, da eine Unterscheidung von Projektil und Target nicht möglich ist. Im Falle $AE=1.5$ MeV ist dies ab einer Energie $E(\text{tot}) = 2 \cdot 1.5 \text{ MeV} - m_e c^2 \approx 2.5 \text{ MeV}$ der Fall.

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

Auf theoretische Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Energieverluste in dünnen Schichten wird in den Kapiteln 4.1.2. (Landau-Verteilung) und 4.1.3. (Vavilov-Verteilung) näher eingegangen.

Wegen der vielen beim kontinuierlichen Energieverlust nicht simulierten Streuprozesse an den Atomkernen, bei denen jedesmal eine Änderung der Bewegungsrichtung zu berechnen wäre, muß diese als 'Vielfachstreuung' extra behandelt werden (vgl. Kapitel 4.1.4.).

Beim kontinuierlichen Energieverlust wird die sogenannte **Dichtekorrektur** (Formelzeichen: δ) berücksichtigt, die durch die Polarisation der Materie beim Durchgang geladener Teilchen mit sehr hoher Geschwindigkeit notwendig wird. Hier bestehen Unterschiede zwischen 'PEGS 3' und 'PEGS 4' und an dieser Stelle ist ein Hinweis zu vermuten, weswegen die Autoren von 'EGS' einen falschen Wert für die Dichte von Silizium als Voreinstellung gewählt haben¹⁾. Deshalb werden an dieser Stelle die Veröffentlichungen von Sternheimer untersucht.

Die Dichtekorrektur wird dort folgendermaßen angenähert [Ste 66], [Ste 82], [Ste 84]:

(4.1.1.1.)

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{für } x < x_0 \\ 2 \cdot (\ln 10) \cdot x + C_s + a_s \cdot (x_1 - x)^{m_s} & \text{für } x_0 < x < x_1 \\ 2 \cdot (\ln 10) \cdot x + C_s & \text{für } x > x_1, \end{cases}$$

mit dem Parameter²⁾ $x = \log(p/mc)$,
wobei p der Impuls des Teilchens ist.

¹⁾ Die Dichte für Silizium wird in 'PEGS 3' und 'PEGS 4' jeweils mit 2.4 g/cm^3 vorgegeben.

²⁾ \log = Logarithmus zur Basis 10,
 \ln = Logarithmus zur Basis e

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

Die Werte für Silizium, die in den Veröffentlichungen von Sternheimer genannt werden, sind aus folgender Tabelle ersichtlich:

Größe	[Ste 66] (in 'PEGS 3')	[Ste 82] (in 'PEGS 4')	[Ste 84]
ρ (g/cm ³)	2.42 (2.4)	2.330 (2.4)	2.33
I (eV)	172	173	173
$h\nu_p$ (eV)	31.70	31.06	31.055
C_s	-4.38	-4.435	-4.4351
a_s	0.0874	0.3755	0.14921
m_s	3.586	2.72	3.2546
x_0	0.1	0.0966	0.2014
x_1	3.0	2.5	2.8715

Sternheimer-Variablen für Silizium
Tabelle 4.1

Der Wert C_s wird berechnet aus

$$C_s = -2 \cdot \log (I(Z)/(h \cdot \nu_p)) - 1,$$

mit $I(Z)$ = mittleres Anregungspotential
 $\approx Z \cdot (9.76 + 58.8 \cdot Z^{-1.19})$ eV,

$$\begin{aligned} h \cdot \nu_p &= \text{Plasmaenergie}^3) \\ &= h \cdot \sqrt{(ne^2 / (\pi \cdot m))} \\ &= 28.816 \cdot \sqrt{(\rho \cdot Z/A)} \text{ eV.} \end{aligned}$$

Die Bestimmung der Größen a_s , m_s , x_0 und x_1 erfolgt bei Sternheimer jeweils durch Anpassen der Testfunktion an genau berechnete Punkte der Dichtekorrektur. In der älteren Quelle [Ste 66] wurden feste Werte für x_0 und x_1 gewählt.

Die in der Veröffentlichung [Ste 66] angegebene Dichte für Silizium entspricht nicht dem heute nachzuschlagenden Wert von 2.33 g/cm³. Der wahrscheinlich veraltete Wert von 2.4 g/cm³ wird auch für die standardmäßigen Vorbelegungen der Dichte in den Programmen 'PEGS 3' und 'PEGS 4' verwendet, wenn Silizium als Material gewählt wird.

Für die durchgeführten Simulationen wurde die Dichte für Silizium auf 2.33 g/cm³ korrigiert.

³⁾ Das ist die Energie der longitudinalen Plasmaschwingungen von Elektronen in einem Festkörper.

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

4.1.2. Die Landau-Verteilung für den Energieverlust durch Ionisation und Anregung in dünnen Schichten

In dünnen Schichten, das heißt wenn der mittlere Energieverlust eines Elektrons beim Durchqueren dieser Schicht klein gegen die möglichen Energieüberträge auf ein einzelnes Hüllenelektron ist, ergibt sich eine charakteristische unsymmetrische Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlustes, die zum Beispiel durch eine Wahrscheinlichkeits-Dichtefunktion nach Landau [Lan 44] beschrieben werden kann.

Diese sogenannte Landau-Verteilung ergibt sich aus der Statistik der Energieüberträge von hochenergetischen Teilchen auf Hüllenelektronen im Material. In sehr dünnen Schichten sind hochenergetische Energieüberträge selten. Wenn ein oder mehrere solcher Prozesse vorkommen, weicht die im Material abgegebene Energie erheblich vom Mittelwert ab und es entsteht im Spektrum der im Material verlorenen Energie ein Ausläufer zu hohen Energieverlusten hin.

Wie in Kapitel 4.1.1 erläutert, kann ein Positron seine gesamte kinetische Energie auf ein Targetelektron übertragen, ein Elektron dagegen nur die Hälfte. Es ist allerdings zu berücksichtigen, daß nicht unbedingt die gesamte auf ein Sekundärelektron übertragene Energie in einem dünnen Detektor deponiert wird, da dieses bei ausreichend hoher Energie den Detektor verlassen kann. Somit wird auch nur dessen Energieverlust auf seinem Weg durch den Detektor registriert.

In seiner Arbeit von 1944 erhält Landau [Lan 44] unter der Annahme

- genügend hoher Energien der Teilchen, damit die 'gebräuchliche Theorie der Ionisation' Gültigkeit hat, und
- ausreichend dünner Schichten, so daß der Energieverlust klein gegen die Einschußenergie ist,

eine Gleichung für die Verteilungsfunktion des Energieverlustes.

Die Transportgleichung lautet:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \int_0^{\infty} w(\epsilon) [f(x, \Delta - \epsilon) - f(x, \Delta)] d\epsilon, \quad (4.1.2.1.)$$

mit $f(x, \Delta) =$ (gesuchte Funktion) Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen der Energie E in der Schichtdicke x eine Energie zwischen Δ und $\Delta + d\Delta$ verliert,

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

$w(\epsilon)$ = Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen der Energie E eine Energie ϵ pro Einheitswegstrecke verliert.

Für reine Rutherfordstreuung ist:

$$w(\epsilon) = \frac{2\pi e^4 \rho N Z}{mv^2 A} \cdot \frac{1}{\epsilon^2} . \quad (4.1.2.2.)$$

Durch eine Laplace-Transformation, um die Abhängigkeit von Δ zu bekommen, erhält er die Gleichung:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{2\pi i} \cdot \int_{+i\infty+\sigma}^{-i\infty+\sigma} e^{[p\Delta - x \int_0^\infty w(\epsilon) (1-e^{-p\epsilon}) d\epsilon]} dp \quad (4.1.2.3.)$$

(wobei $\sigma > 0$ eine Parallelverschiebung des Integrationsweges entlang der imaginären Achse darstellt).

Es wird der sogenannten "Landau-Parameter" als dimensionslose Größe eingeführt:

$$\lambda = \frac{\Delta - \xi \cdot (\ln(\xi/\epsilon') + 1 - \gamma)}{\xi} \quad (4.1.2.4.)$$

mit

$$\begin{aligned} \xi &= x \cdot \frac{2 \pi N e^4 \rho Z}{m v^2 A} \quad (4.1.2.5.) \\ &= x \cdot \frac{2 \pi r_0^2 \rho m c^2 N Z}{\beta^2 A}, \quad \text{da } r_0 = e^2/mc^2. \end{aligned}$$

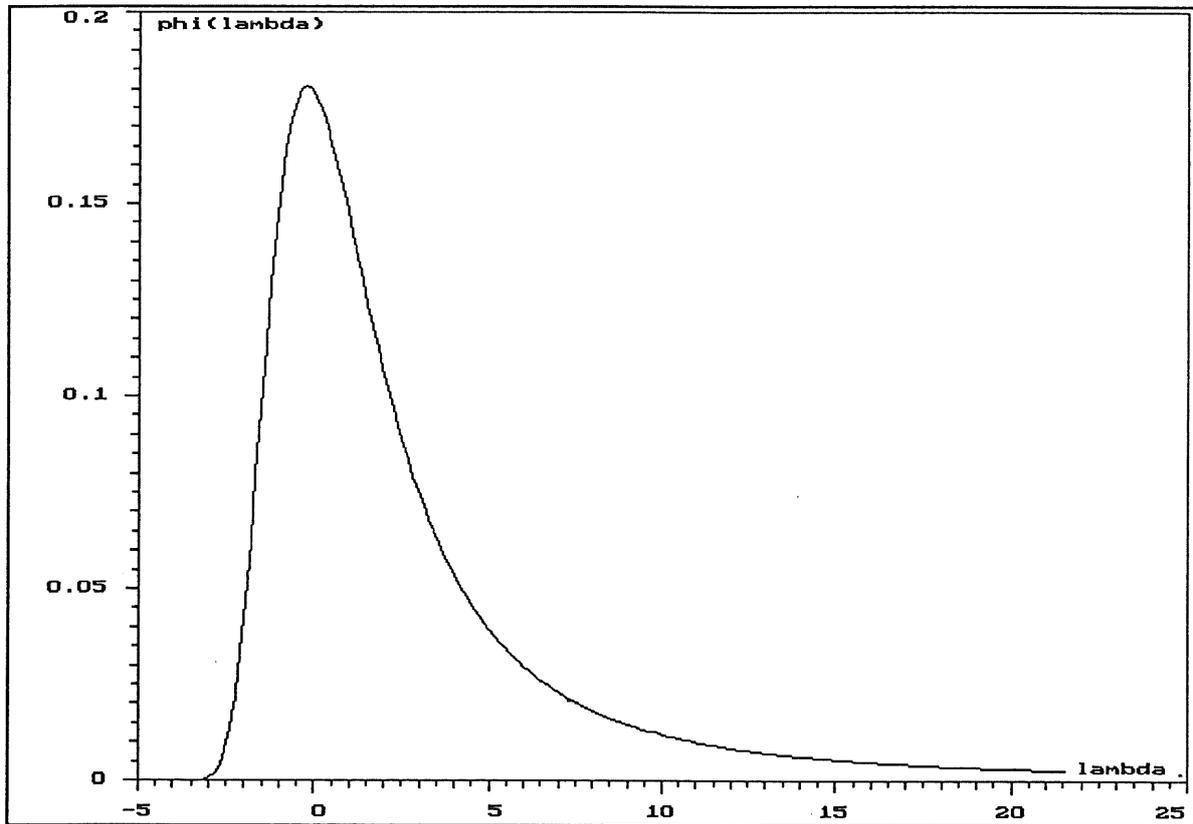
Die Gleichung für die Verteilungsfunktion erhält somit die Form:

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{u \cdot \ln(u) + \lambda \cdot u} du . \quad (4.1.2.6.)$$

Diese Gleichung läßt sich nicht exakt analytisch lösen. Daher gibt es verschiedene Ansätze, numerische Werte für die Landauverteilung zu erhalten (vgl. Anhang (Kapitel 8.2.)).

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

Der Verlauf der Verteilungsfunktion, berechnet nach dem Verfahren von Kölbing und Schorr [Köl 84] (vgl. Anhang, Kapitel 8.2.), wird in Abbildung 4.2 graphisch dargestellt:



Landau-Verteilung

Abbildung 4.2

In den Veröffentlichungen [Sel 64] und [Jul 78] finden wir folgende Formel für die Abhängigkeit des Landau-Parameters vom Energieverlust Δ bei festem mittleren Energieverlust $\langle E \rangle$:

$$\lambda = \frac{\Delta - \langle E \rangle}{\xi} - (1 - \gamma) - \beta^2 - \ln(\xi/\epsilon_{\max}) \quad (4.1.2.7.)$$

Bei bekanntem λ_{\max} für die Lage des Maximums der Verteilung, kann die Formel zur Berechnung des wahrscheinlichsten Energieverlustes Δ_p in Abhängigkeit vom mittleren Energieverlust $\langle E \rangle$ umgestellt werden [Jul 78]:

$$\Delta_p = \langle E \rangle + \lambda \cdot ((1 - \gamma) + \beta^2 + \ln(\xi/\epsilon_{\max}) + \lambda_{\max}). \quad (4.1.2.8.)$$

Ein Näherungswert für λ_{\max} ist -0.05 [Lan 44].

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

4.1.3. Die Vavilov-Verteilung

Die Transportgleichung wird in diesem Fall, ausdrücklich angelehnt an die Notation von Landau, angesetzt [Vav 57, S. 749], [Sel 64, S. 191] mit:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \int_0^b w(\epsilon) f(x, \Delta - \epsilon) d\epsilon - f(x, \Delta) \int_0^{\epsilon_{\max}} w(\epsilon) d\epsilon. \quad (4.1.3.1.)$$

Dabei ist ϵ_{\max} die maximal übertragbare Energie bei einem Stoß und

$$\begin{aligned} b &= \Delta && \text{für } \Delta \leq \epsilon_{\max} \\ \text{bzw. } b &= \epsilon_{\max} && \text{für } \Delta > \epsilon_{\max}. \end{aligned}$$

Der wesentliche Unterschied zur Landau-Verteilung ist die Integrationsgrenze ϵ_{\max} . Statt bis ins Unendliche wird nur bis zu einer Energiegrenze ϵ_{\max} integriert. Für schwere Teilchen ist der maximal mögliche Energieübertrag näherungsweise:

$$\epsilon_{\max} = 2 mc^2 \beta^2 / (1 - \beta^2). \quad (4.1.3.2.)$$

Als Ergebnis der Laplace-Transformation erhält Vavilov: (4.1.3.3.)

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{2\pi i} \cdot \int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{[p\Delta - x \int_0^{\epsilon_{\max}} w(\epsilon) (1 - e^{-p\epsilon}) d\epsilon]} dp.$$

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlustes durch Stöße gilt auch hier speziell für schwere Teilchen (als Beispiele werden Protonen und Mesonen genannt [Sel 64]).

Die Formel (4.1.2.2.) läßt sich

$$\begin{aligned} \text{mit } r_e &= \text{klassischer Elektronenradius} \\ &= e^2 / mc^2, \\ \beta &= v/c \end{aligned}$$

und unter relativistischer Betrachtung anders schreiben:

(4.1.3.4.)

$$\begin{aligned} w(\epsilon) &= \frac{2\pi r_e^2 mc^2 \rho N Z}{\beta^2 A} \cdot \frac{1 - \beta^2 \epsilon / \epsilon_{\max}}{\epsilon^2}, && \text{für } \epsilon \leq \epsilon_{\max} \\ &= 0 && , \text{ für } \epsilon > \epsilon_{\max} \end{aligned}$$

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

x sei die Schichtdicke oder allgemein die zurückgelegte Wegstrecke. Mit den Definitionen der Größen

$$\xi = x \cdot \frac{2\pi r_e^2 mc^2 \rho N Z}{\beta^2 A} \quad (4.1.3.5.)$$

(häufig wird folgendes Produkt aus Konstanten zusammengefaßt:

$$2\pi r_e^2 N = 0.30058 \text{ cm}^2/\text{mol}) \quad (4.1.3.6.)$$

$$\text{und } \kappa = \xi/\epsilon_{\max} \quad (4.1.3.7.)$$

kann man schreiben:

$$\begin{aligned} x \cdot w(\epsilon) &= \xi \cdot \frac{1 - \beta^2 \epsilon/\epsilon_{\max}}{\epsilon^2} \quad (4.1.3.8.) \\ &= \frac{\xi}{\epsilon^2} - \frac{\beta^2 \kappa}{\xi} . \end{aligned}$$

Der mittlere Energieverlust beträgt nach der einfachen Bethe-Bloch-Gleichung:

$$E = \xi \cdot \left[\ln \left(\frac{2 mc^2 \beta^2 \epsilon_{\max}}{(1-\beta^2) I^2(Z)} \right) - 2 \beta^2 \right] \quad (4.1.3.9.)$$

nach ■ Einsetzen der obigen Beziehungen,
 und ■ Ausführen der Integration von 0 bis ϵ_{\max} ,
■ Ersetzen von $p \cdot \epsilon_{\max}$ durch z

erhält man [Vav 57, Formel (8)]:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{2\pi i} \cdot \frac{1}{\epsilon_{\max}} \cdot e^{\kappa(1 + \beta^2 \gamma)} \quad (4.1.3.10.)$$

$$\cdot \int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{\left[z\lambda_1 + \kappa \left[(z+\beta^2)(\ln(z)-\text{Ei}(z)) - \exp(-z) \right] \right]} dz,$$

mit der Zusammenfassung zum "Vavilov-Parameter"

$$\lambda_1 = (\Delta - E)/\epsilon_{\max} - \kappa(1 + \beta^2 \gamma) \quad (4.1.3.11.)$$

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

und der Definition

$$Ei(z) = \text{Integralexponentialfunktion}^4).$$

Nach Ausführen der Integration entlang der imaginären Achse wird [Vav 57, Formel (16)]:

$$f(x, \Delta) = \frac{\kappa}{\pi \xi} \cdot e^{\kappa(1 + \beta^2 \gamma)} \cdot \int_0^{\infty} e^{(\kappa f_1)} \cdot \cos(y \lambda_1 + \kappa f_2) dy \quad (4.1.3.12.)$$

mit den Zusammenfassungen:

$$\begin{aligned} f_1 &= \beta^2 (\ln(y) - Ci(y)) - \cos(y) - y Si(y), \\ f_2 &= y (\ln(y) - Ci(y)) + \sin(y) + \beta^2 Si(y). \end{aligned}$$

Si(y) ist definiert als der Integral-Sinus⁵⁾ von y und Ci(y) als Integral-Cosinus⁶⁾ von y.

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $\varphi(\lambda_1)$ ergibt sich aus dem Produkt $\xi \cdot f(x, \Delta)$.

Der Zusammenhang zwischen dem λ von Landau und λ_1 von Vavilov ist gegeben durch [Vav 57], [Sel 64, Formel (10)]:

$$\lambda = \lambda_1 / \kappa - \ln(\kappa), \quad (4.1.3.13.)$$

Beim Übergang von $\kappa \rightarrow 0$, das heißt für große mögliche Energieverluste für die einzelne Wechselwirkung im Vergleich zum mittleren Energieverlust, geht die Vavilov-Verteilung in die **Landau-Verteilung** über (Vavilov gibt die praktische Grenze bei $\kappa \approx 0.01$

$$\begin{aligned} 4) \quad [\text{Bro 60}]: \quad Ei(x) &= \int_{-\infty}^x \frac{\exp(t)}{t} dt && \text{für } x < 0 \\ &= \gamma + \ln(|x|) + x/(1 \cdot 1!) + x^2/(2 \cdot 2!) + \dots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 5) \quad [\text{Bro 60}]: \quad Si(x) &= \int_0^x \frac{\sin(t)}{t} dt \\ &= x - x^3/(3 \cdot 3!) + x^5/(5 \cdot 5!) - x^7/(7 \cdot 7!) + \dots \end{aligned}$$

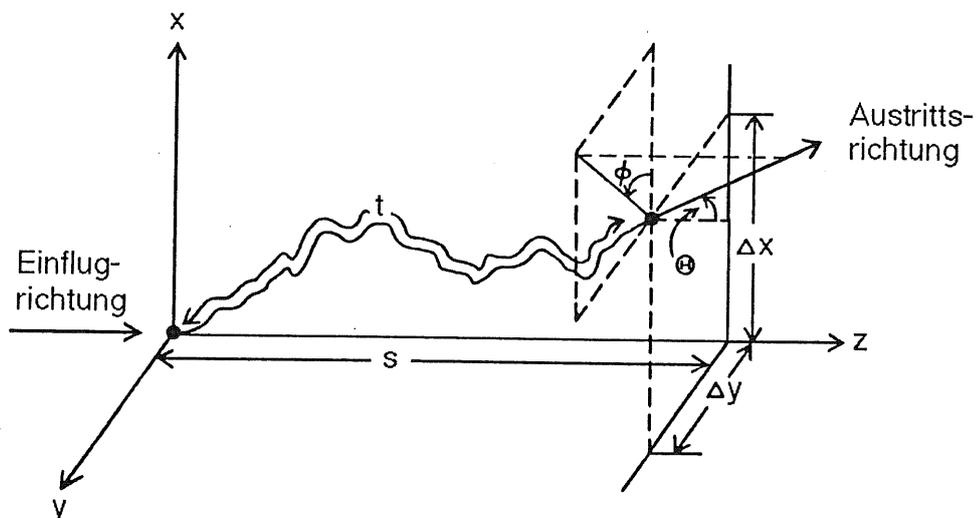
$$\begin{aligned} 6) \quad [\text{Bro 60}]: \quad Ci(x) &= - \int_x^{\infty} \frac{\cos(t)}{t} dt \\ &= \gamma + \ln(x) - x^2/(2 \cdot 2!) + x^4/(4 \cdot 4!) - x^6/(6 \cdot 6!) + \dots \end{aligned}$$

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

an), wohingegen sich die Verteilung bei **sehr großen** κ (Grenze bei ungefähr $\kappa = 1$) der **Gauß-Verteilung** nähert.

4.1.4. Vielfachstreuung

Durch elastische Coulomb-Streuprozesse an den Atomkernen, bei denen die Energieüberträge jeweils nicht nennenswert sind, werden geladene Teilchen jeweils um kleine Winkel abgelenkt. Beim Durchqueren einer dünnen Schicht können diese kleinen Winkelbeträge durch ihre Vielzahl die Flugrichtung eines Teilchens erheblich ändern (siehe Abbildung 4.3) und führen zu einem effektiven Ablenkwinkel am Ende der Schicht. Die zugrundeliegenden Streuungen werden mit dem Begriff **Vielfachstreuung** (multiple scattering) bezeichnet.



Schematische Darstellung der Vielfachstreuung [SLAC 210]

Abbildung 4.3

Durch die statistisch verteilten Kleinwinkel-Streuungen kann das Teilchen, mikroskopisch betrachtet, einen längeren Weg 't' (total distance travelled) zurücklegen als die direkte Verbindungslinie 's' (straight line distance)⁷⁾ zwischen dem Anfangs- und dem Endpunkt eines makroskopisch festzustellenden Wegstücks. Eine Simulation der Vielfachstreuung muß demnach einerseits aus der Korrektur der Bewegungsrichtung eines geladenen Teilchens

⁷⁾ Bezeichnungen aus 'EGS'-Handbuch [SLAC 210]

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

und andererseits der Berücksichtigung der Diskrepanz zwischen makroskopisch und mikroskopisch zurückgelegter Wegstrecke für die Energiedeposition nach jedem Transportschritt bestehen.

Die Verteilung des Streuwinkels θ erfolgt in 'EGS'⁸⁾ gemäß einer Wahrscheinlichkeits-Dichtefunktion (p.d.f. = probability density function) unter Benutzung der Molière-Theorie nach Bethe.

Die Theorie selbst soll hier nicht explizit dargestellt werden. Im folgenden wird lediglich erläutert, wie im Simulationsprogramm 'EGS' die Vielfachstreuung behandelt wird und welche Grenzen für die Schrittweiten dabei beachtet werden.

Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung am Coulombpotential eines Atomkerns ist proportional zu Z^2 . Um den Einfluß der Elektronenhülle zu berücksichtigen wird Z^2 in 'PEGS' durch $Z \cdot (Z + \xi_{MS})$ ersetzt. Eigentlich bräuchte man die Streuung an den Hüllenelektronen an dieser Stelle nur für jene zu betrachten, die bei den Simulationen nicht explizit weiter verfolgt werden (vgl. Kapitel 4.3.). ξ_{MS} wird jedoch als sogenannter 'fudge factor' (Schummelfaktor) eingeführt, mit dem man die Vielfachstreuung an die experimentellen Ergebnisse anpassen soll, und der mit dem Wert '1' vorbelegt wird [SLAC 210].

Folgende Grenzen haben für die Simulationen eine Bedeutung [SLAC 210], [SLAC 265]:

$(t_{eff})_0$:

Kleinster Weg, der zurückgelegt werden muß, um mindestens 20 Streuereignisse zuzulassen. Diese Bedingung hat Molière für die Richtigkeit seiner Theorie gestellt.

t_B :

Die maximale Wegstrecke, bei der eine von Bethe aufgestellte Bedingung für die Gültigkeit des Verfahrens noch erfüllt ist (hängt von der Energie ab). Als obere Schranken $TMXS(E)$ werden in 'PEGS' jeweils das Minimum von $0.8 \cdot t_B(E)$ und $10 \cdot X_0$ genommen. Im Simulationsprogramm 'EGS' darf zusätzlich die obere Schranke $200 \cdot (t_{eff})_0$ nicht überschritten werden, was in der alten Version 'EGS 2' den einzigen oberen Grenzwert darstellte.

Wenn aufgrund einer zu geringen Schrittweite weniger als ein Streuereignis zu erwarten ist, werden keine Korrekturen der Flugrichtung und der zurückzulegenden Wegstrecke vorgenommen. In 'EGS 4' werden diese Ereignisse in der Variablen **NOSCAT** mitgezählt.

⁸⁾ Wenn keine Versionsnummer angegeben wird, gelten die Aussagen für 'EGS 3' und 'EGS 4' gleichermaßen.

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

Wenn für ein Material eine zusätzliche Beschränkung der Schrittweiten durch Angabe von ESTEPE (als Bruchteil des Energieverlustes der kinetischen Energie pro Transportschritt, siehe Kapitel 4.1.5.) vereinbart wird, werden die Werte für TMXS vom Unterprogramm FIXTMX entsprechend überschrieben.

Die Vielfachstreuung wird im Simulationsprogramm 'EGS' für jeden Transportschritt eines geladenen Teilchens in folgender Weise berücksichtigt:

1. Weglängenkorrektur

Es wird, wie oben erläutert, zwischen dem effektiv zurückgelegten Weg 's' und dem tatsächlich zurückgelegten Weg 't', der durch die nicht geradlinige Bewegung des Teilchens länger ist, unterscheiden. Im Programmteil für den Transport der Elektronen und Positronen in 'EGS' geht man so vor, daß die zurückzulegende Wegstrecke (z.B. bis zur nächsten Mediumsgrenze) als 't' angenommen wird, und 's' daraus, unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung, berechnet wird. Damit ist der Weg, den das Teilchen effektiv zurücklegt, immer kürzer als der ursprünglich berechnete. Der Energieverlust wird aber jeweils auf den längeren Weg 't' bezogen.

2. Korrektur der Bewegungsrichtung

Am Ende dieses Weges wird eine Winkelabweichung von der ursprünglichen Richtung mit den Komponenten θ und ϕ berechnet. Der Ablenkwinkel θ von der ursprünglichen Bewegungsrichtung wird im Unterprogramm MSCAT gemäß der Molière-Theorie bestimmt und darf maximal 180° betragen. Der Azimutwinkel wird, gleichverteilt zwischen 0° und 360° , im Unterprogramm UPHI bestimmt. Eine seitlichen Versetzungen (Δx , Δy) senkrecht zur Flugrichtung werden dabei nicht berücksichtigt.

4.1.5. Korrektur der Vielfachstreuung durch eine Beschränkung der Schrittlänge

Von D.W.O. Rogers [Rog 84] wurde herausgefunden, daß die Weglängenkorrektur zur Berücksichtigung der Vielfachstreuung bei niederenergetischen Elektronen für große Schrittweiten von dem Algorithmus in 'EGS' überschätzt wird. Für seine Untersuchungen, bei denen es auf die Simulation von Elektronen geringer Energie in leichten Materialien (Wasser, Gewebe) ankam, wurde von ihm folgendes Verfahren verwendet, um dieser Ungenauigkeit auszuweichen:

Um zu große Schrittweiten zu vermeiden, kann man sie derart beschränken, daß pro Schritt nur ein bestimmter Anteil der kine-

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

tischen Energie durch Ionisation⁹⁾ verloren werden kann. Dies geschieht durch das Unterprogramm FIXTMX, welches vor dem Simulationslauf in den von HATCH eingelesenen Tabellen die Werte für die ursprünglich maximal zulässige Weglänge¹⁰⁾ im zuvor beschriebenen Sinne korrigiert. Der Name für die Variable, welche die obere Grenze für den Energieverlust pro Transportschritt festlegt, ist ESTEPE und wird im weiteren Verlauf der Arbeit bei jeder Quantifizierung dieser Größe benutzt. Ein maximaler Energieverlust von 1% der kinetischen Energie pro Schritt würde bedeuten: ESTEPE = 0.01. Die Wirkung dieser Korrektur besteht während der Simulationen darin, daß ein Schritt zwischen zwei diskreten Wechselwirkungen, auf dem mehr als dieser Prozentsatz der kinetischen Energie durch Ionisation abgegeben wird, in kleine Schritte aufgeteilt wird. Für jeden dieser Schritte wird die Weglängenkorrektur zur Berücksichtigung der Vielfachstreuung separat vorgenommen und zwischen den Schritten eine Winkelkorrektur durch das Unterprogramm MSCAT berechnet.

Eine untere Grenze für den maximal zulässigen relativen Energieverlust pro Schritt ergibt sich aus der Tatsache, daß für zu kleine Transportschritte die Vielfachstreuung von 'EGS' nicht mehr behandelt wird. Die Anzahl der Unterdrückungen des Vielfachstreu-Algorithmus wird in einer Variablen namens NOSCAT während der Simulation mitgezählt und kann somit überwacht werden.

Die Wahl von ESTEPE ist vom Material, den geometrischen Abmessungen und damit der Abschneideenergie abhängig und muß durch Probesimulationen ermittelt werden. In [Rog 84] wurden die Ergebnisse der 'EGS'-Simulationen mit CYLTRAN-Simulationen¹¹⁾ verglichen, die einen anderen Vielfachstreu-Algorithmus verwenden. Als günstigen Bereich für ESTEPE nennt Rogers 0.0025 bis 0.04 (0.25% bis 4% der kinetischen Energie).

⁹⁾ In diesem Fall ist der beschränkte Energieverlust gemeint, der nur Sekundärelektronen mit einer Energie unterhalb der Abschneideenergie hervorbringt (restricted energy loss).

¹⁰⁾ Eine maximal zulässige Wegstrecke zwischen zwei diskreten Wechselwirkungen wird in 'PEGS' nach dem Bethe-Kriterium (vgl. Kapitel 4.1.4.) in Abhängigkeit von der Energie berechnet und als Tabelle in einer Datei abgespeichert.

¹¹⁾ CYLTRAN ist eine Weiterentwicklung von ETRAN und benutzt einen Vielfachstreu-Formalismus von Goudsmit-Saunderson. Ein wesentlicher Unterschied zu 'EGS' besteht in der Bestimmung des Energieverlustes durch Ionisation. Er ist in ETRAN nicht gekoppelt an die Erzeugung von diskreten Sekundärelektronen, sondern wird gesondert, von einer Abschneideenergie für Elektronen unabhängig, berechnet. Hierbei wird die Energieverlustverteilung nach Landau verwendet. Dieses Programm wurde ausführlich mit Messungen verglichen [Rog 84].

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

4.1.6. Bremsstrahlung

Durch die Beschleunigung der geladenen Teilchen im Coulombfeld der Atomkerne werden Photonen emittiert, die als **Bremsstrahlung** bezeichnet werden.

Der insgesamt auftretende Energieverlust durch Bremsstrahlung am Atomkern (pro Weegeinheit) läßt sich, komplette Abschirmung des Kerns durch die Hüllenelektronen berücksichtigt, für große Energien¹²⁾ ($E \gg 137 \cdot mc^2 \cdot Z^{-1/3}$) ausdrücken durch die Formel [Ros 52]:
(4.1.6.1.)

$$\left[- \frac{dE}{dx} \right]_{\text{brems}} = 4\alpha r_0^2 \cdot \frac{N \cdot Z^2 \cdot \rho}{A} \cdot \left[\ln(183 \cdot Z^{-1/3}) + 1/18 \right] \cdot E_{\text{kin}}$$
$$= 1/X_0 \cdot E_{\text{kin}}$$

(vergleiche mit Ansatz bei der Einführung der Strahlungslänge X_0 im Anhang (Kapitel 8.1.1.)).

Es werden im PEGS-Programm standardmäßig folgende Korrekturen an dieser einfachen Formel vorgenommen:

- Coulomb-Korrektur $f_c(Z)$,
- der Einfluß der Hüllenelektronen wird berücksichtigt, indem Z^2 durch $Z^2 + \xi(Z) \cdot Z = Z \cdot (Z + \xi(Z))$ ersetzt wird.

Bei der Simulation der Bremsstrahlung wird, wie beim Energieverlust geladener Teilchen durch Anregung und Ionisation, unterschieden zwischen:

- kontinuierlichem Energieverlust:

Energieverluste, die Photonen einer Energie unter der Abschneideenergie 'AP' hervorbringen. Die dem Teilchen verlorene Energie wird als am Ort deponiert angesehen.

- diskreten Prozessen des Energieverlustes:

Einzelnen zu behandelnde Prozesse, bei denen Photonen einer Energie höher als die Abschneideenergie 'AP' erzeugt werden und vom Simulationsprogramm auf ihrem weiteren Weg verfolgt werden können.

¹²⁾ die Grenze ist für Silizium ($Z=14$) etwa 29 MeV
und für Blei ($Z=82$) etwa 16 MeV

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

Nicht berücksichtigt werden [SLAC 210, S. 2.7-2 und S. 2.7-11]:

- Unterdrückungs-Effekt ('suppression effect'), der für Energien größer als 10^{13} eV = 10^7 MeV wirksam wird.
- Für große Energien der Photonen geht der verwendete differentielle WW-Querschnitt gegen 0. Tatsächlich läuft er gegen einen sogenannten "Hochfrequenz-Grenzwert (high frequency limit)".
- Der sogenannte "Elwert Faktor", der für eine Elektronenenergie von unter 2 MeV (kinetisch) zum Tragen kommt. Dies bewirkt eine Überschätzung der Bremsstrahlung [Rog 84].

4.1.7. Positron-Elektron Annihilation

Ein Positron kann in Materie zusammen mit einem Elektron zu Photonen zerstrahlen (Positron-Elektron-Vernichtung). Am wahrscheinlichsten ist die 'zwei-Photonen-Annihilation', die im Programmpaket 'EGS' berücksichtigt wird. Es sei hier angemerkt, daß auch dieser Prozeß nur im Coulombfeld des Kerns stattfinden kann, damit Energie- und Impulserhaltung gleichzeitig erfüllt werden können. Für 'EGS' wurde der Wirkungsquerschnitt nach Heitler (1954) zugrunde gelegt [SLAC 210].

Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit 'Erzeugung von einem Photon' zu 'Erzeugung von zwei Photonen' durch Annihilation ist bis zu sehr hohen Energien klein, bei denen der absolute Annihilations-Wirkungsquerschnitt allerdings auch sehr klein wird [SLAC 210]. Bei einer Energie des Positrons von 1 MeV beträgt das Verhältnis 3%, bei 3 MeV schon 5% [Mes 70]. Die Erzeugung von drei und mehr Photonen durch Annihilation ist noch unwahrscheinlicher und wird daher ebenfalls vernachlässigt [SLAC 210].

Wenn ein Positron durch Ionisation und Bremsstrahlung bis zur Schwellenenergie abgebremst wird, vernichtet 'EGS' dieses ebenfalls unter Bildung eines Photon-Photon-Paares. Da in diesem Falle eine Annihilation in Ruhe ('annihilation at rest') angenommen wird, bewegen sich die beiden entstehenden Photonen diametral auseinander [SLAC 210].

4.2. Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

Die kurzen Darstellungen zu den Wechselwirkungen der Photonen mit Materie wurden nur der Vollständigkeit halber angegeben und können eine Antwort auf die Frage geben: 'Welche Wechselwirkungen werden im Simulationsprogramm 'EGS' berücksichtigt?'.

Die Paarerzeugung spielt als Vervielfachungsprozeß für die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers eine entscheidende Rolle (siehe Kapitel 2.1.). Die Comptonstreuung und der Photo-

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

effekt haben für die Schauerentwicklung keine und für die Energiedeposition eine eher untergeordnete Bedeutung.

Detaillierte Untersuchungen der Näherungen und der Einflüsse auf die Ergebnisse der Simulationen wurden nicht durchgeführt.

4.2.1. Paarerzeugung

Die Paarerzeugung ist die Vernichtung eines Photons im Coulombfeld eines Kernes, wobei ein Elektron-Positron-Paar entsteht. Diese Reaktion kann aufgrund der Energieerhaltung nur bei Photonen mit einer Energie größer als die doppelte Ruhemasse eines Elektrons (≈ 1.022 MeV) auftreten. Sie ist die vorherrschende Wechselwirkung für Photonen mit einer Energie, die größer als die kritische Energie ϵ_{crit} ist (vgl. Kapitel 8.1.2.).

4.2.2. Comptonstreuung

Die elastische Streuung eines Photons an einem freien Elektron wird als Comptoneffekt bezeichnet. Die Streuwinkel für Elektron und Photon ergeben sich bei vorgegebenem Energieübertrag aus den Gesetzen der Energie- und Impulserhaltung. Diese Beschreibung kann für hohe Energien der Photonen auch für Hüllenelektronen angewendet werden, da die Bindungsenergie vergleichsweise gering ist. Die Wirkung der Comptonstreuung ist im Energiebereich in der Nähe der kritischen Energie am entscheidendsten.

Den differentiellen Wirkungsquerschnitt kann man nach Klein und Nishina (1929) berechnen [SLAC 210 S.2.9-1], [SLAC 265, S.52].

4.2.3. Photoeffekt

Beim Photoeffekt schlägt das Photon ein Elektron aus der Hülle und wird dabei absorbiert. Dies ist nur für sehr niederenergetische Photonen möglich und ist der dominante Effekt bei Photonen unterhalb einiger hundert keV.

Für 'EGS' wurden die Wirkungsquerschnitte für die Elemente mit $Z=1$ bis 100 Tabellen von Storm und Israel (1970) entnommen [SLAC 210, S. 2.15-1]. Für Verbindungen und Gemische werden von 'PEGS' gewichtete Mittelwerte berechnet.

War die Energie des Photons kleiner als die Bindungsenergie, wird das Photon vernichtet und seine Energie an der betreffenden Stelle deponiert. Dem ansonsten entstehenden Photoelektron wird

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

die Energie des Photons abzüglich die der K-Kante¹³⁾ sowie seine Bewegungsrichtung übertragen. Damit die Energiebilanz aufgeht, wird die Bindungsenergie im Medium deponiert.

4.3. Grenzen in der Genauigkeit im 'EGS'-Programm

Ein logischer Fehler, den Rogers in [Rog 84] erläutert, ist folgender:

Die mittlere freie Weglänge¹⁴⁾ (m.f.W.) für Elektronen variiert auf der Wegstrecke, die das Elektron zwischen zwei diskreten Wechselwirkungsereignissen zurücklegt, weil das Teilchen seine Energie durch kontinuierlichen Energieverlust vermindert. Da für hohe Abschneideenergien die m.f.W. mit sinkender Energie monoton ansteigt, wird aus dem Verhältnis der m.f.W. am Anfang und am Ende des Transportschrittes eine Wahrscheinlichkeit ermittelt, mit der das zu erwartende diskrete Ereignis am Ende des Schrittes nicht stattfinden soll. Bei niedrigen Abschneideenergien gibt es jedoch einen abfallenden Bereich für die m.f.W. bei sinkender Energie, das heißt, die Wahrscheinlichkeit eines zu simulierenden diskreten Prozesses steigt mit fallender Energie an. Dies wird im Algorithmus von 'EGS' nicht berücksichtigt.

Als Abschätzung für die Auswirkung dieses Fehlers im schlechtesten Falle wird von Rogers wie folgt angegeben: ein Elektron mit einer kinetischen Energie von 300 keV durchquere eine 2 mm dicke Siliziumscheibe. Die Abschneideenergie betrage 10 keV (kinetische Energie). Dann nimmt der Wirkungsquerschnitt bei Durchqueren der Siliziumscheibe durch den Energieverlust etwa um 25% ab. Das Elektron verliert bei dieser Abschneideenergie im Mittel 17% seiner Energie durch diskrete Ereignisse. Daraus wird gefolgert, daß der Energieverlust des Elektrons um 4% unterschätzt wird. Der Effekt wird allerdings für höhere Elektronenenergien kleiner, da die Änderung des Wirkungsquerschnittes bei Durchqueren der Scheibe geringer wird.

Eine weitere Ungenauigkeit liegt in der Behandlung der Streuungen an den Hüllenelektronen. Einerseits werden diese mit der Vielfachstreuung berücksichtigt, indem anstatt Z^2 der Term $Z \cdot (Z + \xi_{MS})$ verwendet wird (mit $\xi_{MS}=1$, vgl. Kapitel 4.1.4.). Ein Teil der Streuungen wird doppelt erfaßt, weil andererseits auch bei einem diskreten Energieübertrag auf ein Hüllenelektron,

¹³⁾ Diese Werte sind ebenfalls tabelliert. Im Falle von zusammengesetzten Verbindungen werden die Energien der K-Kante gewichtet gemittelt.

¹⁴⁾ Das ist in diesem Fall, analog zum reduzierten Energieverlust, eine 'verlängerte Weglänge' zwischen zwei Ereignissen, die Elektronen (Møllerstreuung) oder Photonen (Bremsstrahlung) oberhalb ihrer jeweiligen Schwellenenergien hervorbringen.

4. Wechselwirkungsprozesse im e.m. Schauer

welches vom Simulationsprogramm weiter verfolgt werden soll, eine Streuung des primären Elektrons erfolgt [Rog 84].

5. Untersuchungen zur Verteilung der deponierten Energie in dünnen Si-Halbleiter-Detektoren beim Durchgang von Elektronen

Als erste Stufe zur Simulation eines vollständigen elektromagnetischen Schauers wurden gemessene Spektren der deponierten Energien bei der Durchquerung von monoenergetischen Elektronen durch dünne Si-Halbleiter-Detektoren verschiedener Dicken, mit entsprechenden Ergebnissen von Simulationen verglichen. Hiermit sollten die Eignung des EGS-Programms für diese Problemstellung überprüft und gegebenenfalls vorteilhafte Werte für einige wählbare Simulationsparameter gefunden werden.

Die für die Messungen eingesetzten Elektronenquellen waren einerseits ein **Gammapräparat**, dessen Konversionselektronen mit einer kinetischen Energie im Bereich um 1 MeV genutzt werden sollten, andererseits der **Teststrahl 26** an der Hamburger DESY-Anlage, der mit Elektronenenergien von 750 MeV und 3000 MeV betrieben wurde.

Die aktive Detektoroberfläche betrug jeweils ca. 2 cm², was einem Durchmesser von etwa 1.6 cm entspricht. Die Bauweise und Funktion der Halbleiterdetektoren wurden bereits in Kapitel 2.3 erläutert.

5.1. Messungen zum Durchgang niederenergetischer Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren

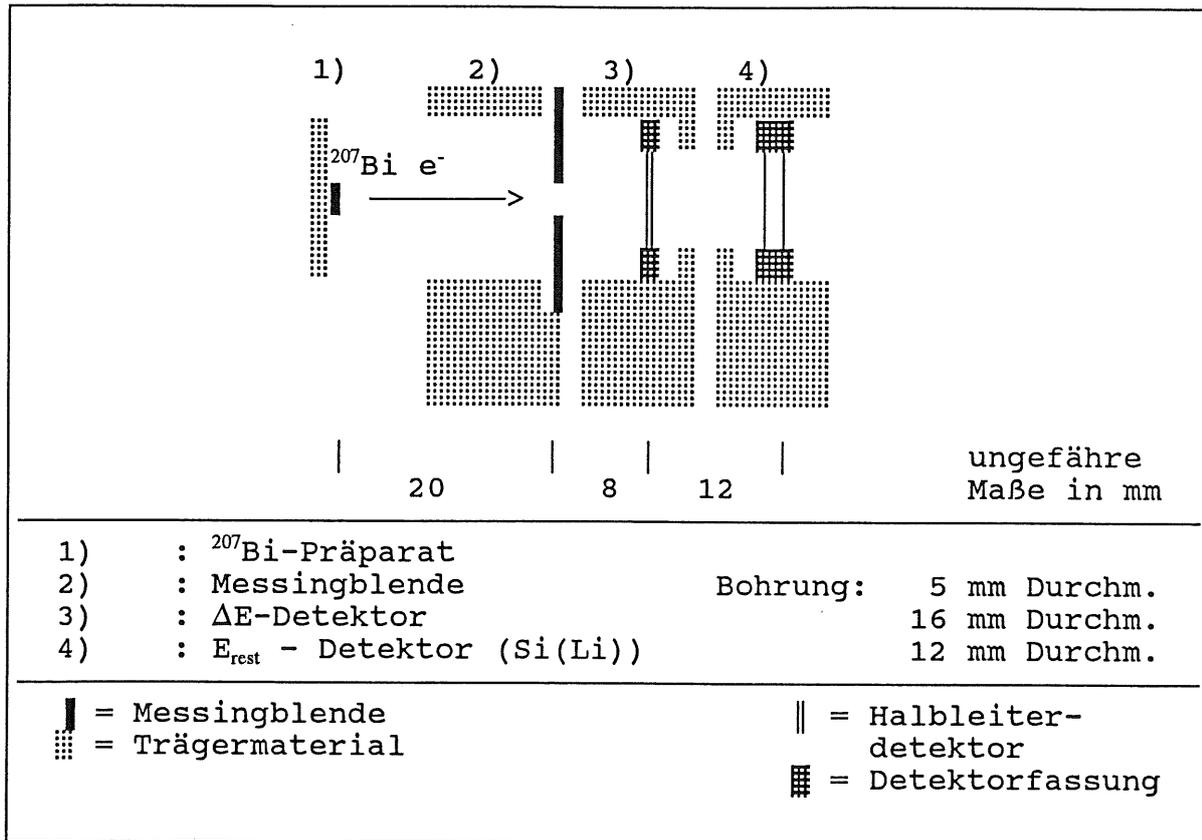
$$(E(\text{in}) = 1 \text{ MeV})$$

Zunächst werden die Messungen der deponierten Energien in dünnen Si-Detektoren beim Durchgang von Elektronen mit einer kinetischen Energie von etwa 1 MeV vorgestellt, die später mit den entsprechenden Simulationen verglichen werden sollen.

5.1.1. Der Versuchsaufbau und die Kanal-Energie-Eichung

Der aus Abbildung 5.1.1 ersichtliche Versuchsaufbau gestattete es, die in einem dünnen Silizium-Detektor deponierte Energie beim Durchgang der niederenergetischen Elektronen direkt zu messen.

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen



Skizze der Meßanordnung in Seitenansicht
 Abbildung 5.1.1

Die Messungen wurden mit oben skizzierten Versuchsaufbau in einer ausreichend evakuierten Meßkammer vorgenommen:

Die Detektoren wurden mit einem Kryostaten auf etwa -20°C abgekühlt, um deren durch den Ruhestrom hervorgerufenes Rauschen zu vermindern.

Die vom Wismut-Präparat emittierten Elektronen konnten durch eine Messingblende (Materialstärke 2 mm, Durchmesser der Bohrung 5 mm) das Zentrum des dünnen " ΔE -Detektors" erreichen. Hinter diesem wurde in etwa 12 mm Abstand ein Lithium-gedrifteter Siliziumdetektor " E_{rest} -Detektor" mit einer aktiven Dicke von etwa 4 mm aufgebaut, der die Restenergie der Elektronen aufnehmen sollte, die den dünnen Detektor durchquert hatten.

Eine Koinzidenzelektronik triggerte nur für solche Ereignisse das Meßgerät, bei denen in beiden Detektoren Energie depo-

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

niert worden war. Außerdem mußte von einem **Fensterdiskriminator**¹⁾ erkannt werden, daß die Summe der in beiden Detektoren registrierten Energien in einem definierten Fenster liegt. Auf diese Weise sollte sichergestellt werden, daß nur Ereignisse selektiert wurden, bei denen ein Elektron mit einer kinetischen Energie von etwa 1 MeV den Detektor durchquert hatte.

Es mußte jedoch in Kauf genommen werden, daß auf diese Weise Ereignisse unterdrückt wurden, bei denen entweder die gesamte kinetische Energie des Elektrons im ΔE -Detektor deponiert wurde oder das Elektron beim Durchqueren des ΔE -Detektors so stark abgelenkt worden war, daß es den Si(Li)-Detektor nicht erreichen konnte. Dieser Aufbau bedeutet also eine Einschränkung des Winkels der den ΔE -Detektor verlassenden Teilchen.

Als Elektronenquelle diente in diesem Versuchsaufbau ein Wismutpräparat (²⁰⁷Bi), welches unter anderem Photonen mit Energien von 0.570 MeV und 1.064 MeV aussendet. Ein Konkurrenzprozeß hierzu ist die innere Konversion²⁾, bei der sogenannte Konversionselektronen mit kinetischen Energien um 0.56 MeV und 1 MeV abgestrahlt werden:

Wahrscheinlichkeit [%]	Energie [MeV]	Schale
1.55	0.482	K-Schale
0.45	0.555	L-Schale
0.15	0.566 .. 0.570	M-Schale und höher
7.05	0.976	K-Schale
1.85	1.049	L-Schale
0.6	1.060 .. 1.064	M-Schale und höher

**Kinetische Energien der
in ²⁰⁷Bi entstehenden Konversionselektronen**

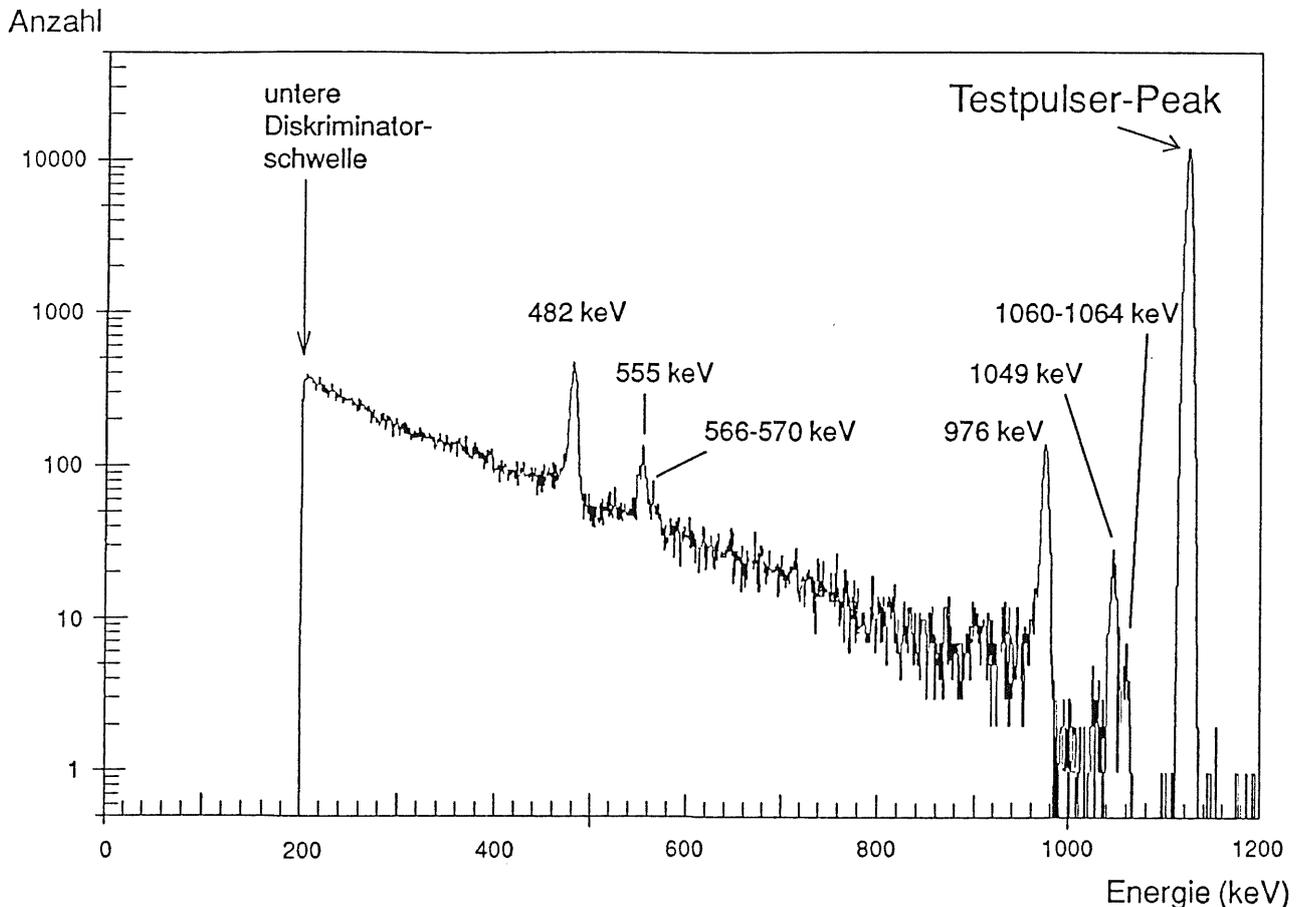
Tabelle 5.1.1

¹⁾ Signalthöhen-Filterstufe oder Fensterdiskriminator oder SCA = Single-Channel-Analyzer: elektronisches Gerät, welches nur Signale mit einer Amplitude in einem bestimmten Spannungsfenster passieren läßt. Sowohl die untere Schwelle als auch die Breite des Fensters waren an Präzisions-Potentiometern einstellbar.

²⁾ Die innere Konversion ist eine Übertragung der Anregungsenergie eines Kerns auf ein Elektron aus einer inneren Schale der Atomhülle. Die kinetische Energie des entstehenden Konversionselektrons ergibt sich aus der Energiedifferenz zwischen den beiden Kernzuständen, abzüglich der Bindungsenergie des herausgeschlagenen Elektrons.

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

Die Abbildung 5.1.2 zeigt das mit dem Detektor 85B6 aufgenommene Energiespektrum der ^{207}Bi -Quelle (Run 166):



Energiespektrum der Elektronenquelle ^{207}Bi , aufgenommen mit dem Detektor 85B6 ($d = 0.560$ mm)

Abbildung 5.1.2

Da bei derart geringen Elektronenenergien Ereignisse auftreten können, bei denen die einfallenden Elektronen vollständig im Detektor absorbiert werden, sind die in Tabelle 5.1.1 angegebenen Linien in Abbildung 5.1.2 deutlich zu erkennen. Der Bereich der wahrscheinlichsten deponierten Energie für die Elektronen einer kinetischen Primärenergie von 1000 keV liegt gerade an der unteren Grenze des ausgewerteten Spektrums bei 200 keV. Der 'Peak' am rechten Rand des Spektrums (ca. 1125 keV) wurde

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

mit einem Signal aus dem Testpulsgenerator erzeugt (Amplitude: 17000 Skt., Abschwächer: $1/(1 \cdot 5 \cdot 10 \cdot 1) = 1/50$). An ihm läßt sich das elektronische Rauschen der Meßanordnung erkennen.

In der Tabelle 5.1.2 werden die für diese Experimente verwendeten Detektoren genannt. Weitere Daten, welche die angelegte Spannung und das Rauschverhalten der Detektoren betreffen, sind der Tabelle 8.7.1 im Anhang (Kapitel 8.7.1) zu entnehmen.

Die interne **Detektorbezeichnung** setzt sich aus dem Baujahr, Kennung für den Durchmesser und einer laufenden Nummer zusammen.

Die **Dicken** der eingesetzten ΔE -Detektoren wurden direkt mit einer Meßuhr zwischen zwei Stahlkugeln gemessen.

Die Dicke des Lithium-gedrifteten Siliziumdetektors 'Si(Li)' mußte nicht genau bekannt sein. Die Reichweite eines Elektrons mit einer kinetischen Energie von 1 MeV beträgt in Silizium etwa 1.6 mm (vgl. Abschätzung der extrapolierten Reichweiten nach Katz und Penfold [Kat 52]). Der angegebene Wert für seine Dicke stammt aus den Herstellungsunterlagen.

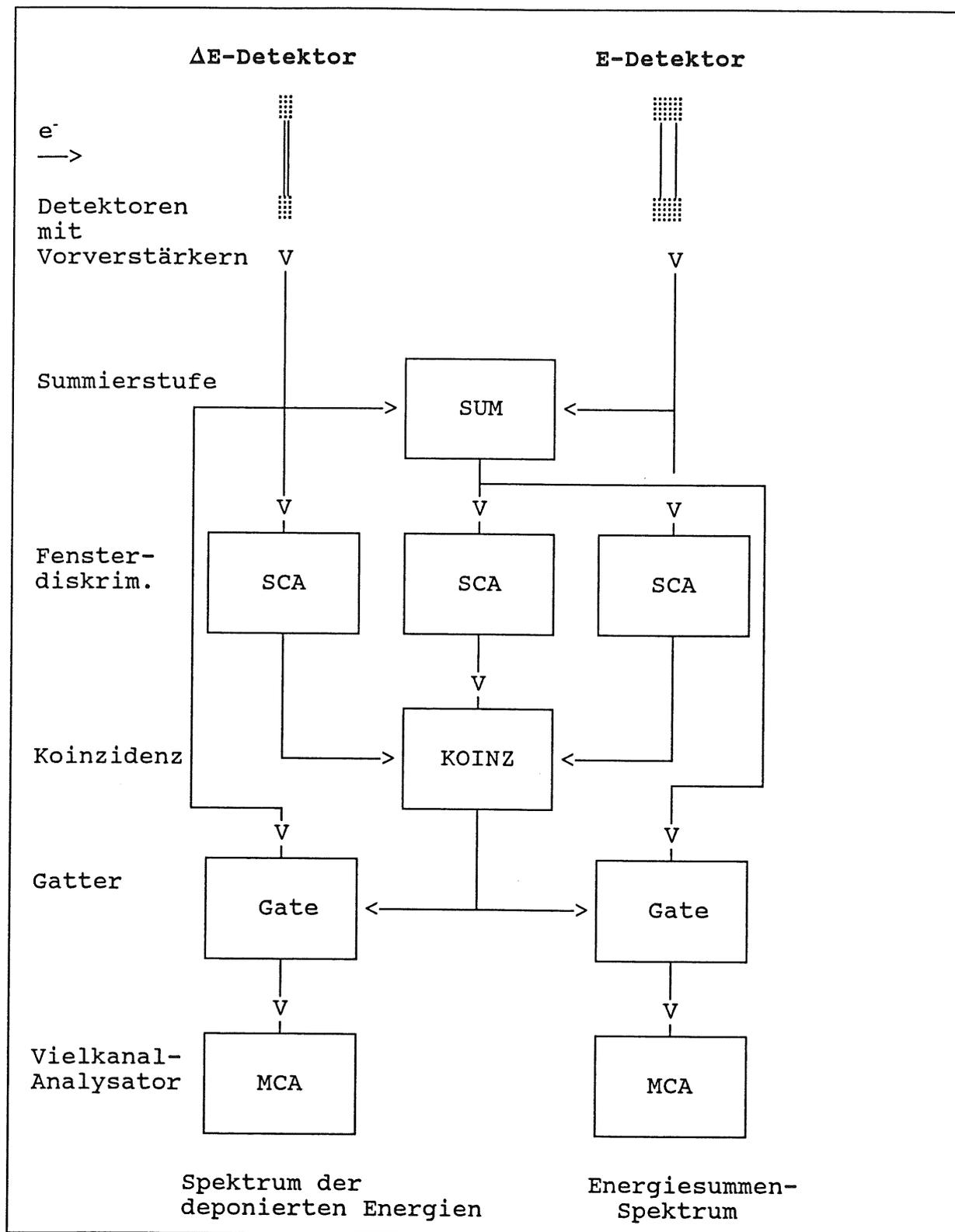
	Detektor- bezeichnung	Dicke [μm]
ΔE -Detektoren	78 B 3 85 B 6	266 ± 1 560 ± 5
E_{rest} -Detektor (Si(Li))	84/4	≈ 4000

Für die Experimente eingesetzte Si-Detektoren

Tabelle 5.1.2

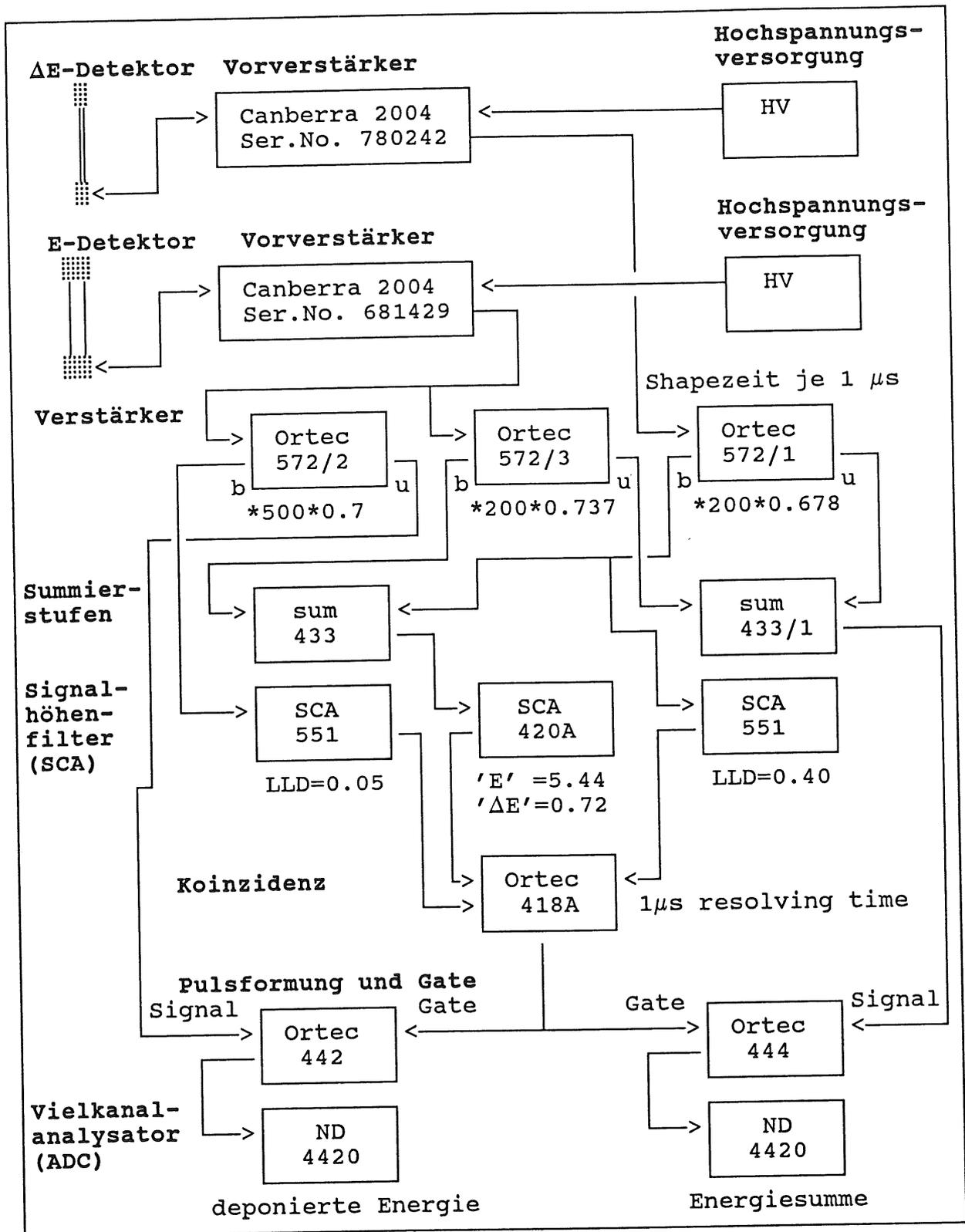
Der elektronische Aufbau für die Messungen der deponierten Energien wird in Abbildung 5.1.3 skizziert.

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen



Prinzipschaltbild für die Messung der Energiedeposition
Abbildung 5.1.3 a)

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen



Elektronischer Aufbau während der Messung der Energiedeposition
 Abbildung 5.1.3 b)

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

Hinter den Vorverstärkern und Verstärkern mußten die analogen Signale auf zwei Arten elektronisch weiterverarbeitet werden:

1. Triggerpfade

Die schnellen, bipolaren Signale liefen durch drei parallele Signalhöhen-Filterstufen. Hiermit wurden jeweils die Energiefenster für die Auswertung durch die Koinzidenzelektronik festgelegt.

Die untere Diskriminatorschwelle für die Signale vom Energieverlust-Detektor wurde so gewählt, daß das elektronische Rauschen unterdrückt werden konnte.

Für die Energiesumme legten einerseits die untere Schwelle und andererseits die Breite des Diskriminatorfensters den selektierten Energiebereich fest, welcher in etwa von 0.96 MeV bis 1.1 MeV reichen sollte.

Die untere Schwelle für den Restenergie-Detektor wurde so hoch gewählt, daß ausgeschlossen werden konnte, daß sämtliche Energie bereits im Energieverlustdetektor deponiert wurde.

2. Signalpfade

Die unipolaren, etwas langsameren Signale wurden zum einen direkt vom ΔE -Detektor und zum anderen als Summe aus den beiden Detektorsignalen auf je ein ADC³⁾ geführt. Zuvor hatten sie jeweils einen Signalformer durchlaufen, welche durch das Gatesignal getriggert wurden.

³⁾ ADC = Analog-Digital-Converter: Elektronischer Umsetzer, der aus einer analogen elektrischen Amplitude (Strom oder Spannung) zu einem z.B. durch ein Trigger-Signal bestimmten Zeitpunkt, ein digitales Ergebnis erzeugt. Die digitalen Werte werden von einem Computer gespeichert und stehen für Auswertungen zur Verfügung. Die Auflösung eines ADCs wird durch die Anzahl der Bits bestimmt aus der die Antwort besteht: z.B. bedeutet eine 10 Bit breite Antwort eine Auflösung in $2^{10} = 1024$ Stufen.

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

Eine Energie-Kanal-Eichung konnte mit Hilfe der **Linien der Konversionselektronen** aus dem Präparat vorgenommen werden. Die Positionen der Linien⁴⁾ wurden durch Anpassen einer zusammengesetzten Funktion mit einem Fitprogramm von H. Blok [Blo 75] bestimmt. Die anzupassende Funktion setzt sich aus vier Teilen zusammen:

1. doppelt exponentieller Anstieg für $x < l$:
 $f(x) = \exp (c_1 \cdot \exp(p_5 \cdot (x-p)) - c_0),$
2. ansteigende Gaußfunktion 1 für $l < x < p$:
 $f(x) = \exp (-(x-p)^2 / p_3),$
3. abfallende Gaußfunktion 2 für $p < x < r$:
 $f(x) = \exp (-(x-p)^2 / p_4),$
4. exponentieller Abfall für $x > r$:
 $f(x) = \exp (-p_6 \cdot (x-p) + c_r),$

wobei $p_3..p_6$, sowie c_1, c_r, l, p und r die gesuchten Parameter sind, die teilweise durch die Bedingungen der Stetigkeit und stetigen Differenzierbarkeit voneinander abhängig sind.

Diese Aufteilung ist für unsymmetrische Spektren, wie sie in der γ -Spektroskopie oder Kernphysik auszuwerten sind, entwickelt worden. Die vier Funktionen und die Positionen der Übergänge werden vom Programm so gewählt, daß sie stetig ineinander übergehen. Zusätzlich wird ein Untergrund ermittelt, um diesen von der Verteilung des eigentlichen Nutzsignals abzuziehen. Das Programm ist in der Lage, in einem maximal 100 Kanäle umfassenden Spektrum bis zu 10 derartiger 'Peaks' zu finden und gleichzeitig auszuwerten, wobei sich die 'Peaks' überlappen dürfen. Größere Spektren werden stückweise ausgewertet. Jeder 'Peak' darf sich aber nur innerhalb eines Bereiches von 100 Kanälen erstrecken.

Die jeweiligen Mittelwerte der 'Peaks' durch die Spannungspulse aus dem Testpulsgenerator konnten, wegen ihrer symmetrischen Verteilungen, durch Anpassung einer Gaußfunktion ermittelt werden.

⁴⁾ Stellen in einem Spektrum, in dem die Ereignisraten in festgelegten, aneinandergrenzenden Energieintervallen aufgetragen werden, einen Energiebereich mit erhöhter Wahrscheinlichkeit dar. Aus dem Englischen ist dafür die Bezeichnung 'Peak' gebräuchlich.

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

Es ergaben sich bei einer Breite der Spektren von 512 Kanälen für die Detektoren mit $d = 0.266$ (0.560) mm die Steigungen der Eichgeraden zu 1.045 (1.277) keV/Kanal. Die experimentellen oberen Grenzen für die Spektren lagen bei

$$\begin{aligned} E(\text{dep})_{\text{max}} &= 535.2 \text{ keV für } d = 0.266 \text{ mm} \\ \text{und } E(\text{dep})_{\text{max}} &= 655.2 \text{ keV für } d = 0.560 \text{ mm.} \end{aligned}$$

Die Spektren für die Eichungen und die daraus gewonnenen Eichgeraden werden im Anhang (Kapitel 8.7.2) gezeigt.

5.1.2. Die gemessenen Spektren der deponierten Energien

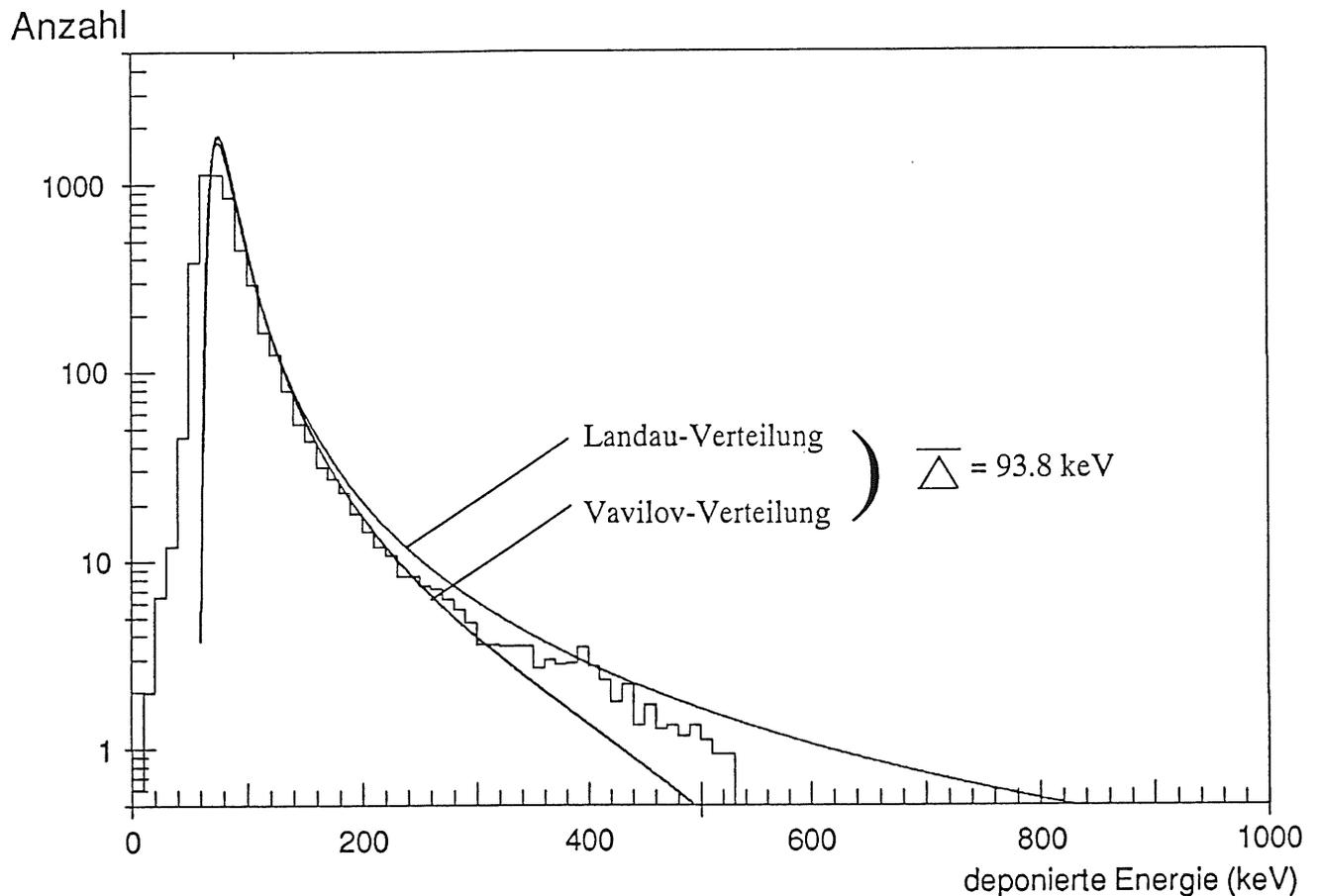
Die Abbildungen 5.1.4 a) und b) stellen die gemessenen Verteilungen der deponierten Energie der Elektronen, für welche die Koinzidenzbedingung erfüllt war, als Histogramme dar. Die Integrale der Spektren wurden willkürlich jeweils auf 5000 Ereignisse normiert. Die Binbreite beträgt in beiden Abbildungen 10 keV/Bin .

Zusätzlich werden die Landau-Verteilung und die Vavilov-Verteilung als durchgezogene Linien dargestellt. Für die Mittelwerte des Energieverlustes beim Durchqueren des Detektors wurde der mit 'PEGS 4' errechnete spezifische Energieverlust ' dE/dx ' für reine Ionisation und Anregung zugrunde gelegt. Der Zusammenhang zwischen dem mittleren Energieverlust ' $\langle E(\text{lost}) \rangle$ ' und der Detektordicke ' d ' wurde als linear angenommen:

$$\langle E(\text{lost}) \rangle = d \cdot dE/dx = d \cdot 352.7 \text{ keV/mm.}$$

Die Umrechnungen vom Energieverlust ' $E(\text{lost})$ ' in die Parameter ' λ ' und ' λ_1 ' (für die Landau- bzw. Vavilov-Verteilung) erfolgte nach den Formeln, die in Kapitel 4.1.2 und 4.1.3 vorgestellt wurden.

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen



Messung: Deponierte Energie beim Durchgang von Elektronen

$E(\text{in}) = 1 \text{ MeV};$

$d = 0.266 \text{ mm}; \langle E(\text{dep}) \rangle = 89.2 \text{ keV};$

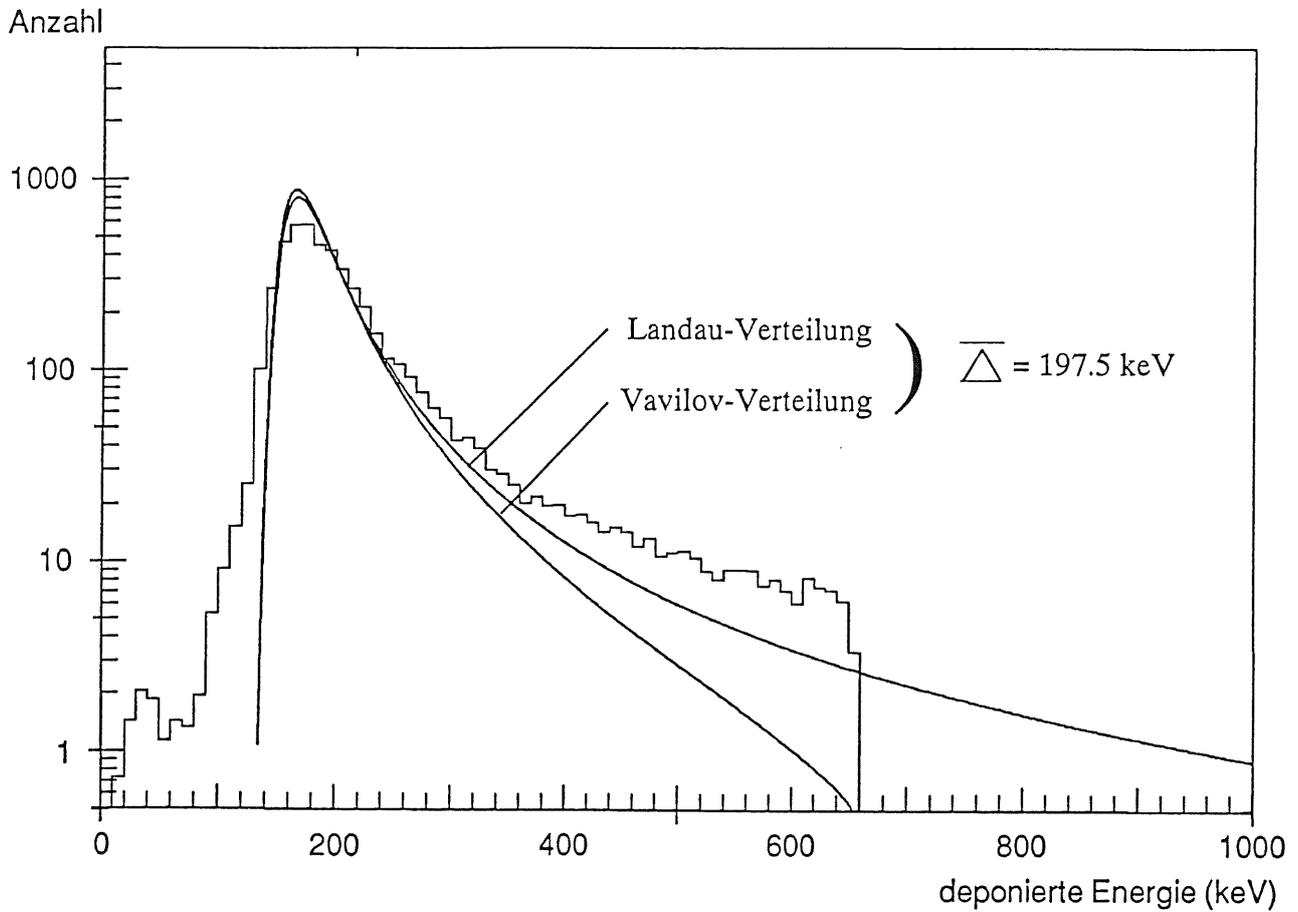
mit Landau-Verteilung: $\langle E(\text{lost}) \rangle = 93.8 \text{ keV}$

und Vavilov-Verteilung: $\langle E(\text{lost}) \rangle = 93.8 \text{ keV}$

Abbildung 5.1.4 a)

Es ist die leichte Verschiebung des wahrscheinlichsten Wertes der gemessenen deponierten Energie $E(\text{dep})_{\text{mp}}$ gegenüber dem des theoretischen Energieverlustes $E(\text{lost})_{\text{mp}}$ zu erkennen. Der Verlauf des gemessenen Spektrums liegt in etwa zwischen der Landau- und der Vavilov-Verteilung, wenn man berücksichtigt, daß das gemessene Spektrum bei ungefähr 535 keV durch das ADC-Fenster abgeschnitten wurde.

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen



Messung: Deponierte Energie beim Durchgang von Elektronen

$E(\text{in}) = 1 \text{ MeV};$

$d = 0.560 \text{ mm}; \langle E(\text{dep}) \rangle = 216.5 \text{ keV};$

mit Landau-Verteilung: $\langle E(\text{lost}) \rangle = 197.5 \text{ keV}$

und Vavilov-Verteilung: $\langle E(\text{lost}) \rangle = 197.5 \text{ keV}$

Abbildung 5.1.4 b)

In diesem Fall ist die Verschiebung des wahrscheinlichsten Wertes der gemessenen deponierten Energie gegen den des theoretischen Energieverlustes nicht zu erkennen. Das gemessene Spektrum ist jedoch erheblich breiter als die Vavilov- bzw. Landau-Verteilung für den theoretischen Energieverlust, was sich beim Mittelwert in einem Unterschied von etwa 10 % bemerkbar macht.

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

Die gemessene deponierte Energie mit der größten Wahrscheinlichkeit wird hier mit $E(\text{dep})_{\text{mp}}$ bezeichnet und wurde quantitativ mit dem Fitprogramm von H. Blok (siehe oben und [Blo 75]) aus den experimentellen Spektren bestimmt.

Für $\kappa \leq 0.01$ geht die Vavilov-Verteilung in die Landau-Verteilung über [Vav 57]. Die Dimensionierungen der untersuchten Versuchsaufbauten liegen gerade im Bereich dieses Übergangs (vgl. Tabelle 5.1.3. a)), so daß sie sich noch nicht sehr stark von der Landau-Verteilung unterscheiden dürfte. Die Formel zur Berechnung der κ -Werte ist in Kapitel 4.1.3 zu finden.

Die Größe $E(\text{lost})_{\text{mp}}$ ist der wahrscheinlichste Wert für den Energieverlust, der nach der Formel (4.1.2.8) aus Kapitel 4.1.2 berechnet werden kann, wenn eine Landau-Verteilung zugrunde gelegt wird.

Aus dem theoretischen Mittelwert des Energieverlustes lassen sich die Kurven für die Verteilungen berechnen. Um die Mittelwerte der nach oben hin beschränkten Spektren zu erhalten, wurden die Integrale

$$\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}} = \int_0^{\lambda_{\text{max}}} E(\lambda) d\varphi(\lambda)$$

numerisch bestimmt, wobei als Verteilungsfunktion die Vavilov-Verteilung benutzt wurde. Die auf diese Weise reduzierten Mittelwerte $\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}$ liegen nur unwesentlich unterhalb der Mittelwerte $\langle E(\text{lost}) \rangle$.

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

Der Tabelle 5.1.3 a) können die Hilfsgrößen für die Bestimmung der 'reduzierten' Mittelwerte $\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}(E(\text{dep})_{\text{max}})$ entnommen werden. Die Zeilen mit den Bezeichnungen 'Integral bis $E(\text{dep})_{\text{max}}$ ' und 'Integral bis 1 MeV' geben jeweils das Integral der Verteilungsfunktion $\varphi(\lambda)$ von Null bis zur oberen Grenze des ausgewerteten Spektrums und bis zum Energieverlust von 1 MeV in Prozent vom Integral bis Unendlich an. Beispielsweise ist

$$\text{Integral bis } E(\text{dep})_{\text{max}} = \int_0^{E(\text{dep})_{\text{max}}} \varphi(\lambda) d\lambda.$$

E(in) = 1 MeV (kinetische Energie) dE/dx = 352.7 keV/mm (nach 'PEGS 4')			
H I L F S G R Ö S S E N			
Dicken	d [mm]	0.266	0.560
Experimente (deponierte Energien)			
Anzahl der Ereignisse		90501	48364
$E(\text{dep})_{\text{max}}$	[keV]	535.2	655.2
'Theorie' (Energieverluste)			
$\langle E(\text{lost}) \rangle = d \cdot 352.7 \text{ keV/mm}$	[keV]	93.8	197.5
Vavilov-Verteilung:			
κ		0.011	0.023
Integral bis $E(\text{dep})_{\text{max}}$	[%]	100.0	99.9
Integral bis 1.0 MeV	[%]	100.0	100.0
$\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}(E(\text{dep})_{\text{max}})$	[keV]	93.7	197.2
Zum Vergleich:			
Landau-Verteilung:			
Integral bis $E(\text{dep})_{\text{max}}$	[%]	98.8	97.5
Integral bis 1.0 MeV	[%]	99.4	98.6

Vergleich der 'theoretischen' Energieverluste in den Detektoren,
mit den entsprechenden experimentellen Werten
für die deponierten Energien

Tabelle 5.1.3 a)

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

Die auf das experimentell erfaßte Spektrum zurückgerechneten Mittelwerte der theoretischen Energieverluste unterscheiden sich, zumindest wenn eine Vavilov-Verteilung angenommen werden kann, nur um wenige zehntel Prozent.

In der Tabelle 5.1.3 b) folgt der Vergleich der gemessenen Spektren mit denen der oben beschriebenen 'theoretischen' Verteilungen anhand der Mittelwerte und wahrscheinlichsten Werte. Es werden die mit 'PEGS 4' errechneten 'theoretischen' mittleren Energieverluste $\langle E(\text{lost}) \rangle$ den Messungen der Energiedepositionen gegenübergestellt.

E(in) = 1 MeV (kinetische Energie)					
'Theorie' (Energieverluste)					
dE/dx = 352.7 keV/mm (nach 'PEGS 4')					
$\langle E(\text{lost}) \rangle = d \cdot 352.7 \text{ keV/mm}$					
V E R G L E I C H					
Dicken	d[mm]	0.266		0.560	
Mittlere Energien [keV]		exp. $\langle E(\text{dep}) \rangle$	theor. $\langle E(\text{lost}) \rangle$	exp. $\langle E(\text{dep}) \rangle$	theor. $\langle E(\text{lost}) \rangle$
		89.2	93.8	216.5	197.5
$\langle E(\text{dep}) \rangle / \langle E(\text{lost}) \rangle$		95.1 %		109.6 %	
Wahrscheinlichste Energien [keV]		exp. $E(\text{dep})_{\text{mp}}$	theor. $E(\text{lost})_{\text{mp}}$	exp. $E(\text{dep})_{\text{mp}}$	theor. $E(\text{lost})_{\text{mp}}$
		73.1	76.3	164.6	169.0
$E(\text{dep})_{\text{mp}} / E(\text{lost})_{\text{mp}}$		95.8 %		97.4 %	

Vergleich der 'theoretischen' Energieverluste in den Detektoren,
mit den entsprechenden experimentellen Werten
für die deponierten Energien

Tabelle 5.1.3 b)

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

Im dünneren Detektor ist die gemessene mittlere deponierte Energie um etwa 5 % geringer als die, die das einfliegende Elektron 'theoretisch' im Detektor verliert, im dickeren Detektor ungefähr um 10 % größer.

Bei einer derart geringen Elektronenenergie von 1 MeV kann es problematisch sein, einen linearen Zusammenhang zwischen durchquerter Schichtdicke und abgegebener Energie anzunehmen, da der spezifische Energieverlust mit sinkender Energie ansteigt. Dies kann sich besonders bei großen zurückzulegenden Wegstücken bemerkbar machen. Um den Einfluß dieses Effektes zu verdeutlichen, wird in Tabelle 5.1.4 der spezifische Energieverlust durch Ionisation in Silizium (nach 'PEGS 4') für Elektronen einer kinetischen Energie $E(\text{kin})$ im Bereich um 1 MeV aufgelistet:

E (MeV)	$E(\text{kin})$ (MeV)	dE/dx (keV/mm)	(%)
1.6	1.089	351.5	99.7
1.5	0.989	352.7	100.0
1.4	0.889	354.8	100.6
1.3	0.789	358.1	101.5
1.2	0.689	363.3	103.0
1.1	0.589	371.5	105.3
1.0	0.489	384.5	109.0

Spezifischer Energieverlust von Elektronen mit einer kinetischen Energie zwischen 1.1 MeV und 0.5 MeV durch Ionisation in Silizium (nach 'PEGS 4')

Tabelle 5.1.4

Bei einem Energieverlust von etwa 1 MeV auf 0.8 MeV kinetischer Energie (also um 200 keV, wie dies für den Detektor mit der Dicke von 0.560 mm ungefähr zutrifft) steigt der spezifische Energieverlust nur um etwa 1.5 % an. Dies allein kann die im Vergleich zum mittleren Energieverlust des Primärelektrons um 10 % höhere mittlere nachgewiesene Energie im dickeren Detektor nicht bewirken.

Eine Möglichkeit der Interpretation des Unterschiedes kann die Vermutung sein, daß im Falle des dünneren Detektors etliche sekundäre Elektronen den Detektor verlassen und ihre Energie aus dem Detektor tragen. Dagegen verlängern sich beim dickeren Detektor die Wege des primären wie auch der sekundären Elektronen durch Vielfachstreuung derart, daß mehr Energie im Detektor verbleibt, als sich durch einen angenommenen linearen Zusammenhang zwischen Detektordicke und Energieverlust des primären Elektrons vermuten läßt. Diese Annahme wurde jedoch nicht weiter überprüft.

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

Als mögliche Fehlerquellen bei den Experimenten sind folgende zu nennen:

- Die kinetischen Energien der Elektronen konnten im ungünstigsten Fall nur auf etwa $\pm 6.4 \%$ genau bestimmt werden:

$$\begin{aligned}976/1000 &= 1 - 0.024, \\1049/1000 &= 1 + 0.049, \\1064/1000 &= 1 + 0.064 .\end{aligned}$$

Durch die geringe Steigung des mittleren spezifischen Energieverlustes im Bereich um 1 MeV kinetischer Energie des Elektrons, bedeutet dies eine Ungenauigkeit von lediglich etwa $\pm 0.5 \%$ in seiner Bestimmung (vgl. Tabelle 5.1.3).

- Es kann mit einem 'Untergrund' durch Photonen und Elektronen gerechnet werden, die innerhalb des Zeitfensters eines getriggerten Ereignisses den ΔE -Detektor erreichen.

Es war mit der eingesetzten Triggerelektronik auch nicht eindeutig zu erkennen gewesen, ob die Summe der in den Detektoren deponierten Energien tatsächlich von einem einzelnen Elektron bewirkt worden war, oder ob sich diese als Summe der deponierten Energien mehrerer Elektronen ergeben hatte (zufällige Koinzidenzen). Diese Ereignisse würden im allgemeinen zu höheren deponierten Energien führen, da der spezifische Energieverlust für Elektronen einer kinetischen Energie unter 1 MeV größer ist, als für 1 MeV selbst (vgl. Tabelle 5.1.4).

- Der Einfluß des Rauschens von Detektor und Verstärkerelektronik wurde folgendermaßen abgeschätzt: aus den 'Peaks' der Spannungspulse aus dem Testpulsgenerator für die Energieeichung ergaben sich die Werte für die Standardabweichungen:

$$78B3 \text{ (d=0.266 mm): } \sigma = 4.2 \text{ keV}$$

$$\Rightarrow \sigma/E(\text{dep}) = 4.2/89.2 = 4.7 \%$$

$$85B6 \text{ (d=0.560 mm): } \sigma = 2.8 \text{ keV}$$

$$\Rightarrow \sigma/E(\text{dep}) = 2.8/216.5 = 1.3 \%$$

Die statistischen Fluktuationen der Meßwerte ergeben jedoch keine systematischen Abweichungen vom Mittelwert, sondern würden lediglich die Verteilung verbreitern.

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen

5.1.3. Vergleich eines gemessenen Spektrums der deponierten Energie mit Messungen von Berger, Seltzer u.a.

Ein Vergleich der gemessenen wahrscheinlichsten deponierten Energie bietet sich zu den Messungen von Berger, Seltzer u.a. [Ber 69] an. Sie haben für verschiedene Detektoren⁵⁾ die gemessenen Spektren der deponierten Energien beim Durchgang von niederenergetischen Elektronen⁶⁾ mit entsprechenden simulierten Spektren verglichen ([Ber 69], Fig. 3a..3d).

Die Elektronen wurden mittels einer Goldfolie aus einem primären Elektronenstrahl eines Beschleunigers ausgelenkt. Der Versuchsaufbau war so angelegt, daß der mittlere Ablenkwinkel etwa 30° betrug, um möglichst ein günstiges Verhältnis zwischen elastisch und inelastisch gestreuten Elektronen zu bekommen. Trotzdem wird der Anteil an inelastisch gestreuten Elektronen bei etwa 1% geschätzt. Dadurch kann ein 'Peak' entstehen, der bei etwa 60% des Totalabsorptionspeaks liegt [Ber 69].

Die experimentellen Werte für den Durchgang von Elektronen mit der kinetischen Energie von 1.0 MeV durch den 0.53 mm dicken Detektor wurden aus der Zeichnung ausgelesen und nach einer Anpassung der relativen Höhe, so daß im Energiebereich bis $E(\text{dep})_{\text{max}}'$ (s.u.) dieselbe Anzahl von Ereignissen liegt, in die Abbildung 5.1.6 übertragen. Für den Vergleich der Mittelwerte wurde das Spektrum aus [Ber 69] nur bis

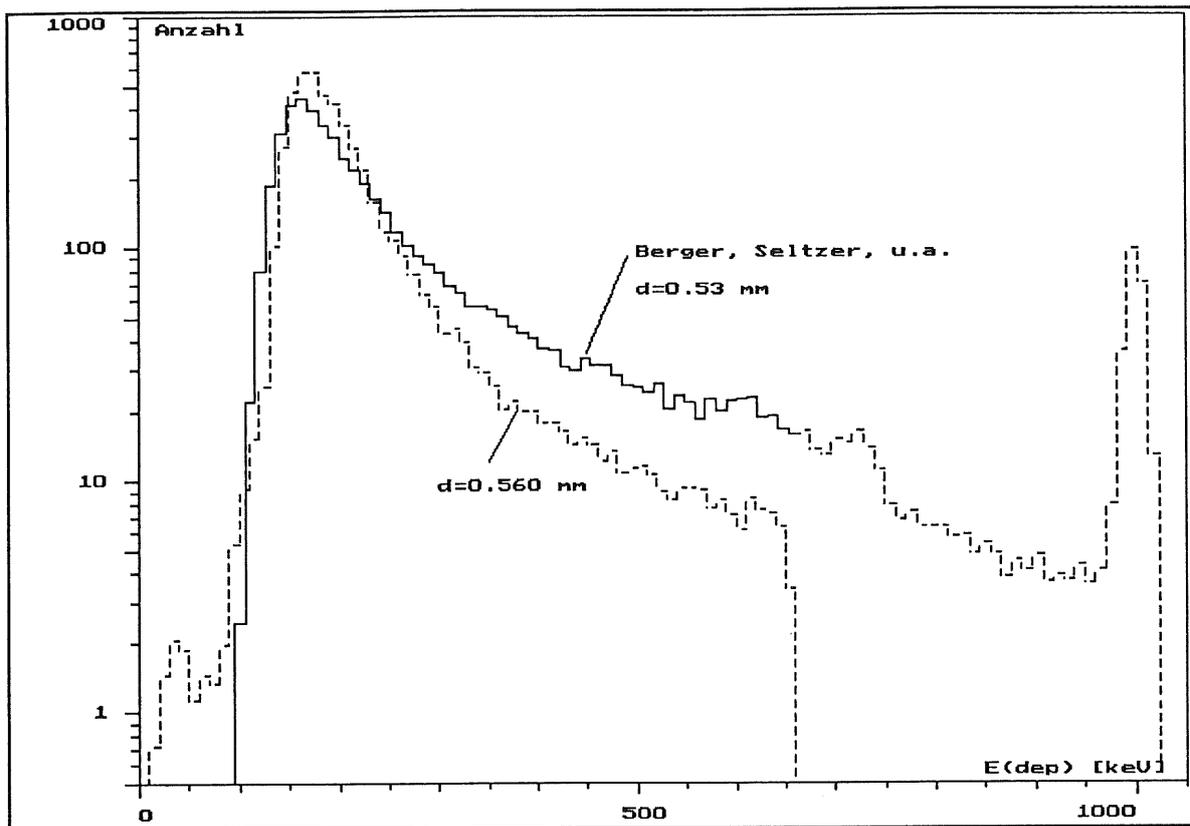
$$E(\text{dep})_{\text{max}}' = 655 \text{ keV}$$

ausgewertet (Bereich der durchgezogenen Linie).

⁵⁾ Dicken der Detektoren in [Ber 69]:
0.061, 0.105, 0.191, 0.530, 1.0, 3.0 mm

⁶⁾ kinetische Energien der Elektronen in [Ber 69]:
0.25, 0.50, 0.75, 1.0 MeV

5.1. Messungen mit niederenergetischen Elektronen



Vergleich der gemessenen deponierten Energie
mit ähnlichen Messungen von Berger/Seltzer [Ber 69]

$$E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$$

Anzahl jeweils normiert auf 5000 Ereignisse bis $E(\text{dep}) = 655 \text{ keV}$

Abbildung 5.1.5

Die Differenz der wahrscheinlichsten Werte der deponierten Energien kann man weitgehend mit den unterschiedlichen Dicken der Detektoren begründen. Ein kleiner 'Peak' durch die inelastisch gestreuten Elektronen wird bei [Ber 69] erwähnt (siehe oben) und läßt sich im Spektrum von Berger, Seltzer u.a. bei etwa 600 keV erkennen. Durch die unterschiedlichen experimentellen Aufbauten ist eine bessere Übereinstimmung der Kurvenverläufe nicht zu erwarten.

5.2. Messungen zum Durchgang hochenergetischer Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren ($E(\text{in}) = 750 \text{ MeV}$)

Für hochenergetische Elektronen wurden ebenfalls Messungen der deponierten Energien beim Durchgang durch dünne Siliziumdetektoren vorgenommen. Diese wurden wiederum mit den Ergebnissen der theoretischen Verteilung des Energieverlustes und den entsprechenden Simulationen der Energiedeposition verglichen (Kapitel 5.3.).

5.2.1. Der Aufbau des Experiments

Für die Messungen zur Energiedeposition von hochenergetischen Elektronen beim Durchgang durch dünne Si-Detektoren wurde als Elektronenquelle der Teststrahl 26 am Hamburger DESY verwendet.

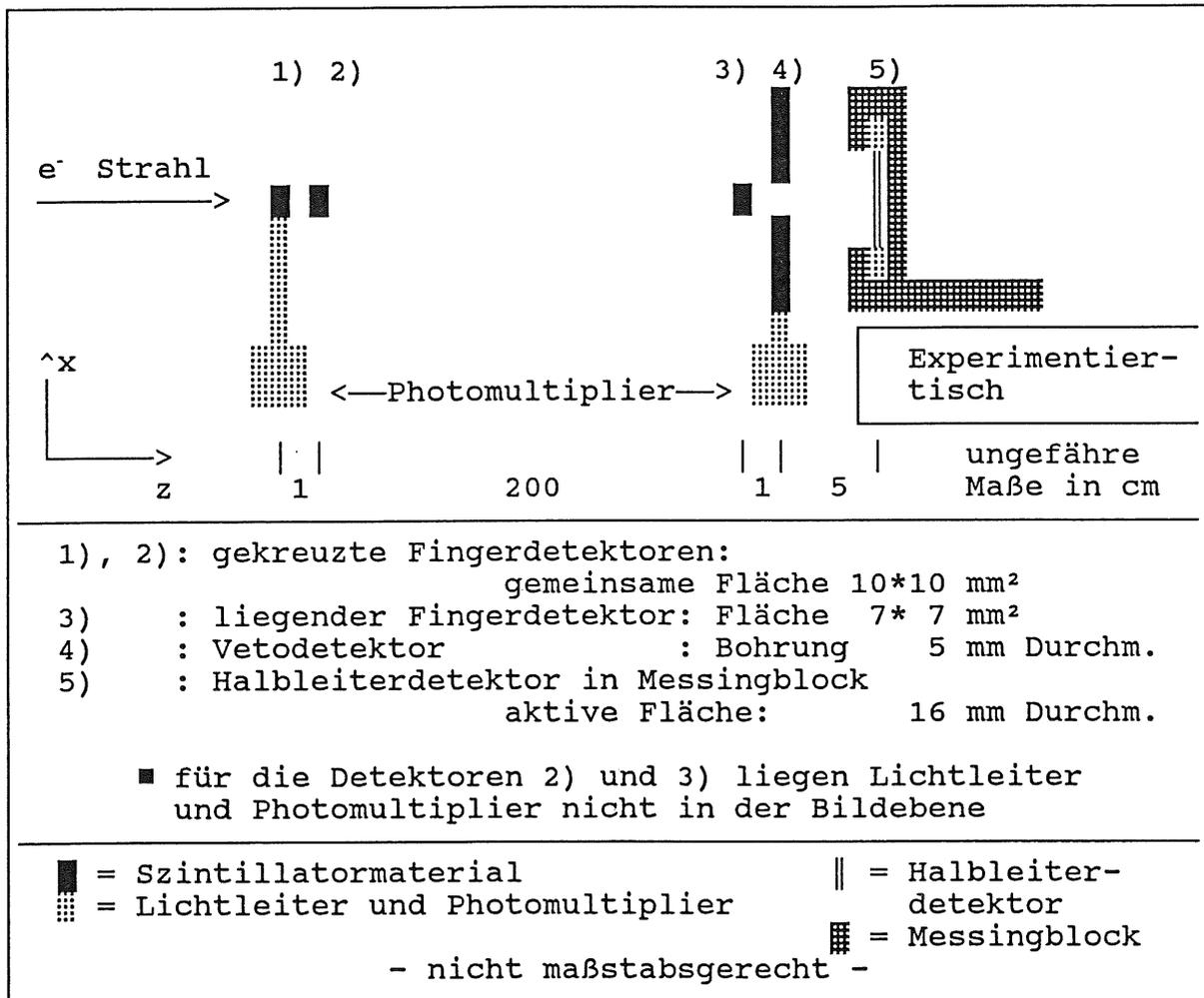
Die folgenden Komponenten zur Strahlerzeugung und -führung waren feste Bestandteile im Synchrotron und am Meßplatz. In den Primär-Elektronenstrahl des Synchrotrons (Energie ca. 7.8 GeV) wurde ein Kohlefaden (Dicke etwa $5 \mu\text{m}$) positioniert, in dem Photonen als Bremsstrahlung erzeugt wurden. Diese fielen auf ein ferngesteuert wählbares Target aus Metall (Cu, Al, ... unterschiedlicher Dicken), in dem durch Paarbildungsprozesse e^-/e^+ -Paare entstehen. Die Energie des Elektronen- oder Positronenstrahls konnte anhand eines vorzugebenden Stromes durch einen Analysiermagneten, der den Strahl durch einen Kollimator in den Experimentierbereich lenkte, in etwa zwischen 0.75 GeV und 6 GeV bestimmt werden. Der Ablenkwinkel war auf ungefähr 5.5° festgelegt. Die Intensität nahm zu den extremen Energien hin stark ab. Es wurden für die Elektronen Energien von 0.75 GeV und 3 GeV gewählt.

Weitere Einzelheiten über die Strahlerzeugung, -führung und den Aufbau des Meßplatzes sind zum Beispiel der Diplomarbeit von M.Bormann [Bor 88] zu entnehmen.

Für die Messungen der Energiedepositionen in dünnen Siliziumdetektoren wurde ein Versuchsaufbau verwendet, wie er in Abbildung 5.2.1 grob skizziert ist.

Die Triggerung der Meßelektronik erfolgte mittels zweier gekreuzter Szintillatorfinger mit einer gemeinsamen aktiven Fläche von ca. $10 \times 10 \text{ mm}^2$ und einem direkt vor dem Halbleiterdetektor angebrachten Veto-Detektor, der eine etwa 5 mm durchmessende Bohrung besaß. Direkt vor diesem befand sich ein zusätzlicher Fingerdetektor mit einer ungefähr $7 \times 7 \text{ mm}^2$ ausgedehnten aktiven Fläche. Die Signale wurden in Photomultipliern aufgenommen, verstärkt und nach einer elektronischen Anpassung der Koinzidenzelektronik zugeführt. Der somit auf dem Detektor abgebildete Strahlfleck hatte einen Durchmesser von ungefähr 5 mm.

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen



Skizze der Meßanordnung in Seitenansicht

Abbildung 5.2.1

Vor Beginn der eigentlichen Messungen wurden zunächst die beiden Fingerdetektoren ('Finger 1' und 'Finger 2'), die gemeinsam an einem Experimentiertisch befestigt wurden, der über Servomotoren in x- und y-Richtung (senkrecht zur Strahlrichtung) reproduzierbar verfahren werden konnte, auf maximale Zählrate der koinzidenten Signale, d.h. möglichst zentral im Elektronenstrahl, positioniert. Hierbei wurde als Referenz die Zählrate eines zwischen dem Analysiermagneten und den strahldefinierenden Detektoren feststehenden Detektors ("Upstream") zum Vergleich herangezogen. Der dritte Fingerdetektor und der Vetodetektor ließen sich gemeinsam mit dem Halbleiterdetektor an einem in gleicher Weise fahrbaren Experimentiertisch befestigen. Die Anordnung dieser drei Detektoren auf einer Achse konnte nach Augenmaß vorgenommen werden. Danach wurde der Tisch durch Maximierung der Rate der Dreifach-Koinzidenzen ('Finger 1', 'Finger 2' und 'Finger 3') in die richtige Position zum durch die

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

'Finger 1' und 'Finger 2' definierten Elektronenstrahl gebracht.

Der jeweilige **Silizium-Detektor** wurde in einer massiven Messingfassung gehalten, um die ein Kupferrohr gelötet worden war, welches einen Abschnitt eines geschlossenen Flüssigkeitskreislaufs darstellte. Die Temperatur der Flüssigkeit wurde mit einem Kryostaten auf $(20 \pm 1)^\circ\text{C}$ geregelt. Mit diesem Aufbau sollten die Temperaturschwankungen im Detektor, und damit die durch Stromänderungen bedingte zeitliche Variation der Feldzone, begrenzt werden.

Die Dicken der Detektoren, die für die Messungen eingesetzt wurden, sind aus folgender Tabelle ersichtlich. Die Kennzeichnung 'd' bedeutet, daß die Dicken dieser Detektoren jeweils mit einer Meßuhr zwischen zwei Stahlkugeln direkt gemessen wurden:

Detektor- bezeichnung	Dicke [μm]	
85BV 7	213	
85BV 5	259 ± 1	d
85B 6	560 ± 5	d
86B 3	938 ± 3	d

Für die Experimente eingesetzte Si-Detektoren

Tabelle 5.2.1

Weitergehende Informationen über die Detektoren, wie Durchzugsspannung, Betriebsspannung und das Rauschverhalten, sind aus Tabelle 8.7.1 im Anhang (Kapitel 8.7.1.) zu ersehen.

Der **Vielkanal-Analysator**⁷⁾ als Meßwertaufnehmer und -speicher bestand aus folgenden Komponenten:

■ Analog-Digital-Converter (ADC):

Ortec AD 811; 11 bit ADC (Auflösung: 2048 Kanäle) mit 8 Eingängen, die im Multiplexverfahren bedient werden. Der Digitalisiervorgang wird durch ein gemeinsames Gatesignal ausgelöst. Das Gerät steckte als Einschub in einem CAMAC-Crate.

⁷⁾ Vielkanal-Analysator = Multi-Channel-Analyzer = MCA

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

■ PDP 11/73:

Speziell als **Vielkanal-Analysator** ausgerüstete Rechenanlage, die den ADC bediente und die Meßwerte blockweise über eine Online-Verbindung auf eine Magnetplatte des IBM-Großrechners am DESY schickte. Eine begrenzte Online-Auswertung war möglich (Mittelwert, Ausgabe eines sehr groben Spektrums auf einem Bildschirm⁸⁾).

■ IBM-Großrechner:

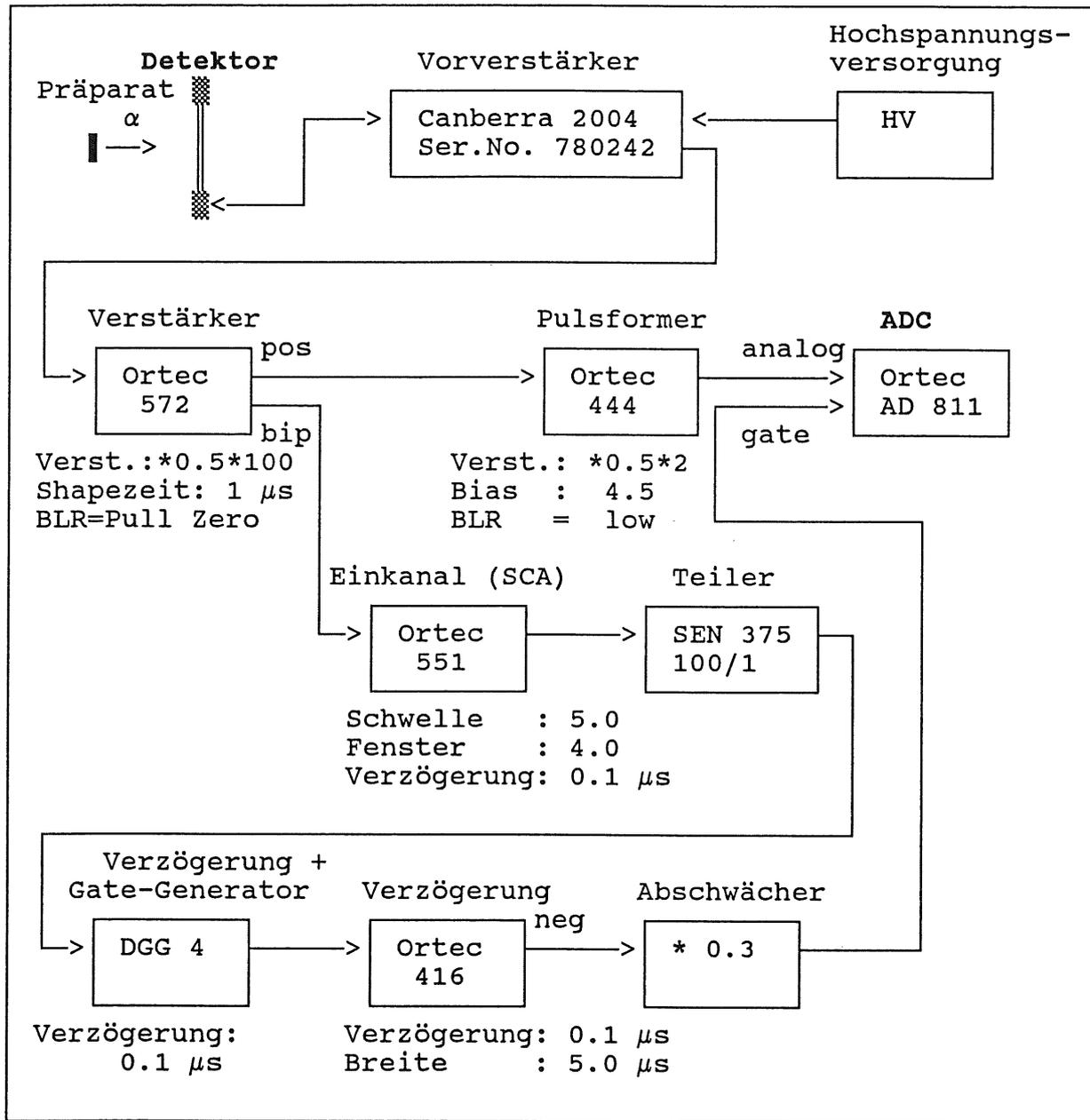
Die auf Magnetplatte zwischengespeicherten Daten wurden bei Erreichen eines bestimmten Füllstandes automatisch auf **Magnetbänder** umkopiert, von denen die Daten für eine Auswertung gelesen werden konnten.

Die **Eichung** der Kombination Testpulsgenerator-Detektor-Vorverstärker wurde mit Hilfe einer α -Quelle (^{244}Cm , Energie der α -Teilchen: 5.805 MeV) vorgenommen. Hierzu bestrahlte man den jeweiligen Detektor in einer kleinen Vakuumkammer mit dem Präparat. Die Alphateilchen wurden vollständig im Detektor absorbiert (Reichweite von 6 MeV α -Teilchen in Si $\approx 32.2 \mu\text{m}$)⁹⁾. Es wurde für die Eichung derselbe Signalweg benutzt, den das Signal bei den eigentlichen Messungen zurücklegte. Der elektronische Aufbau wird in Abbildung 5.2.2 skizziert. Die Maxima der Energiespektren konnten durch ihre dafür geeignete Form ebenfalls mit dem Fitprogramm von H. Blok [Blo 75] (siehe auch Kapitel 5.1.1) bestimmt werden.

⁸⁾ Die Auflösung betrug allerdings nur 64 Kanäle, da die Bildschirmausgabe im Text-Modus erfolgte.

⁹⁾ nach [Wil 66, S.321]:
 $(7.513\text{E-}3 \text{ g/cm}^2) / (2.33 \text{ g/cm}^3) = 32.2 \mu\text{m}$

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen



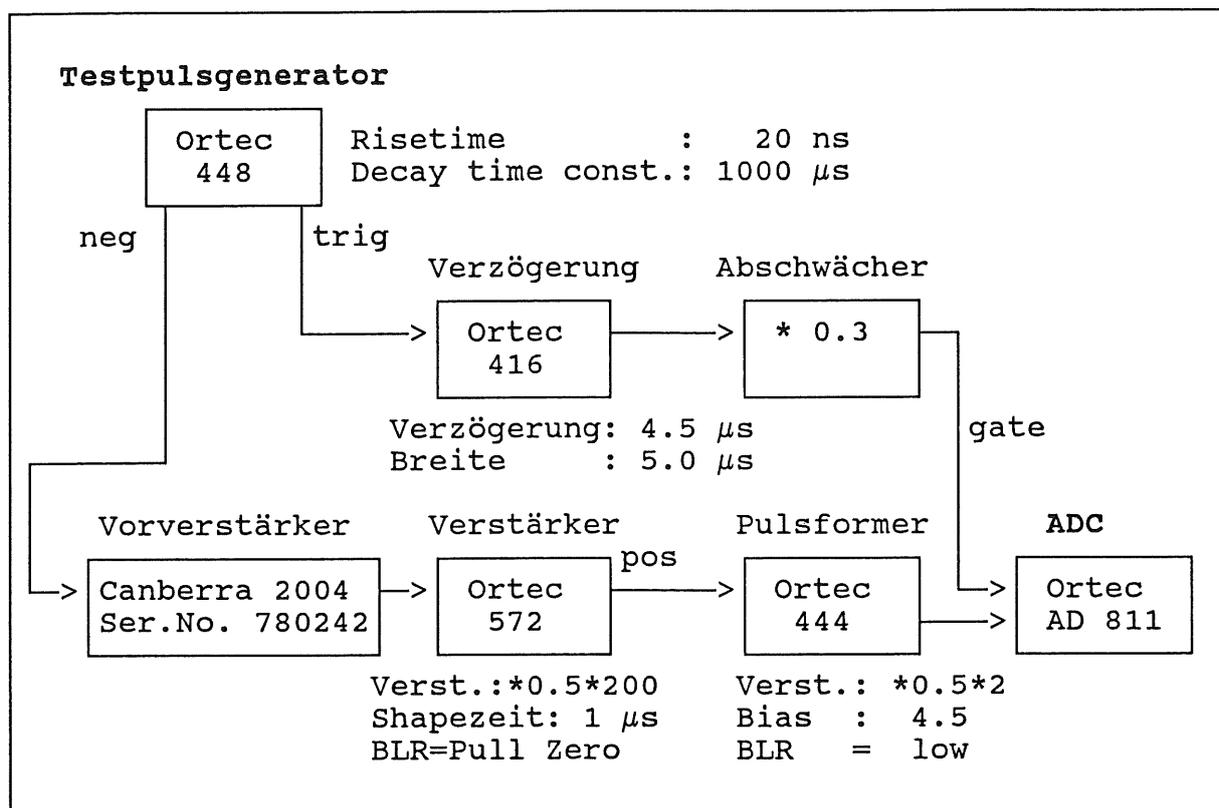
Elektronischer Aufbau für die Aufnahme der α -Spektren

Abbildung 5.2.2

Anschließend wurden die Spektren für jeweils drei verschiedene Einstellungen des Testpulsgenerators aufgenommen, indem die Spannungspulse über eine Koppelkapazität an der Stelle des Detektors in den Signalweg eingespeist wurden. Wegen der extremen

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

Linearität des Testpulsgenerators¹⁰⁾, war durch Extrapolation eine Kalibration bis in den Bereich von 100 keV möglich.



Elektronischer Aufbau für die Aufnahme der Testpuls-Spektren

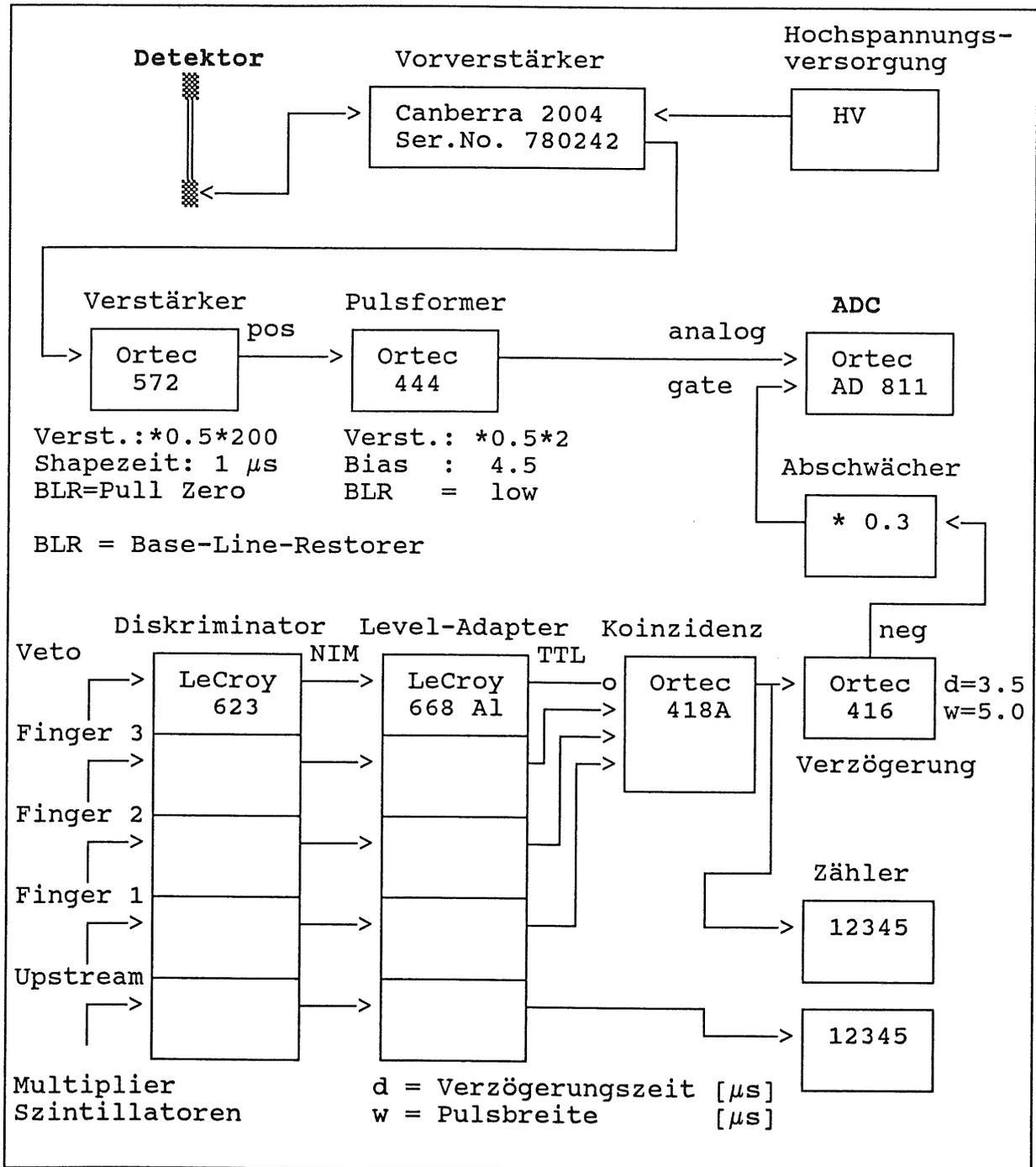
Abbildung 5.2.3

Im Anhang (Kapitel 8.7) finden wir Abbildungen, die folgende Darstellungen zur Veranschaulichung der Eichungen enthalten (jeweils exemplarisch für einige Beispiele):

- α -Spektren
- Spektren der Testpuls-Peaks für die Eichung mit dem α -Präparat
- Eichkurven (Energie/Kanal)

¹⁰⁾ Daten für den Testpulsgenerator Ortec 448 laut Herstellerangaben:
integrale Nichtlinearität : ≤ 20 ppm = 0.002%
Rippel und Rauschen : ≤ 10 ppm
Langzeitstabilität : ≤ 15 ppm

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen



Elektronischer Aufbau während der Messung der Energiedeposition

Abbildung 5.2.4

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

5.2.2. Die gemessenen Spektren der deponierten Energien

Mit dem in Abbildung 5.2.4 skizzierten elektronischen Aufbau wurden die in den Abbildungen 5.2.5 a)..d) als Histogramme gezeigten Spektren der jeweils beim Durchgang eines Elektrons **deponierten Energie** gemessen. Die experimentell gewonnenen Verteilungen sind für alle vier Detektoren in halb-logarithmischer Darstellung zu sehen. Für die dünneren Detektoren ($d = 0.213$ mm, 0.256 mm) wurde eine Binbreite von 5 keV gewählt und die Ereignisse jeweils willkürlich auf 10000 normiert. Die Binbreite für die dickeren Detektoren beträgt 10 keV und die Spektren wurden entsprechend auf 5000 Ereignisse normiert, um Verteilungen mit vergleichbaren Höhen zu erhalten.

Zum Vergleich wurde in jedes Bild die Landau-Verteilung als durchgezogene Kurve eingezeichnet, die allerdings eine theoretische Verteilung des **Energieverlustes** des Primärteilchens darstellt. Für die mittleren Energieverluste ' $\langle E(\text{lost}) \rangle$ ', die den Landau-Verteilungen zugrunde liegen, wurde hier (wie in Kapitel 5.1.3) ein linearer Zusammenhang zwischen dem nach 'PEGS 4' errechneten spezifischen Energieverlust und der entsprechenden Detektordicke ' d ' angenommen:

$$\langle E(\text{lost}) \rangle = d \cdot dE/dx.$$

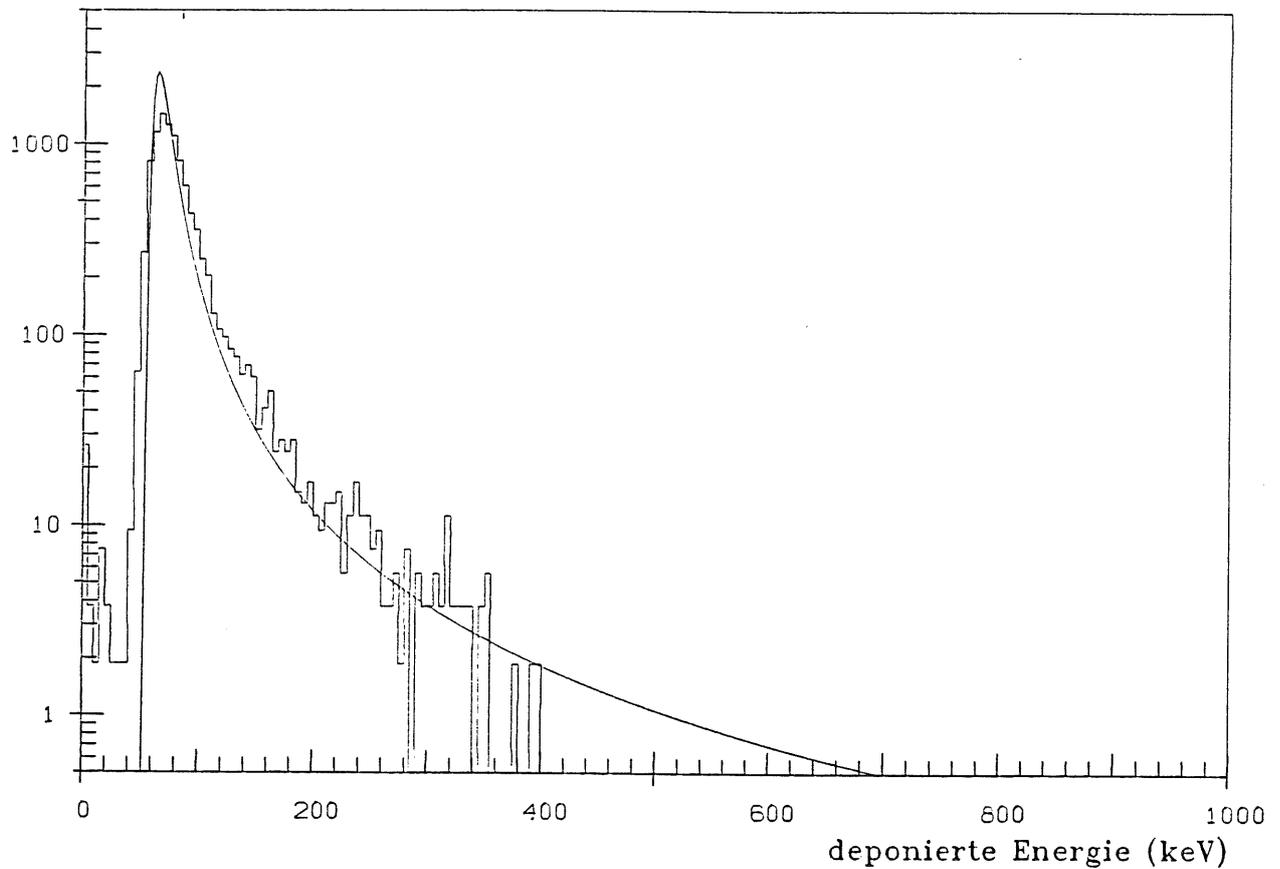
Für Elektronen mit der Energie $E(\text{in}) = 750$ MeV ist der spezifische Energieverlust durch Ionisation und Anregung in Silizium:

$$dE/dx = 483.9 \text{ keV/mm.}$$

Die Umrechnung vom Energieverlust ' $E(\text{lost})$ ' in den Landau-Parameter ' λ ' erfolgte auch in diesem Fall nach der Formel (4.1.2.7).

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

Anzahl



Messungen: Deponierte Energie beim Durchgang von Elektronen

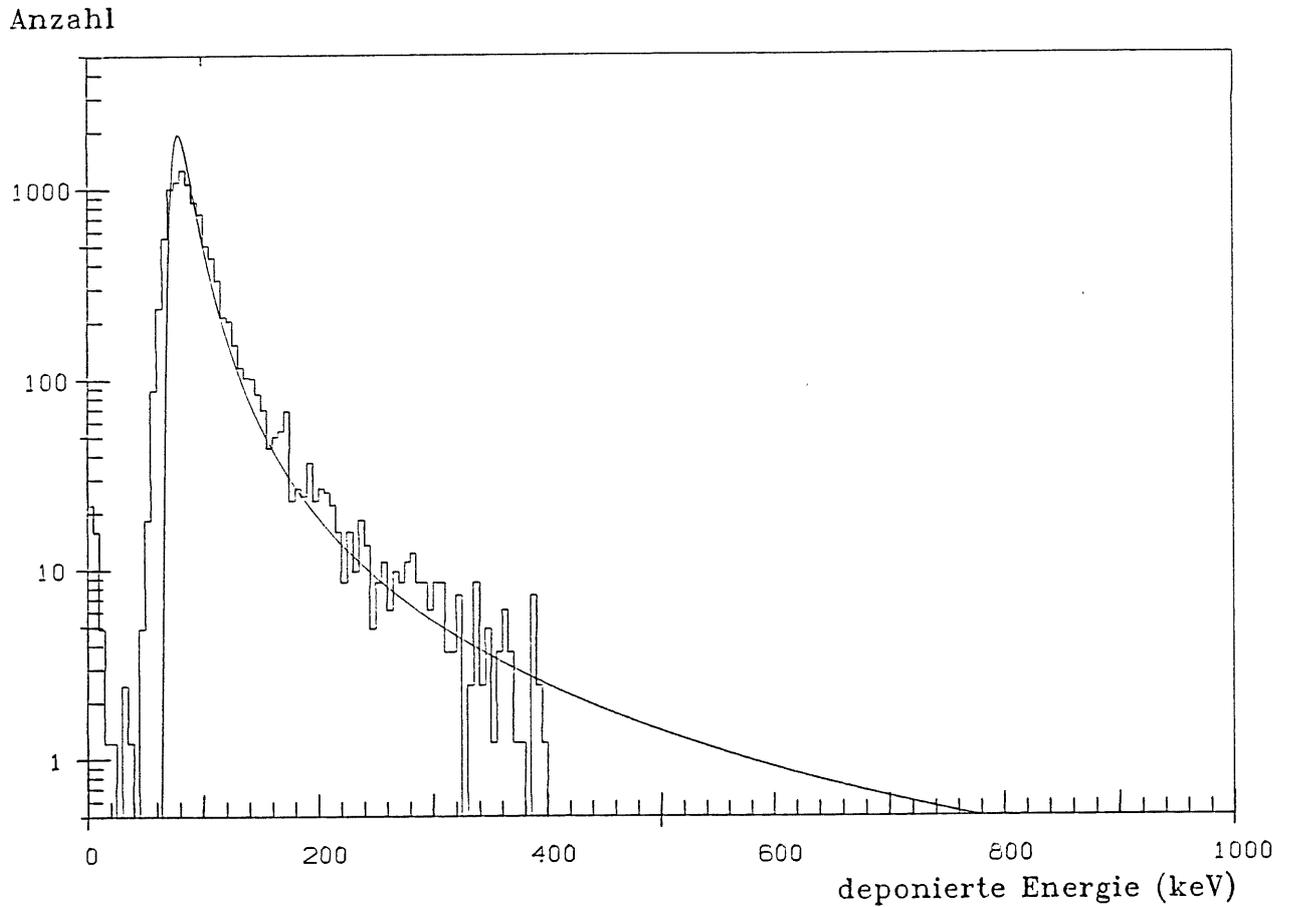
$E(\text{in}) = 750 \text{ MeV};$

$d = 0.213 \text{ mm}; \langle E(\text{dep}) \rangle = 84.5 \text{ keV};$

mit Landau-Verteilung: $\langle E(\text{lost}) \rangle = 103.0 \text{ keV}$

Abbildung 5.2.5 a)

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen



Messungen: Deponierte Energie beim Durchgang von Elektronen

$E(\text{in}) = 750 \text{ MeV};$

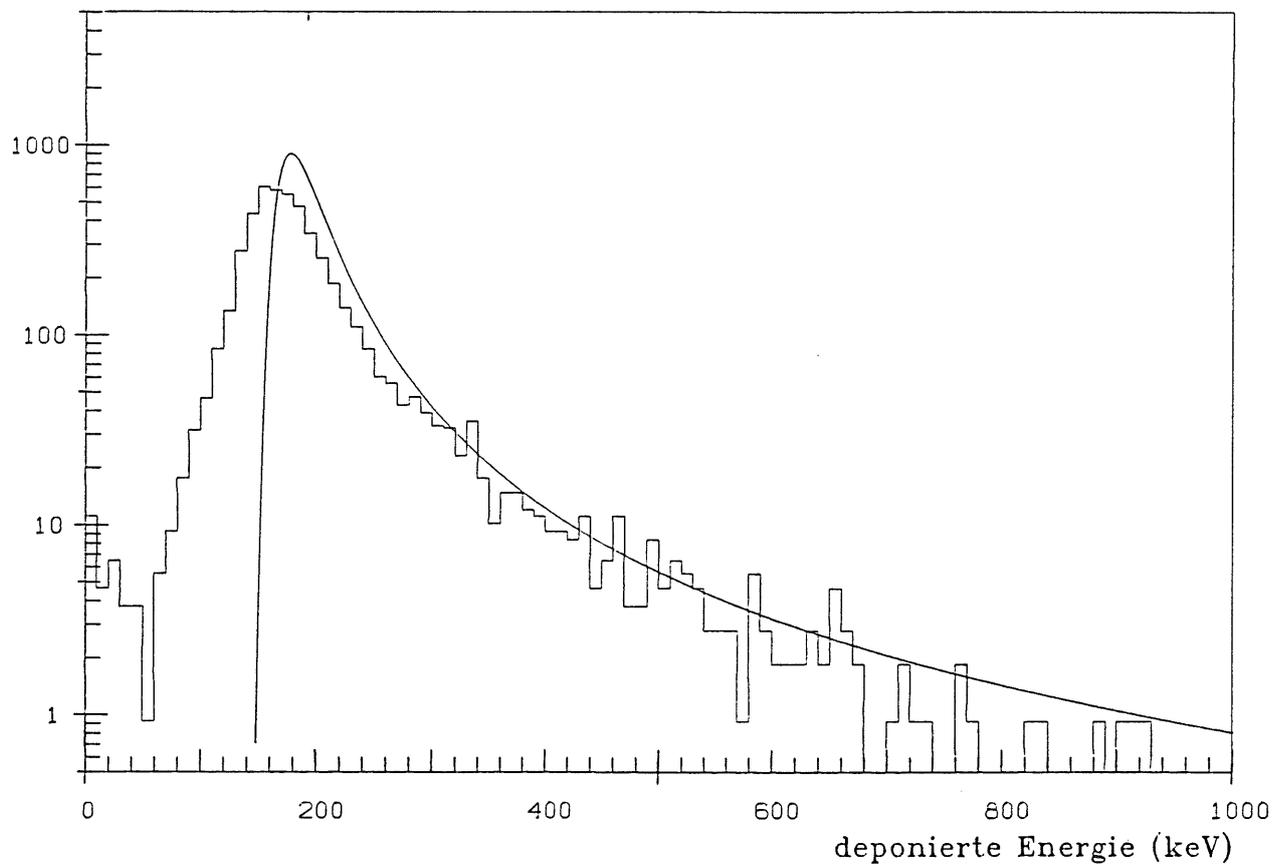
$d = 0.259 \text{ mm}; \langle E(\text{dep}) \rangle = 98.8 \text{ keV};$

mit Landau-Verteilung: $\langle E(\text{lost}) \rangle = 125.3 \text{ keV}$

Abbildung 5.2.5 b)

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

Anzahl



Messungen: Deponierte Energie beim Durchgang von Elektronen

$E(\text{in}) = 750 \text{ MeV};$

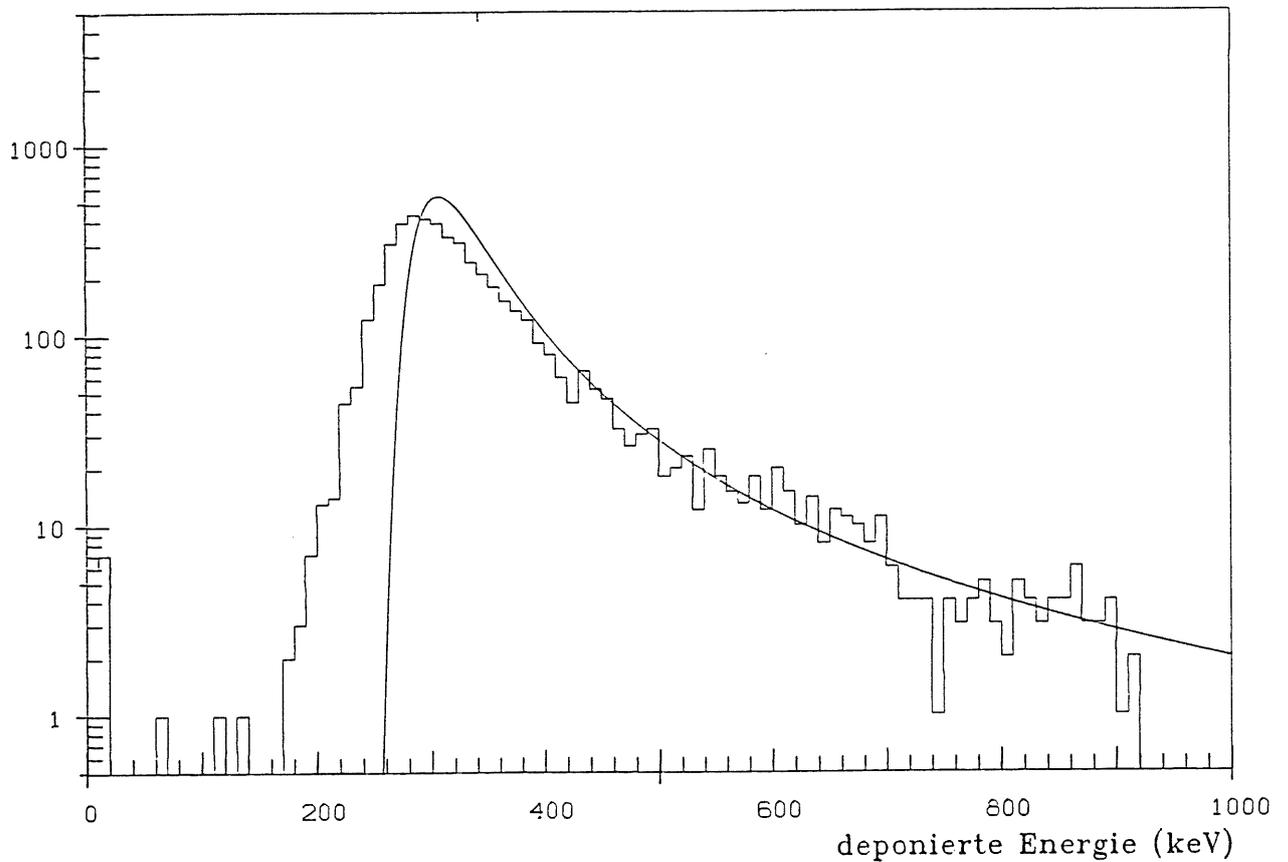
$d = 0.560 \text{ mm}; \langle E(\text{dep}) \rangle = 192.8 \text{ keV};$

mit Landau-Verteilung: $\langle E(\text{lost}) \rangle = 271.0 \text{ keV}$

Abbildung 5.2.5 c)

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

Anzahl



Messungen: Deponierte Energie beim Durchgang von Elektronen
 $E(\text{in}) = 750 \text{ MeV};$
 $d = 0.938 \text{ mm}; \langle E(\text{dep}) \rangle = 342.4 \text{ keV};$

mit Landau-Verteilung: $\langle E(\text{lost}) \rangle = 454.1 \text{ keV}$

Abbildung 5.2.5 d)

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

Die Ähnlichkeiten der Formen der gemessenen Spektren der deponierten Energien beim Durchgang durch die dünnen Detektoren zu den Landau-Verteilungen der theoretisch vom Primärteilchen abgegebenen Energien sind deutlich zu erkennen. Die gemessenen Spektren sind durch das elektronische Rauschen breiter (und damit flacher) als die Landau-Verteilungen. Für die dickeren Detektoren ($d=0.560$ mm, 0.938 mm) ist jedoch ein deutlicher Unterschied in der gemessenen Lage der Energiedeposition mit größter Wahrscheinlichkeit gegenüber dem 'theoretisch' wahrscheinlichsten Energieverlust zu erkennen.

In den Tabellen 5.2.2 und 5.2.3 werden die Mittelwerte der theoretischen Abschätzungen der Energieverluste (des primären Elektrons) und der Messungen der deponierten Energien in den Detektoren sowie deren jeweils wahrscheinlichste Werte gegenübergestellt. Zusätzliche Ergebnisse sind der Tabelle 8.7.2 im Anhang zu entnehmen.

■ experimentelle Werte:

$\langle E(\text{dep}) \rangle$ sind die Mittelwerte der im Silizium-Material nachgewiesenen Energien beim Durchgang der Elektronen, wobei die Spektren nur bis zu einer Energie von $E(\text{dep})_{\text{max}}$ reichen. Die Standardabweichungen ' σ ' (RMS) der gemessenen Verteilungen werden in Tabelle 8.7.2) im Anhang angegeben.

Die Werte für die deponierten Energien mit der größten Wahrscheinlichkeit $E(\text{dep})_{\text{mp}}$ wurden wegen der asymmetrischen Form der Verteilungen mit dem Fitprogramm von H. Blok (siehe auch Kapitel 5.1.1) ermittelt.

■ 'theoretische' Vergleichswerte:

Die reduzierten mittleren Energieverluste $\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}$ wurden durch Mittelwertbildung über die Landau-Verteilung bis zur Grenze des jeweils experimentell erfaßten Energiebereichs ($E(\text{dep})_{\text{max}}$) bestimmt. Als Mittelwert über die gesamte Verteilungsfunktion wurde $\langle E(\text{lost}) \rangle$ eingesetzt. Die in Prozenten angegebenen Integrale über die Verteilungs-Dichtefunktion $\varphi(E(\text{lost}))$ ergeben sich aus der Formel:

$$I = \int_0^{E(\text{dep})_{\text{max}}} \varphi(E(\text{lost})) dE(\text{lost}),$$

wobei die Normierung

$$\int_0^{\infty} \varphi(E(\text{lost})) dE(\text{lost}) = 1 = 100 \% \quad \text{gilt.}$$

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

Die Werte für den wahrscheinlichsten Energieverlust $E(\text{lost})_{\text{mp}}$ wurden nach der Formel (4.1.2.8) aus Kapitel 4.1.2. berechnet, wobei zu bemerken ist, daß für $E(\text{in})=750 \text{ MeV}$ und $E(\text{in})=3000 \text{ MeV}$ die gleichen Ergebnisse für $E(\text{lost})_{\text{mp}}$ erzielt werden (vgl. Tabellen 5.2.2 und 5.2.3).

Vergleich der Mittelwerte			
Dicken	Experiment: deponierte Energie	'Theorie': Energieverlust	Vergleich
d	$\langle E(\text{dep}) \rangle$	$\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}$ (bis $E(\text{dep})_{\text{max}}$)	$\langle E(\text{dep}) \rangle / \langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}$
mm	keV	keV	%
0.213	84.5	79.9	105.8
0.259	98.8	96.9	102.0
0.560	192.8	218.2	88.4
0.938	342.4	361.4	94.7

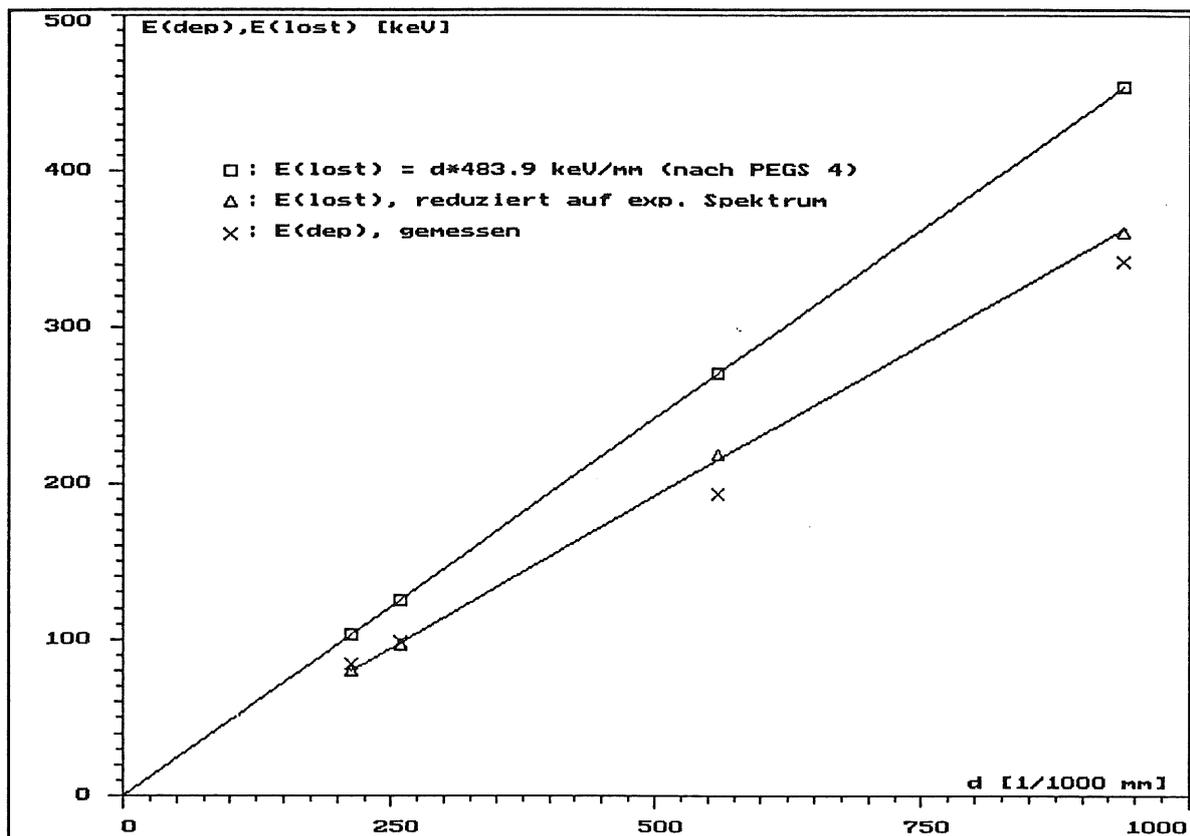
Vergleich der wahrscheinlichsten Werte			
Dicken	Experiment: deponierte Energie	'Theorie': Energieverlust	Vergleich
d	$E(\text{dep})_{\text{mp}}$	$E(\text{lost})_{\text{mp}}$	$E(\text{dep})_{\text{mp}} / E(\text{lost})_{\text{mp}}$
mm	keV	keV	%
0.213	69.7	64.6	107.9
0.259	82.3	79.5	103.5
0.560	165.2	179.5	92.0
0.938	289.8	309.3	93.7

Vergleich der 'theoretischen' Energieverluste
in dünnen Si-Detektoren
mit den experimentellen Ergebnissen für die deponierte Energie
durch Elektronen; $E(\text{in}) = 750 \text{ MeV}$

Tabelle 5.2.2

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

Die Ergebnisse in den Tabellen 5.2.2 werden in den Abbildungen 5.2.6 a) und b) graphisch dargestellt.



Mittelwerte

Rechtecke: mittlerer Energieverlust nach 'PEGS 4'
 $\langle E(\text{lost}) \rangle = d \cdot 483.9 \text{ keV/mm}$

Dreiecke: $\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}$ (mittlerer Energieverlust nach 'PEGS 4',
reduziert auf das experimentell erfaßte Spektrum;
mit Regressionsgerade)

Kreuze: $\langle E(\text{dep}) \rangle$ (gemessene mittlere deponierte Energien)

Dicken der Detektoren: $d = 0.213, 0.259, 0.560, 0.938 \text{ mm}$

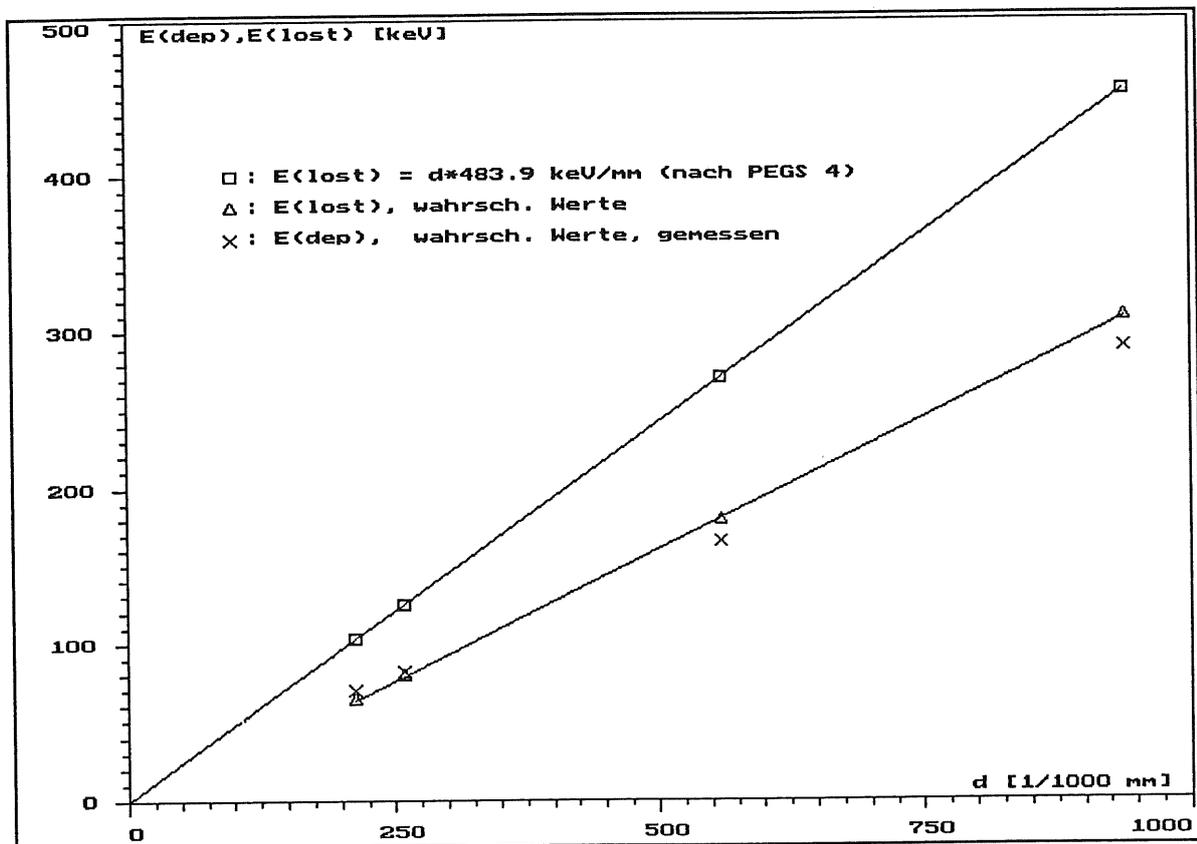
Abbildung 5.2.6 a)

Es ist in der obigen Abbildung deutlich zu erkennen, daß die 'theoretischen' Werte für die Energieverluste durch die Korrektur auf das experimentell erfaßte Spektrum nahe an die experimentell ermittelten Werte für die mittleren deponierten Energien herankommen. In dieser Abbildung wird ebenfalls die

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

gegenüber dem zu erwartenden Energieverlust geringere gemessene deponierte Energie für die beiden dickeren Detektoren deutlich.

Der Vergleich der jeweils wahrscheinlichsten Werte gibt ein ähnliches Bild.



Wahrscheinlichste Werte

Rechtecke: mittlerer Energieverlust nach 'PEGS 4'
 $\langle E(\text{lost}) \rangle = d \cdot 483.9 \text{ keV/mm}$

Dreiecke: $E(\text{lost})_{\text{mp}}$ (wahrscheinlichster Energieverlust
aus $\langle E(\text{lost}) \rangle$ und Landau-Verteilung;
mit Regressionsgerade)

Kreuze: $E(\text{dep})_{\text{mp}}$ (gemessene wahrsch. deponierte Energien)

Dicken der Detektoren: $d = 0.213, 0.259, 0.560, 0.938 \text{ mm}$

Abbildung 5.2.6 b)

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

Die oben vorgestellten Messungen wurden ebenfalls für eine Einschußenergie von $E(\text{in})=3000$ MeV vorgenommen. In diesem Fall ist der Mittelwert des Energieverlustes nach 'PEGS'

$$\langle E(\text{lost}) \rangle = d \cdot 508.6 \text{ keV/mm.}$$

Die Ergebnisse sind mit denen bei $E(\text{in})=750$ MeV vergleichbar:

Vergleich der Mittelwerte			
Dicken	Experiment: deponierte Energie	'Theorie': Energieverlust	Vergleich
d	$\langle E(\text{dep}) \rangle$	$\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}$ (bis $E(\text{dep})_{\text{max}}$)	$\langle E(\text{dep}) \rangle /$ $\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}$
mm	keV	keV	%
0.213	86.2	79.6	108.2
0.259	100.6	96.6	104.2
0.560	196.3	217.3	90.3
0.938	341.5	359.7	94.9

Vergleich der wahrscheinlichsten Werte			
Dicken	Experiment: deponierte Energie	'Theorie': Energieverlust	Vergleich
d	$E(\text{dep})_{\text{mp}}$	$E(\text{lost})_{\text{mp}}$	$E(\text{dep})_{\text{mp}} /$ $E(\text{lost})_{\text{mp}}$
mm	keV	keV	%
0.213	70.8	64.6	109.6
0.259	82.5	79.5	103.8
0.560	166.9	179.5	93.0
0.938	291.6	309.3	94.3

Vergleich der 'theoretischen' Energieverluste
in dünnen Si-Detektoren
mit den experimentellen Ergebnissen für die deponierte Energie
durch Elektronen; $E(\text{in}) = 3000$ MeV

Tabelle 5.2.3

5.2. Messungen mit hochenergetischen Elektronen

Durch die vom Experiment her begrenzten Energiespektren sind von den Mittelwerten der Energieverluste für die Einschußenergien von 750 MeV (3000 MeV) nur Mittelwerte zu erzielen, die in etwa zwischen 70 und 80 % der theoretisch erreichbaren Werte liegen (siehe im Anhang die Tabellen 8.7.2 a) und b), Zeile ' $\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}} / \langle E(\text{lost}) \rangle$ ').

Für die dünneren Detektoren (0.213 mm und 0.259 mm) wurden als Meßergebnisse für die mittleren im Detektor nachgewiesenen Energien um bis zu 8 % höhere Ergebnisse erzielt, als die theoretischen Werte für die mittleren Energieverluste voraussagen. Für die Detektoren mit den Dicken von 0.560 mm (0.938 mm) liegen die Meßergebnisse etwa bei 11 % (5 %) unter den theoretischen Werten für die mittleren im Detektor verlorenen Energien. Der Vergleich der wahrscheinlichsten Werte führt zu ähnlichen Ergebnissen.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

5.3. Simulationen mit dem Programm 'EGS 4' und Vergleiche mit den Messungen

Zum Vergleich mit den in Kapitel 5.1.2. und Kapitel 5.2.2. vorgestellten Messungen der deponierten Energien beim Durchgang von Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren, wurden mit dem Programm 'EGS 4' entsprechende Simulationen vorgenommen. Hierbei wurden die folgenden Parameter variiert:

- **Abschneideenergie 'AE'** für Elektronen, wobei anzumerken ist, daß alle Elektronen, deren Energie oberhalb dieser Schwelle lagen, weiterverfolgt wurden ('ECUT' = 'AE', vgl. Kapitel 3.1.). Die dazugehörige kinetische Energie wird im folgenden als **E(cut)** bezeichnet.
- Begrenzung der maximal zurückgelegten Wegstrecke zwischen zwei Vielfachstreu-Korrekturen durch Vorgabe von **ESTEPE** als maximal zulässiger Prozentsatz der pro Transportschritt abgegebenen kinetischen Energie (vgl. Kapitel 4.1.5.).

Es sollte der Einfluß der Werte für die Abschneideenergien und die Beschränkungen der Schrittweite durch ESTEPE auf die Ergebnisse der Simulationen untersucht werden, die nach Möglichkeit mit den Messungen verglichen wurden.

5.3.1. Die Bedeutung der Abschneideenergie AE

Es wurden im Rahmen dieser Arbeit die Energiedepositionen beim Durchgang von Elektronen durch dünne Siliziumscheiben mit Dicken von etwa 0.2 mm bis 1.0 mm simuliert. Die Energiedeposition im Material erfolgt hauptsächlich durch Kollisionen mit Hüllenelektronen, wobei die Energieüberträge hierbei meistens klein sind:

Ein Teil der Sekundärelektronen kann jedoch eine so hohe Energie bekommen, daß sie in der Lage sind, die dünne Schicht (in unserem Falle den Detektor) zu verlassen. Dann verlieren diese nur auf ihrem kurzen Weg bis zur Mediumsgrenze Energie durch Ionisation und Anregung. Nur dieser Teil des Energieverlustes kann mit dem dünnen Detektor nachgewiesen werden. Die im Material zurückgelassene und damit sichtbare Energie kann also kleiner sein als die, die das primäre Teilchen verloren hat.

Diese Überlegungen führen zu einem Kriterium, nach dem die Abschneideenergie¹⁾ für Elektronen und Positronen für die Simu-

¹⁾ Wie in Kapitel 3.1 ausgeführt, gibt es im Programmpaket 'EGS'/'PEGS' für Elektronen und Positronen die Energieschwellen (Fortsetzung...)

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

lationen von Energiedepositionen in dünnen Detektoren gewählt werden kann. Hierzu soll noch einmal die Bedeutung der Energieschwelle 'AE' verdeutlicht werden (siehe auch Kapitel 3.1.): Energieüberträge auf Sekundärelektronen, deren Energie nach dem Stoß kleiner als 'AE' wären, werden pauschal als **kontinuierlicher Energieverlust** an das Material betrachtet ('restricted energy loss'). Die Teilchen mit höherer Energie als 'AE' können **individuell** weiter verfolgt werden und können somit bei Erreichen einer Mediumsgrenze das Material verlassen. Die Abschneideenergie könnte daher so bestimmt werden, daß ein Teilchen dieser Energie eine Reichweite hätte, die ungefähr einem bestimmten Prozentsatz der Dicke der Scheibe entspricht.

Die Wahl einer Abschneideenergie, die eine Reichweite der Elektronen von 20% der Detektordicke zuließe, würde anschaulich folgendes bedeuten: nicht individuell verfolgte Sekundärteilchen aus der Randschicht dieser Dicke, hätten durchaus den Detektor verlassen können, wenn die Abschneideenergie noch niedriger gewählt würde.

Nach [Kat 52] kann die extrapolierte **Reichweite** ('practical range') R_0 von Elektronen mit einer kinetischen Energie 'E(kin)' zwischen 0.01 MeV und 3.0 MeV in Aluminium ($\rho = 2.7 \text{ g/cm}^3$) durch die empirische Formel:

(5.3.1.1.)

$$R_0 \text{ (cm)} \approx 0.412 \text{ g/cm}^2 \cdot E_k^{[1.265 - 0.0954 \cdot \ln(E_k)]} / \rho$$

(mit $E_k = E(\text{kin}) / 1 \text{ MeV}$)

grob abgeschätzt werden.

Da Silizium und Aluminium ähnliche Werte für die Dichte aufweisen, wurde diese Formel für eine Abschätzung der Reichweite von niederenergetischen Elektronen in Silizium ($\rho = 2.33 \text{ g/cm}^3$) verwendet. In Tabelle 5.3.1 werden die extrapolierten Reichweiten R_0 für Elektronen mit einer kinetischen Energie zwischen 0.01 MeV und 1 MeV aufgelistet:

¹⁾(...Fortsetzung)

'AE' und 'ECUT'. 'AE' bezieht sich auf die Auswahl der Wechselwirkungen, bei denen Sekundärteilchen mit einer Energie größer als 'AE' entstehen. 'ECUT' hingegen wirkt sich auf die Entscheidung aus, ob ein Teilchen weiter verfolgt werden soll. Für alle Simulationen, die für diese Arbeit vorgenommen wurden, wurde 'ECUT' gleich 'AE' gesetzt.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

E(kin) (MeV)	R ₀	
	Katz, Penfold (μm)	Tabata (μm)
1.0	1770	1609
0.75	1220	
0.5	703	642
0.4	512	468
0.3	336	307
0.2	180	165
0.1	57.9	53.4
0.05	17.0	16.4
0.04	11.2	11.2
0.03	6.5	6.8
0.02	2.9	3.4
0.01	0.7	1.1

Reichweite von niederenergetischen Elektronen
nach [Kat 52] und [Tab 72]
in Silizium

Tabelle 5.3.1

Ein Elektron, dessen kinetische Energie beispielsweise eine Abschneideenergie von 1 MeV (untere Grenze der Energie in 'EGS 3') erreicht hätte und damit nicht mehr vom Simulationsprogramm weiterverfolgt würde, könnte noch einen Weg von etwa 1.6 mm im Silizium zurücklegen.

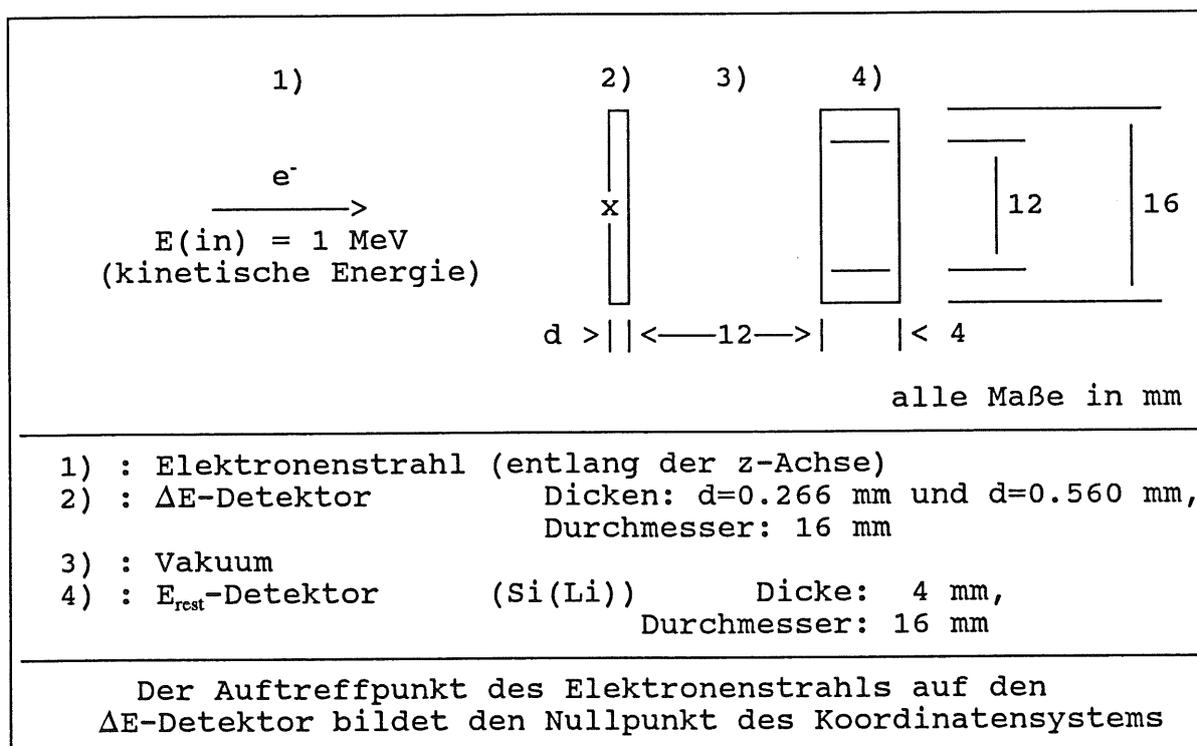
Ein Siliziumdetektor der Dicke 0.17 mm (= 170 μm) ist in der Lage, ein Elektron mit einer kinetischen Energie von etwa 200 keV abzustoppen. Elektronen mit einer kinetischen Energie von 100 keV haben diese nach ungefähr 55 μm verloren. Diese Reichweite scheint ein angemessener Bruchteil der Dicken der für diese Arbeit untersuchten Detektoren zu sein (d = 0.213 mm .. 0.938 mm, d.h. 55 / 213 = 26 %, 55 / 938 = 5.8 %).

Ein Elektron mit einer kinetischen Energie von 10 keV hat nach etwa 1 μm seine Energie abgegeben. Eine separate Behandlung dieser niederenergetischen Elektronen scheint bei den gegebenen Detektordicken weit übertrieben zu sein.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

5.3.2. Simulationen und Vergleich mit den Messungen der Experimente mit den niederenergetischen Elektronen

Für den Vergleich wurden - entsprechend den experimentellen Gegebenheiten - Simulationen mit dem Programm 'EGS 4' vorgenommen. Abbildung 5.3.1 zeigt eine Skizze der um die z-Achse rotationssymmetrischen Versuchsanordnung, wie sie für die Simulationen generiert wurde (vergleiche mit Abbildung 5.1.1 für den Aufbau des Versuches).



Skizze der simulierten Versuchsanordnung in Seitenansicht

Abbildung 5.3.1

Die Simulationen wurden mit folgenden Parametern vorgenommen:

Eingeschossene Teilchen: jeweils 5000 Elektronen zentral und lotrecht auf den ΔE -Detektor

Material der Detektoren: Silizium,
 Dichte : $\rho = 2.33 \text{ g/cm}^3$

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

Abschneideenergien

Elektr./Positr. : $AE = ECUT = m_e c^2 + E(\text{cut})$

($E(\text{cut})$ ist also die Abschneideenergie als kinetische Energie des Teilchens und wurde als Parameter variiert)

Photonen : $AP = PCUT = 0.010 \text{ MeV}$

Während der Simulation wurden für sämtliche Transportschritte, die für die Elektronen in den Detektoren ausgeführt wurden, Werte wie

- Koordinaten des Startpunktes (x, y, z),
- Komponenten des zurückgelegten Weges (dx, dy, dz),
- Impuls des Teilchens und
- deponierte Energie

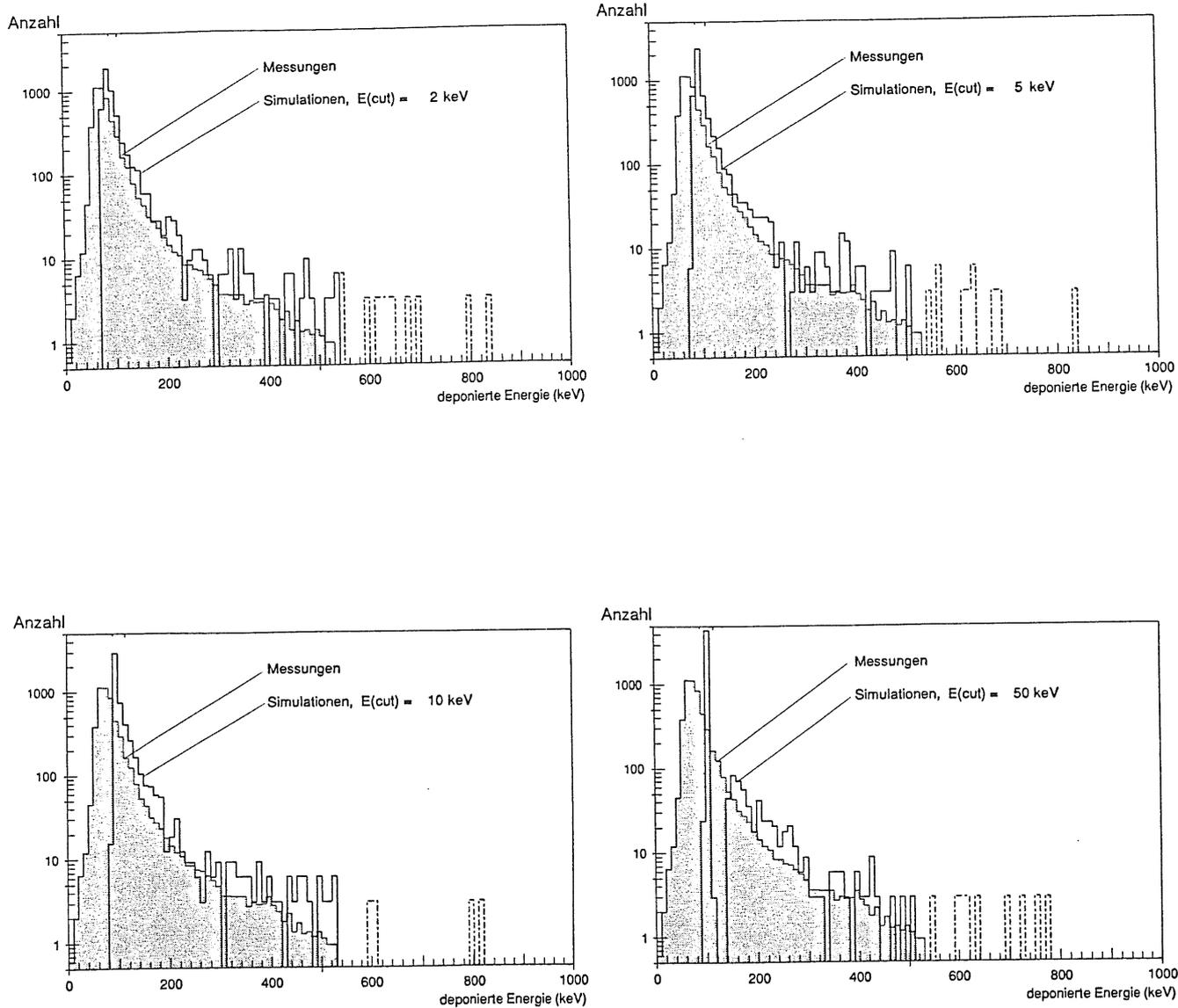
gespeichert. Um die experimentellen Gegebenheiten möglichst realistisch nachzubilden, wurden anschließend nur Ereignisse ausgewählt, für welche die Summe der deponierten Energie im ΔE -Detektor und im 12 mm durchmessenden inneren Teil des E_{rest} -Detektors im Bereich zwischen 0.94 und 1.1 MeV lagen. Gleichzeitig mußte die im eben beschriebenen inneren Teil des E_{rest} -Detektors deponierte Energie 10 keV überschreiten, um damit die Koinzidenzbedingung des Experiments nachzubilden. Diese Ereignisse werden im folgenden als 'selektierte Ereignisse' bezeichnet.

Die Abbildungen 5.3.2 a)..c) und 5.3.3 zeigen die mit unterschiedlichen Parametern simulierten Spektren der deponierten Energien im Vergleich zum jeweils gemessenen Ergebnis.

Die Ereignisse, die außerhalb der experimentell erfaßten Bereiche in den Spektren liegen, wurden gestrichelt gezeichnet und nicht mit zur Mittelwertbildung herangezogen.

Die Angaben für die Abschneideenergien $E(\text{cut})$ sind als kinetische Energie für die Elektronen zu verstehen. Die Werte für **ESTEPE** sind der prozentuale Anteil der kinetischen Energie, der pro Transportschritt während der Simulation an das Material abgegeben werden darf.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)



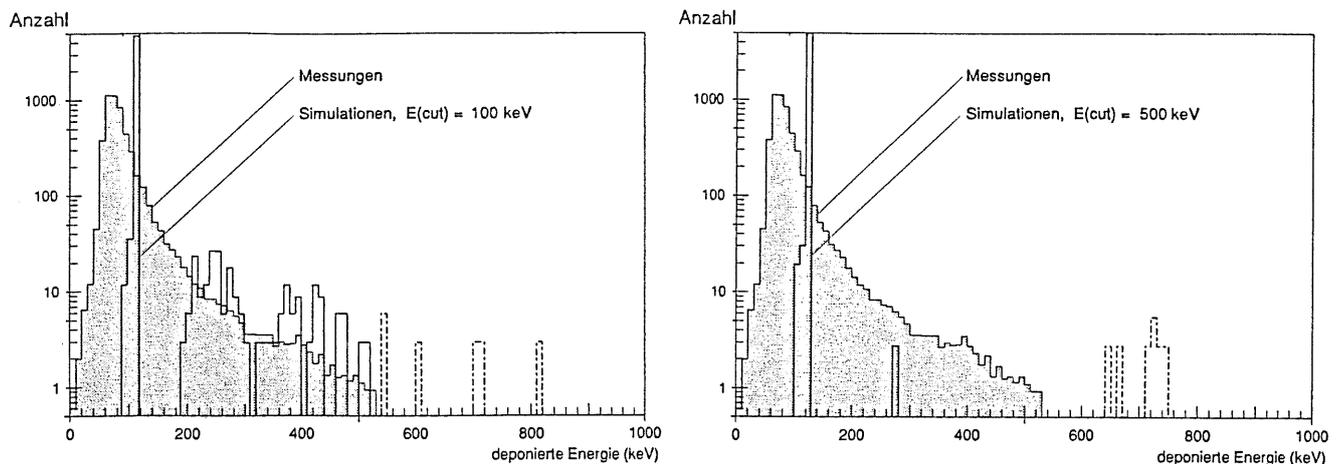
Deponierte Energie in dünnen Si-Detektoren
beim Durchgang von Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$)

Detektordicke: 0.266 mm

Simulationen, ohne Einschränkung durch ESTEPE

Abbildung 5.3.2 a)

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)



**Deponierte Energie in dünnen Si-Detektoren
beim Durchgang von Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$)**

Detektordicke: 0.266 mm

Simulationen, ohne Einschränkung durch ESTEPE

Abbildung 5.3.2 a)

Die in Abbildung 5.3.2 a) dargestellten simulierten Spektren haben charakteristische Merkmale, die eine Aufteilung in drei Bereiche zulassen, welche für die verschiedenen Abschneideenergien unterschiedlich deutlich zu erkennen sind:

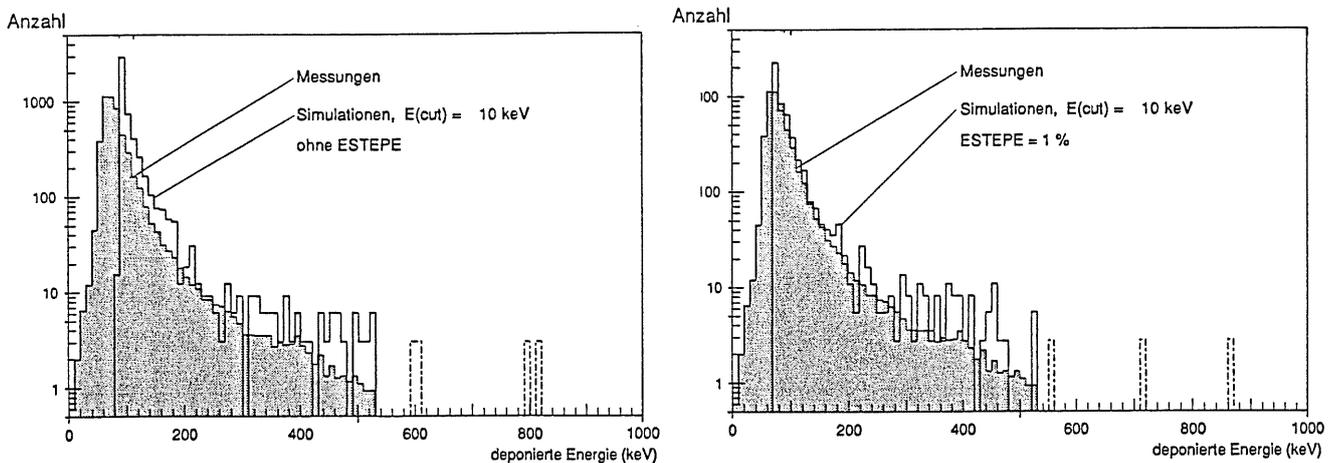
- Jedes simulierte Spektrum beginnt bei derjenigen Energie, die das Elektron bei der Durchquerung durch den Detektor verliert, wenn keine Wechselwirkung als diskretes Ereignis zu simulieren ist. Nach einem rapiden Anstieg bis zur wahrscheinlichsten Energie, fällt es, zumindest bei ganz geringen Abschneideenergien, zu hohen deponierten Energien hin langsam ab. Dabei folgt das Spektrum in etwa der Verteilungsfunktion der Landau-Verteilung.
- Bei einer Abschneide-Energie von 50 keV wird oberhalb des wahrscheinlichsten Wertes für die deponierte Energie eine Lücke in der Verteilung sichtbar. Das Ende der Lücke liegt bei einer deponierten Energie, die der Summe aus der mindestens im Detektor deponierten Energie und der Abschneideenergie entspricht. Ab dieser Schwelle deponiert, zusätzlich zum Primärelektron, ein Sekundärelektron, welches ja mindestens die Abschneideenergie erhalten haben muß, seine kinetische Energie im Detektor.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

- Oberhalb dieser zweiten Schwelle nimmt das Spektrum in etwa wieder die Form an, die der Landau-Verteilung folgend abnimmt.

Auf diese Weise bleiben bei einer Abschneide-Energie von 500 keV, außer den Ereignissen mit der wahrscheinlichsten deponierten Energie, nur wenige, die einen extremen Energiebetrag deponieren.

Abbildung 5.3.2 b) zeigt am Beispiel der Spektren für eine Abschneideenergie von 10 keV, wie sich das Spektrum bei Wahl des Parameters ESTEPE = 1 % zu niedrigeren Energien hin verschiebt, womit es sich der Lage des gemessenen Spektrums annähert.



**Deponierte Energie in dünnen Si-Detektoren
beim Durchgang von Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$)**

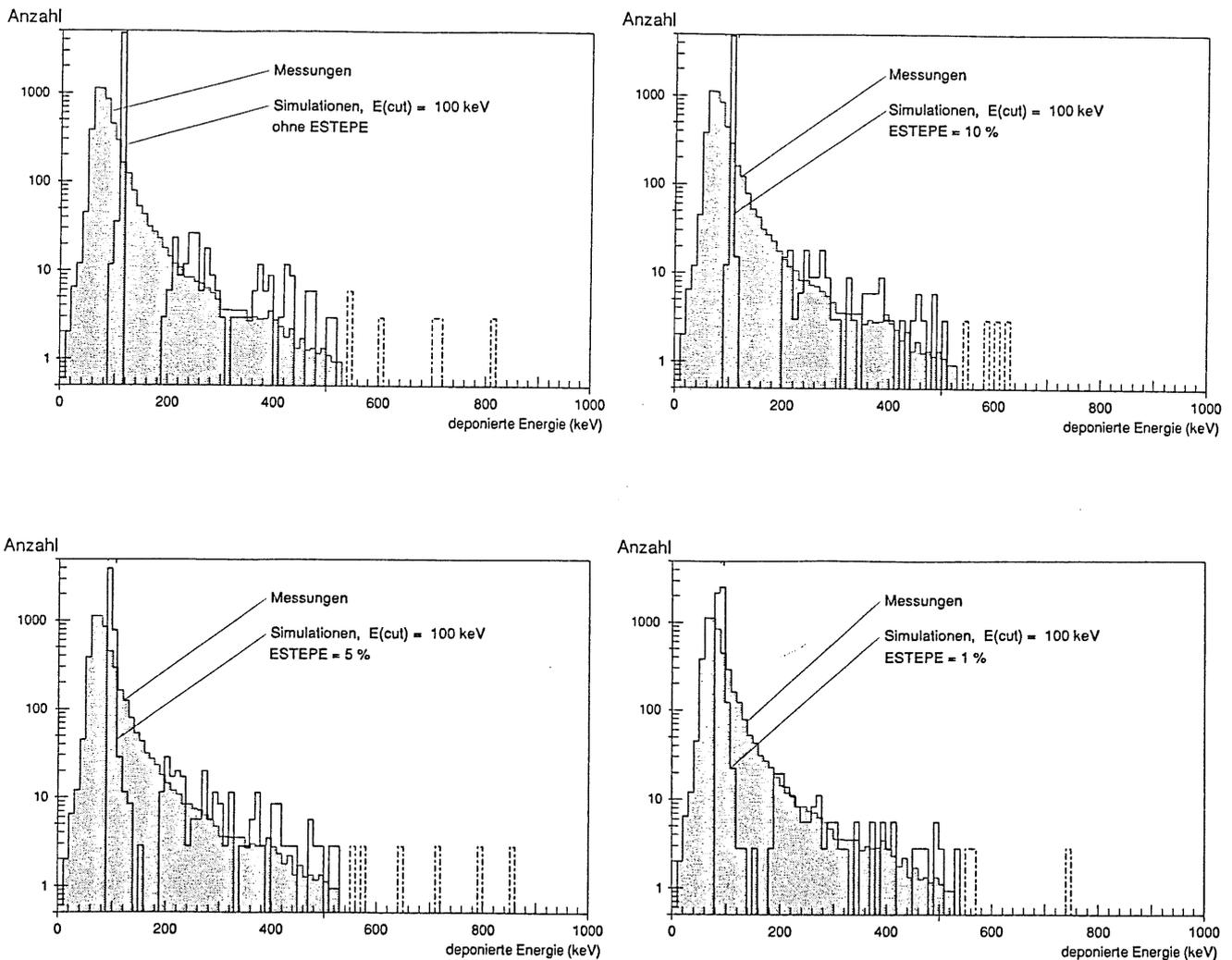
Detektordicke: 0.266 mm

Simulationen, $E(\text{cut}) = 10 \text{ keV}$

Abbildung 5.3.2 b)

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

Abbildung 5.3.2 c) zeigt am Beispiel des dünnen Detektors ($d=0.266$ mm) für eine Abschneideenergie von 100 keV, wie sich das simulierte Spektrum der deponierten Energie mit größerer Einschränkung des Energieverlustes pro Simulationsschritt (ESTEPE) zu niedrigen Energien hin verschiebt. Der Verlauf der Mittelwerte der deponierten Energie in Abhängigkeit von ESTEPE werden für beide Detektoren in Abbildung 5.3.5 dargestellt.



**Deponierte Energie in dünnen Si-Detektoren
beim Durchgang von Elektronen ($E(\text{in}) = 1$ MeV)**

Detektordicke: 0.266 mm

Simulationen, $E(\text{cut}) = 100$ keV

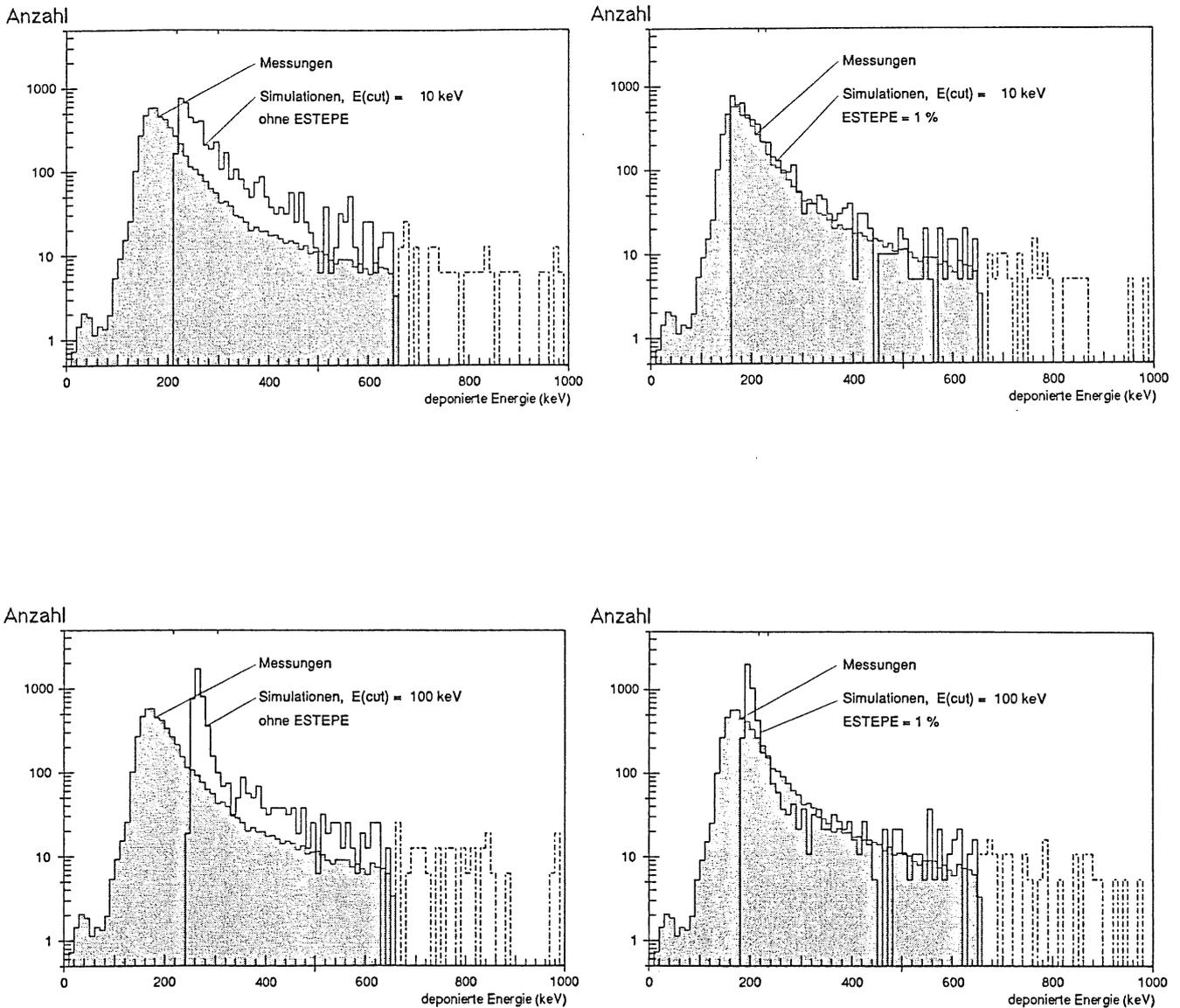
Abbildung 5.3.2 c)

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

Die Beschränkung des maximal zulässigen relativen Energieverlustes pro Transportschritt durch Eingabe eines Prozentwertes (ESTEPE) verschiebt den wahrscheinlichsten Wert für die deponierte Energie zu kleineren Werten, was die erwartete Wirkung der kürzeren Transportschritte ist (korrektere Behandlung der Vielfachstreuung, vgl. Kapitel 4.1.5 und [Rog 84]). Zusätzlich wird die steile Kante am linken Rand der Lücke 'aufgeweicht', das heißt, die Elektronen deponieren weniger oft den wahrscheinlichsten Wert. Dies ist auf zusätzliche diskrete Streuschritte während des Durchgangs durch den Detektor zurückzuführen, die jeweils zwischen den Transportschritten durchgeführt werden. Insgesamt ergibt sich eine Abnahme der mittleren deponierten Energie.

Die Auswirkung der Abschneideenergie und der Einschränkung des relativen Energieverlustes pro Transportschritt durch Wahl von ESTEPE = 1 % auf das Spektrum der deponierten Energie werden für den dickeren Detektor ($d=0.560$ mm) aus Abbildung 5.3.3 ersichtlich. Der Einschnitt des Spektrums bei der Abschneideenergie von 100 keV ist beim dickeren Detektor nicht so deutlich zu erkennen, wie dies beim dünneren Detektor der Fall ist (vgl. Abbildung 5.3.2 a)). Obwohl die Effekte nicht so deutlich zutage treten, kann man die korrektere Simulation mit ESTEPE = 1 % bestätigt sehen.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)



Deponierte Energie in dünnen Si-Detektoren
beim Durchgang von Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$)

Detektordicke: 0.560 mm

Simulationen

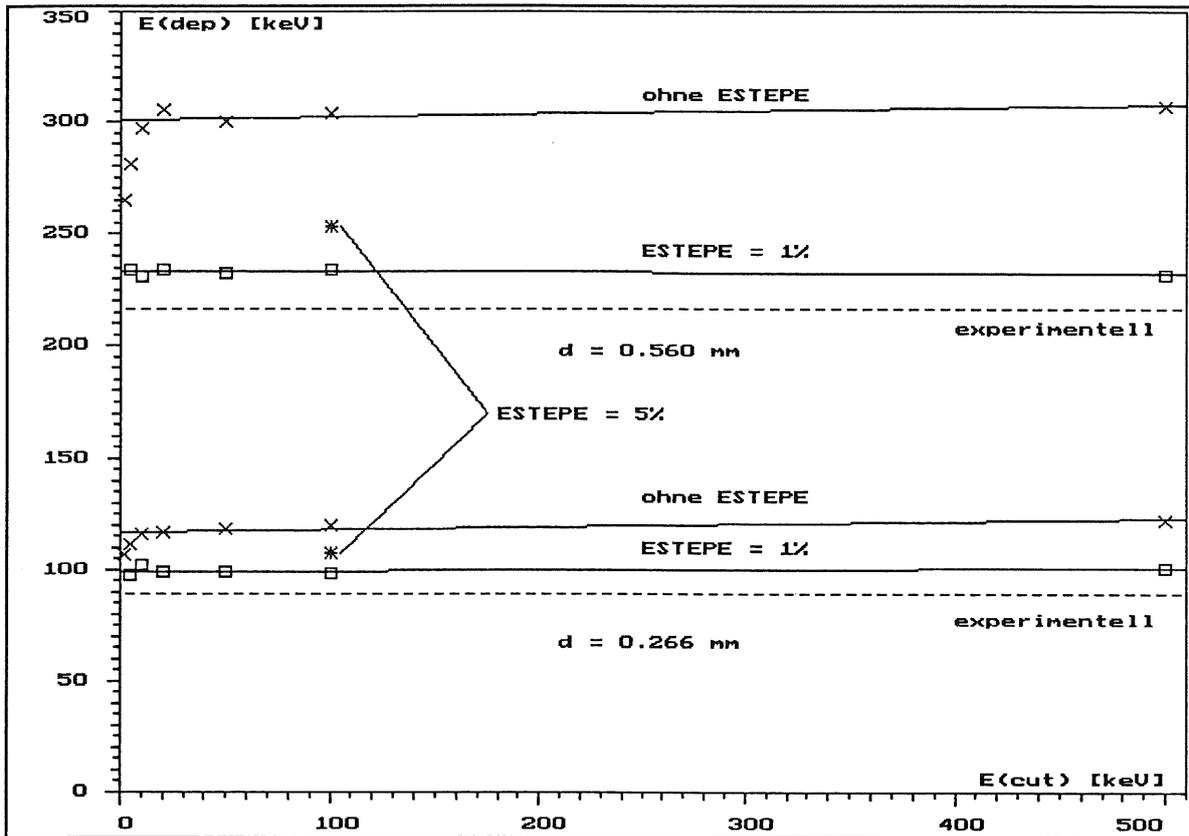
Abbildung 5.3.3

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

Der Vergleich der Resultate aus den gemessenen Spektren mit denen aus den unter verschiedenen Bedingungen simulierten Spektren soll in den folgenden Zeichnungen graphisch veranschaulicht werden. Die Zahlenwerte der Ergebnisse für die gemessenen Mittelwerte der Energiedepositionen werden im Anhang (Kapitel 8.7.3.) in den Tabellen 8.7.2 a)..d) den entsprechenden Simulationsergebnissen gegenübergestellt und in Relation zueinander gesetzt.

Auf eine graphische Darstellung der statistischen Fehlerbreiten für die simulierten Mittelwerte der deponierten Energien wurde verzichtet, da diese im Bereich um 1.0 % bis maximal 1.4 % liegen (vgl. Tabelle 8.7.2 a) und c)) und somit im Bereich der zeichnerischen Auflösung liegen.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)



Mittlere deponierte Energien

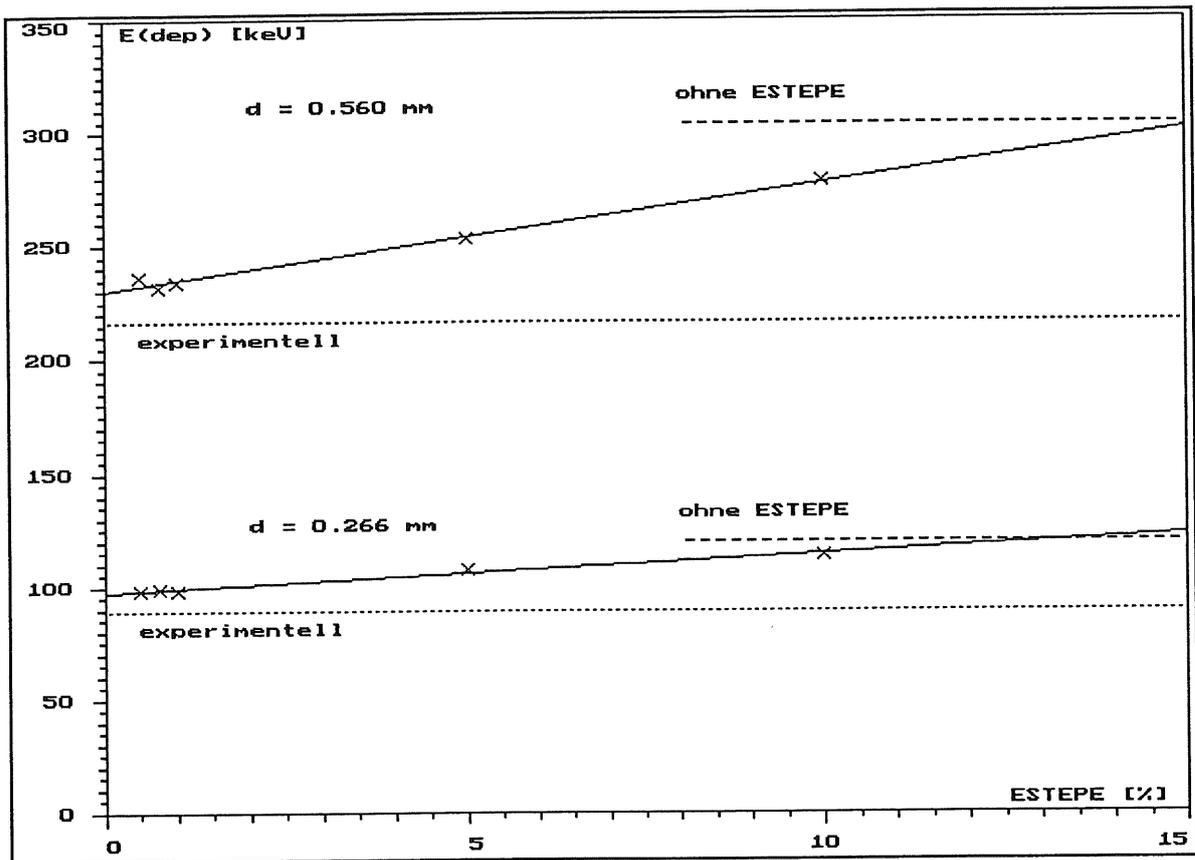
Simulationen mit verschiedenen Abschneideenergien, (Die durchgezogenen Linien sind Regressionsgeraden durch die Punkte und dienen zur Orientierung)

Abbildung 5.3.4

In Abbildung 5.3.4 wurden für die Simulationsergebnisse ohne ESTEPE jeweils die Punkte für die beiden niedrigsten Abschneideenergien ($E(\text{cut}) = 2 \text{ keV}$, 5 keV) nicht mit zur Berechnung der Geraden herangezogen. Man kann deutlich sehen, wie sich die mittleren deponierten Energien bei sehr geringen Abschneideenergien den gemessenen Mittelwerten nähern.

Einen weitaus größeren Effekt hat die Begrenzung des relativen Energieverlustes pro Simulationsschritt ($\text{ESTEPE} = 1\%$). Bei dieser Einstellung ist die Abhängigkeit der mittleren deponierten Energie von der Abschneideenergie nicht mehr signifikant. Um die Abhängigkeit der Simulationsergebnisse von ESTEPE näher zu untersuchen, sind in Abbildung 5.3.5 die mittleren deponierten Energien für $E(\text{cut}) = 100 \text{ keV}$ und unterschiedliche Werte des Parameters ESTEPE aufgetragen.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)



Mittlere deponierte Energien

Simulationen mit verschiedenen ESTEPE ($E(\text{cut}) = 100 \text{ keV}$),

(Die durchgezogenen Linien sind Regressionsgeraden und dienen zur Orientierung)

gestrichelte Linien: simulierte Ergebnisse ohne ESTEPE
 punktierte Linien: gemessene deponierte Energien

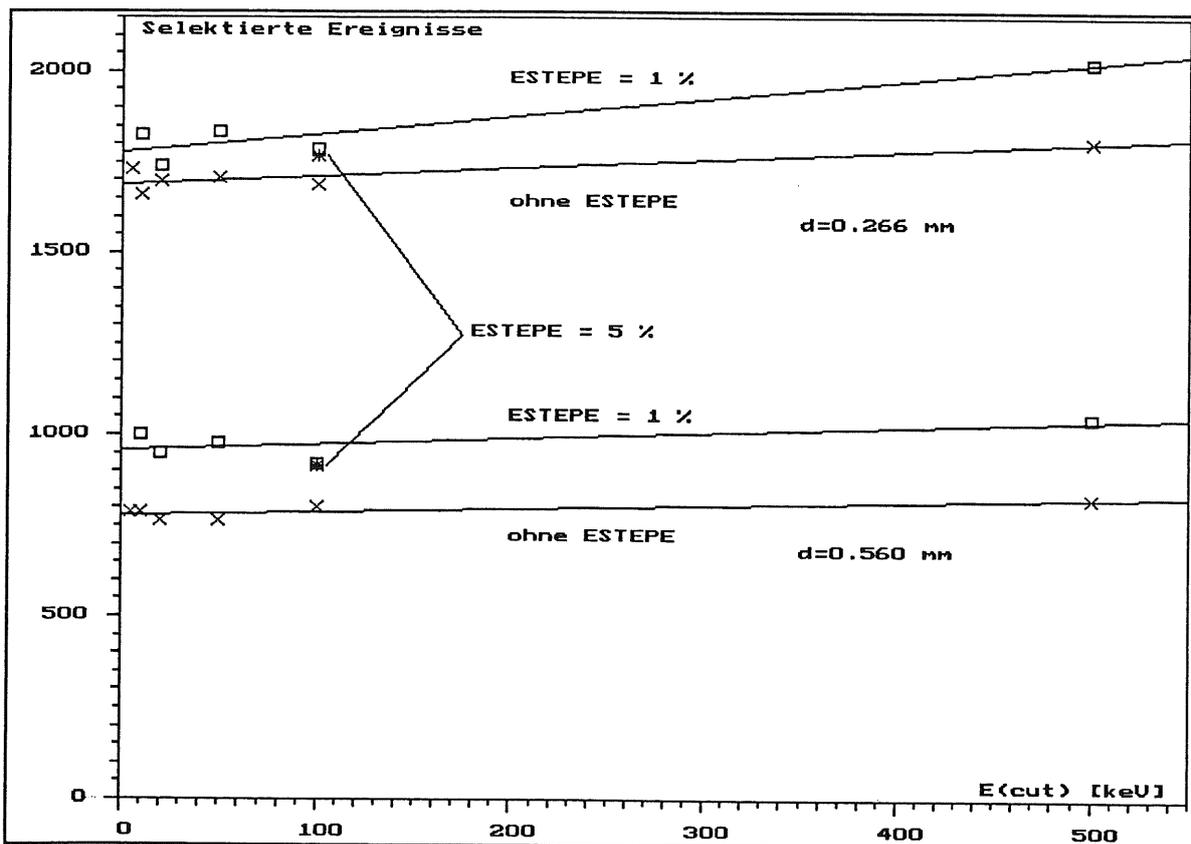
Abbildung 5.3.5

Die drastische Verringerung der deponierten Energie, beim Durchgang von niederenergetischen Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren durch die Beschränkung des Energieverlustes pro Simulationsschritt ist ein Hinweis auf den großen Einfluß der Vielfachstreuung bei dieser Problemstellung. Durch diese Beschränkung ist die Bestimmung der effektiv zurückgelegten Strecke 's' und des Streuwinkels nach der Molière-Theorie lediglich für kleinere tatsächlich passierte Weglängen 't' notwendig und die Simulationen sollen dadurch genauer werden (vergleiche Kapitel 4.1.5. und [Rog 84]). Der Streuwinkel muß auf dem Weg

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

durch die dünne Schicht häufiger bestimmt werden. Nach jedem kleinen Transportschritt wird eine gewisse Versetzung senkrecht zur jeweiligen ursprünglichen Bewegungsrichtung des Teilchens ermöglicht. Durch diese Effekte wird der Streumechanismus auf eine realistischere Weise berücksichtigt.

Wie an der Anzahl der selektierten Ereignisse zu erkennen ist (Abbildung 5.3.6 und Tabelle 8.7.2 b) und d), Spalten IV)), machen sich die geringeren Streuwinkel bei kleinen Werten für ESTEPE unter anderem dadurch bemerkbar, daß der Anteil der Elektronen, die den zweiten Detektor erreichen und damit die Koinzidenzbedingung erfüllen, zunimmt.



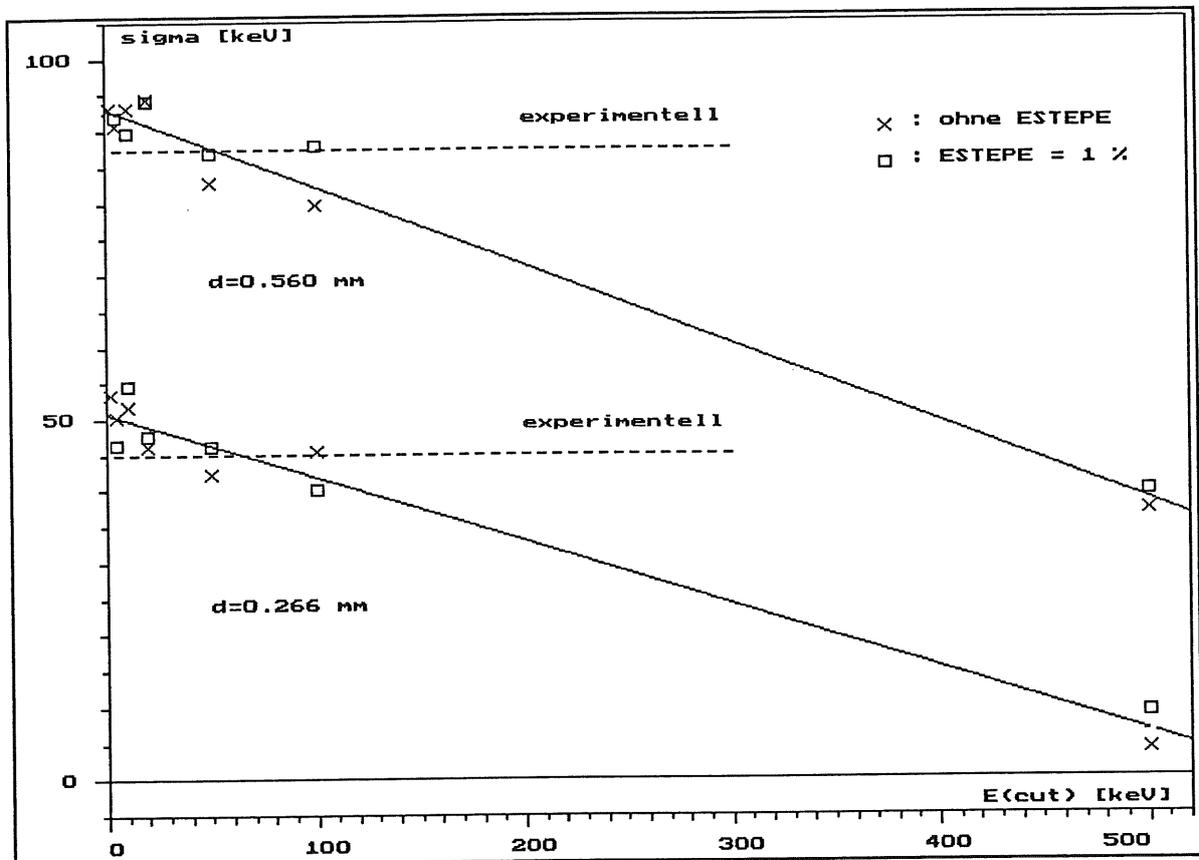
Anzahl der aus jeweils 5000 Simulationen
gemäß dem Experiment selektierten Ereignisse
für verschiedene Abschneideenergien:

(Die durchgezogenen Linien sind Regressionsgeraden
und dienen zur Orientierung)

Abbildung 5.3.6

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

Die Standardabweichungen, errechnet als Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung vom Mittelwert (RMS, Abbildung 5.3.7 und Spalten 'III)' in den Tabellen 8.7.2 a) und c)) sind stark von der Wahl der Abschneideenergie $E(\text{cut})$ abhängig. Die Beschränkung des Energieverlustes pro Transportschritt (ESTEPE) scheint keinen signifikanten Einfluß auf die Breite der Spektren zu haben.



standardabweichungen der mittleren deponierten Energien

Simulationen mit verschiedenen Abschneideenergien,

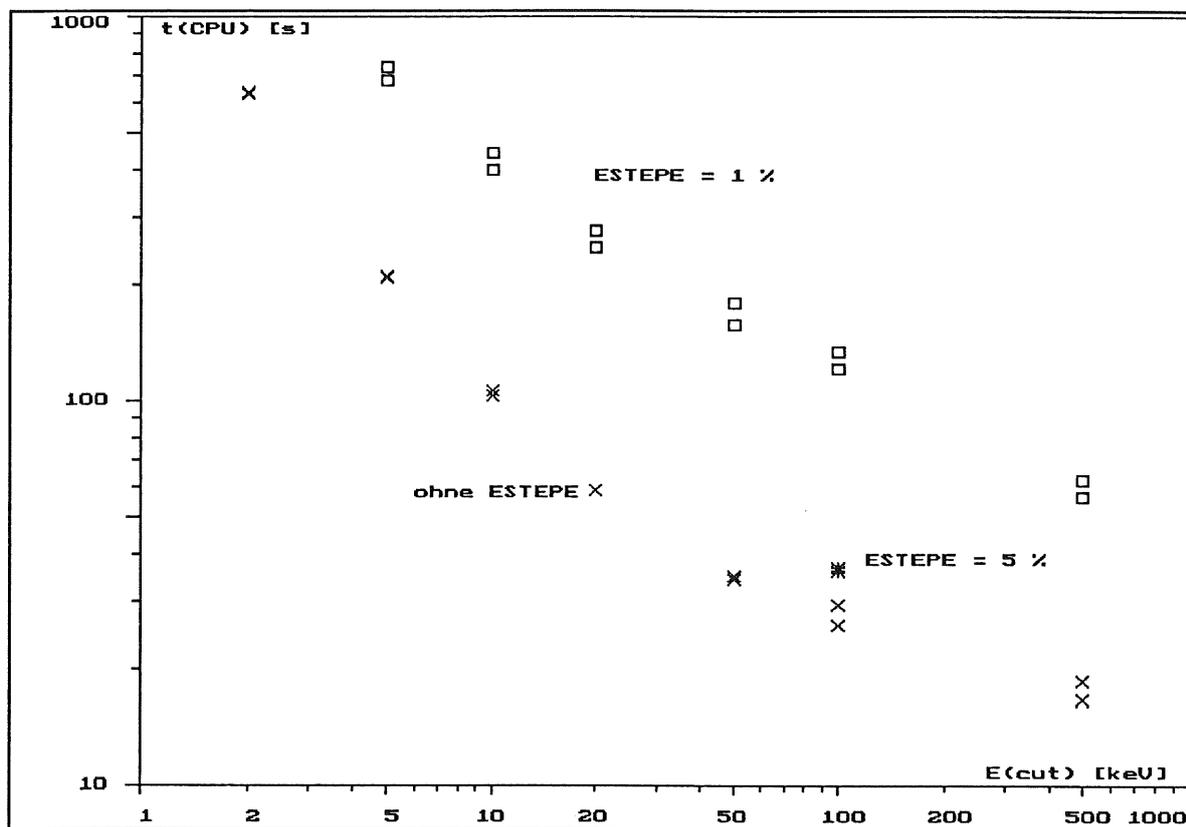
(Die durchgezogenen Linien sind Regressionsgeraden durch die Punkte und dienen zur Orientierung)

Abbildung 5.3.7

Das rapide Abfallen der Standardabweichungen mit steigender Abschneideenergie hat seinen Grund darin, daß weniger diskrete Sekundärelektronen erzeugt werden und vom wahrscheinlichsten Wert abweichende Ergebnisse für die deponierte Energie immer seltener werden (vgl. Spektren in den Abbildungen 5.3.2.). Für eine Abschneideenergie in der Umgebung um 50 keV werden die

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

experimentellen Werte für die Standardabweichung durch die Simulation am besten wiedergegeben.



Rechenzeitverbrauch zur Simulation von jeweils 5000 Ereignissen für verschiedene Abschneideenergien:

Dicken der Detektoren: $d=0.266$ mm (78B3), $d=0.560$ mm (85B6)

Abbildung 5.3.8

Zum Abschluß sollen die Ergebnisse der selektierten Ereignisse im Zusammenhang mit den benötigten **Rechenzeiten** für die verschiedenen Parameter näher betrachtet werden (Abbildung 5.3.8 und Tabellen 8.7.2 a)..d), Spalten 'II)' und 'V)').

Mit einer Abschneideenergie von 500 keV liegen die simulierten Mittelwerte der deponierten Energien bei 136 % bzw. 142 % in Relation zu den experimentell ermittelten Werten. Durch Verringerung der Abschneideenergie auf 10 keV, was eine Verlängerung der Rechenzeit auf das 5- bis 6-fache bedeutet, verbessert sich das Ergebnis für die deponierte Energie lediglich um etwa 5 bis 6 % (die prozentualen Angaben beziehen sich immer

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

auf die experimentellen Ergebnisse).

Dagegen kann man, bei einer fest gewählten Abschneideenergie von 100 keV, durch Beschränkung der Weglänge, so daß pro Schritt maximal 10 % der kinetischen Energie abgegeben werden können, eine Verbesserung der deponierten Energie um 7 bzw. 12 % erreichen, ohne daß die Rechenzeit nennenswert verlängert würde. Bei Vorgabe von ESTEPE = 1 % benötigt man eine um den Faktor 4 bis 5 längere Rechenzeit, das Ergebnis für den Mittelwert der deponierten Energie liegt aber nur noch etwa 10 % oberhalb der gemessenen Werte, das heißt die Mittelwerte verringern sich um ca. 24 bzw. 33 %. Dieses Ergebnis ist nur wenig abhängig von der gewählten Abschneideenergie. Eine weitere Verringerung der maximalen Schrittweite verlängert sehr stark die aufzuwendende Rechenzeit, ändert jedoch das Ergebnis kaum.

Schlußfolgerung

Für die untersuchte Konstellation, d.h. für die Simulation des Durchgangs von niederenergetischen Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren mit dem EGS-Programm, scheint die Kombination:

- Abschneideenergie $E(\text{cut}) = 100 \text{ keV}$ (kinetisch) und
- ESTEPE = 1 % (der kinetischen Energie)

ein sinnvoller Kompromiß zwischen Aufwand an Rechenzeit und Zuverlässigkeit der Ergebnisse für die mittlere deponierte Energie und ihrer Standardabweichung zu sein. Eine weitere Verringerung von $E(\text{cut})$ oder ESTEPE verbessern die Simulationsergebnisse für die untersuchten Konfigurationen nicht entscheidend.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

5.3.3. Mögliche Fehlerquellen bei den Simulationen

Um die verbleibende Diskrepanz zwischen den Meßergebnissen und den Simulationen zu diskutieren, sollen die Fehlermöglichkeiten dargestellt werden:

Bei den Simulationen können folgende Einflüsse nicht ausgeschlossen werden:

Die experimentellen Gegebenheiten ließen sich aufgrund von Meßfehlern bei den Bestimmungen der geometrischen Abmaße nicht exakt auf die Simulation übertragen. Außerdem wurden Vereinfachungen bei der Nachbildung der geometrischen Verhältnisse vorgenommen:

- a) Der Meßfehler bei der Bestimmung der mittleren Detektordicken und Inhomogenitäten der Detektoren war kleiner als $\pm 1 \%$ (vergleiche Tabellen 5.1.2 und 8.7.1).
- b) Eine Streuung des Auftreffwinkels des einfallenden Elektrons durch die Ausdehnung von Strahlfleck und Blendenöffnung wurde außer Acht gelassen.

Durchmesser Strahlfleck des Präparats	:	3..4 mm
Durchmesser der Blendenöffnung	:	5 mm
Abstand: Präparat - Blende	:	20 mm
Abstand: Präparat - Detektor	:	30 mm

=> Öffnungswinkel: ρ

$$\rho = \text{atan} \left(\frac{(3.5+5)/2 \text{ mm}}{20 \text{ mm}} \right) = 12^\circ,$$

=> Radius des Strahlflecks auf dem Detektor : r

$$r = 30 \text{ mm} \cdot \tan (12^\circ) - 3.5/2 \text{ mm} = 4.6 \text{ mm}$$

Die Abschätzung ergibt einen maximalen Winkel zum Lot von etwa 12° und einen bestrahlten Fleck auf dem Detektor mit einem Radius $r = 4.6 \text{ mm}$ (der Radius der aktiven Fläche des Detektors beträgt etwa 8 mm). Für ein Elektron mit einem Auftreffwinkel von 12° gegen das Lot vergrößert sich die scheinbare Dicke des Detektors um den Faktor $1/\cos(12^\circ) = 1.022$, also um etwa 2% . Dieser Extremfall gilt jedoch nur für einen sehr geringen Anteil der Elektronen.

Bei einer Simulation der Eigenschaften der Geometrie der Strahlungsquelle würde sich, durch den zum Detektorrand hin versetzten Auftreffpunkt der Elektronen und die Bewegungskomponente parallel zur Detektoroberfläche, der Anteil der

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

Ereignisse, bei denen die Koinzidenzbedingung erfüllt ist, vermindern. Daher wurde hier auf eine Berücksichtigung dieser geometrischen Umstände verzichtet und ein lotrechtes Auftreffen der Elektronen, zentral auf den Detektor, angenommen.

- c) Die Abstände und Abmessungen der einzelnen Komponenten (Elektronenquelle, Blende, ΔE -Detektor, E_{rest} -Detektor) lassen sich nicht exakt bestimmen. Diese Maße sind jedoch nur dann von Bedeutung, wenn eine Verteilung des Auftreffwinkels berücksichtigt werden soll (vgl. Punkt 'b)').
- d) Es wurde bei den Simulationen von einem monoenergetischen Elektronenstrahl ausgegangen, was für das Experiment nicht sichergestellt werden konnte (vgl. Kapitel 5.1.1).
- e) Die begrenzte Anzahl der Ereignisse schränkt die Zuverlässigkeit der statistischen Aussagen ein. Die Angaben der Mittelwerte für die deponierten Energien hatten typischerweise folgende Fehler

(als Beispiel dienen die Fälle: $E(\text{cut}) = 100 \text{ keV}$,
 $\text{ESTEPE} = 1 \%$):

$$78\text{B3 } (d = 0.266 \text{ mm})^2): \quad \sigma = 40.2 \text{ keV}$$

$$\Rightarrow \sigma / \sqrt{1789} / E(\text{dep}) = 0.95/98.1 \\ = 0.97 \%$$

$$85\text{B6 } (d = 0.560 \text{ mm})^3): \quad \sigma = 87.8 \text{ keV}$$

$$\Rightarrow \sigma / \sqrt{918} / E(\text{dep}) = 2.9/234.4 \\ = 1.24 \%$$

Die bisher betrachteten Fehlermöglichkeiten liegen im Bereich um 1 % .. 5 % und tragen zum Teil nur zur Verbreiterung der Verteilung bei (Rauschen, Inhomogenitäten der Detektoren). Es scheint, als seien die Abweichungen der simulierten Mittelwerte der deponierten Energien zu den gemessenen von etwa 10 % in der 'EGS'-Simulation selbst begründet und durch die Wahl der hier untersuchten Parameter nicht nennenswert zu verringern.

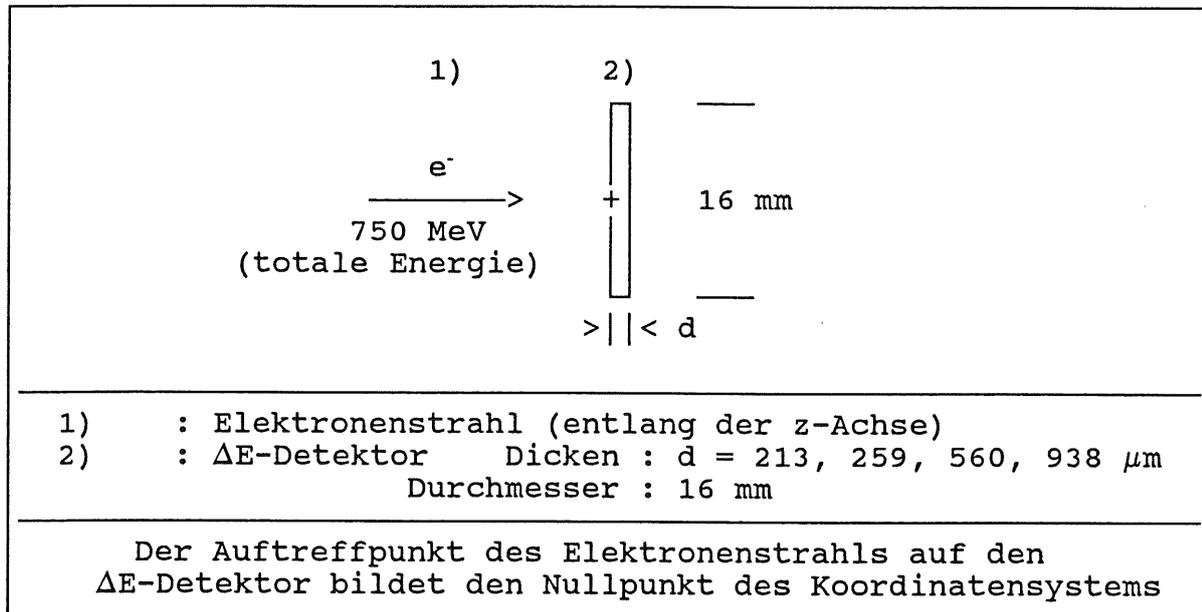
²⁾ die Zahlenwerte sind aus den Tabellen 8.7.2 a) und b)

³⁾ die Zahlenwerte sind aus den Tabellen 8.7.2 c) und d)

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

5.3.4. Simulationen und Vergleich mit den Messungen der Experimente mit den hochenergetischen Elektronen

Auch für den Durchgang von hochenergetischen Elektronen durch dünne Silizium-Detektoren wurden zur Untersuchung des Einflusses der Abschneideenergie im Detektormaterial Simulationen mit dem Programm 'EGS 4' vorgenommen. Die hierfür generierte einfache Geometrie wird in Abbildung 5.3.9 gezeigt:



Skizze der simulierten Versuchsanordnung in Seitenansicht

Abbildung 5.3.9

Die Simulationen wurden mit folgenden Parametern vorgenommen:

Eingeschossene Teilchen : jeweils 5000 Elektronen zentral und lotrecht auf den Detektor

Material der Detektoren: Silizium,
Dichte : 2.33 g/cm^3

Abschneideenergien:

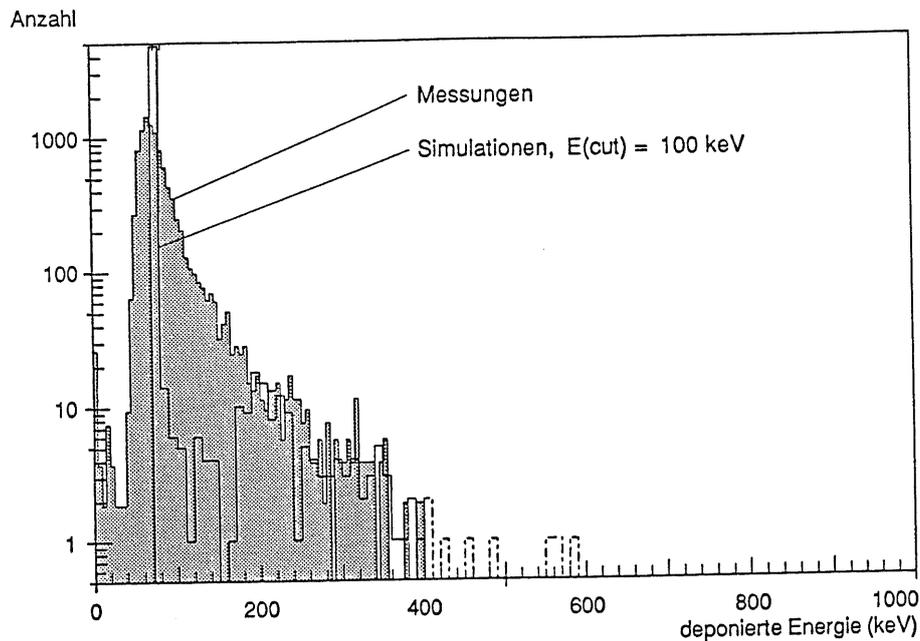
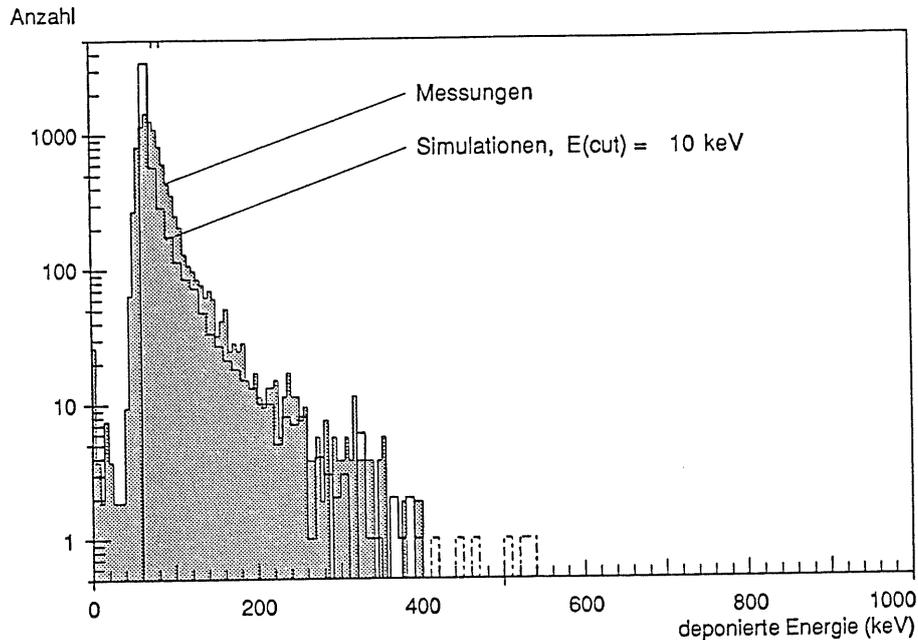
Elektr./Positr. : $AE = ECUT = m_e c^2 + E(\text{cut})$

($E(\text{cut})$ ist demnach die Abschneideenergie als kinetische Energie des Teilchens und wurde als Parameter variiert)

Photonen : $AP = PCUT = 0.010 \text{ MeV}$

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

Die Abbildungen 5.3.10 a)..d) zeigen für alle vier Detektoren die gemessenen Spektren im Vergleich mit den durch Simulationen erhaltenen Verteilungen, exemplarisch für die Abschneideenergien $E(\text{cut}) = 10 \text{ keV}$ und $E(\text{cut}) = 100 \text{ keV}$:

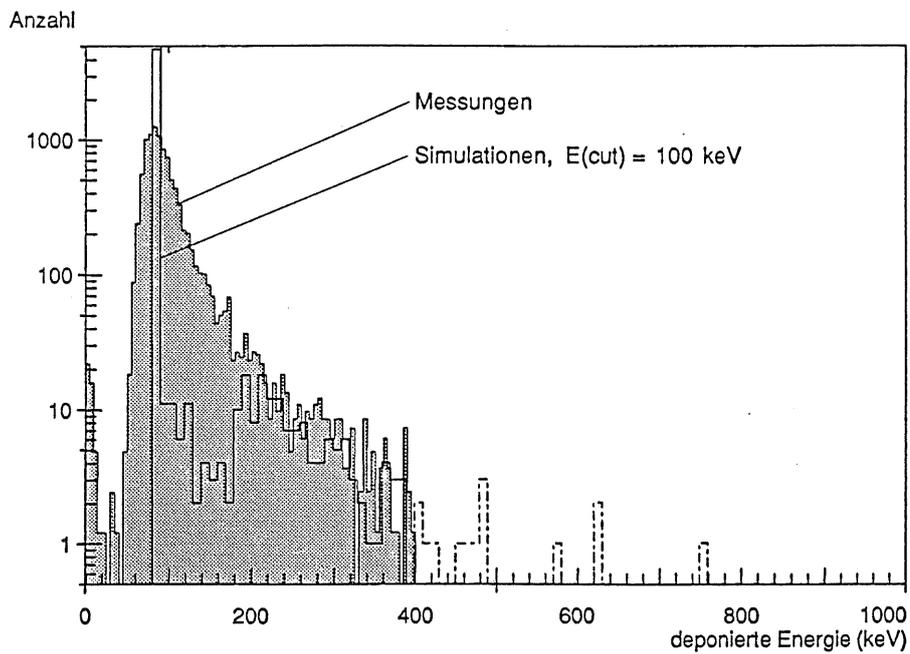
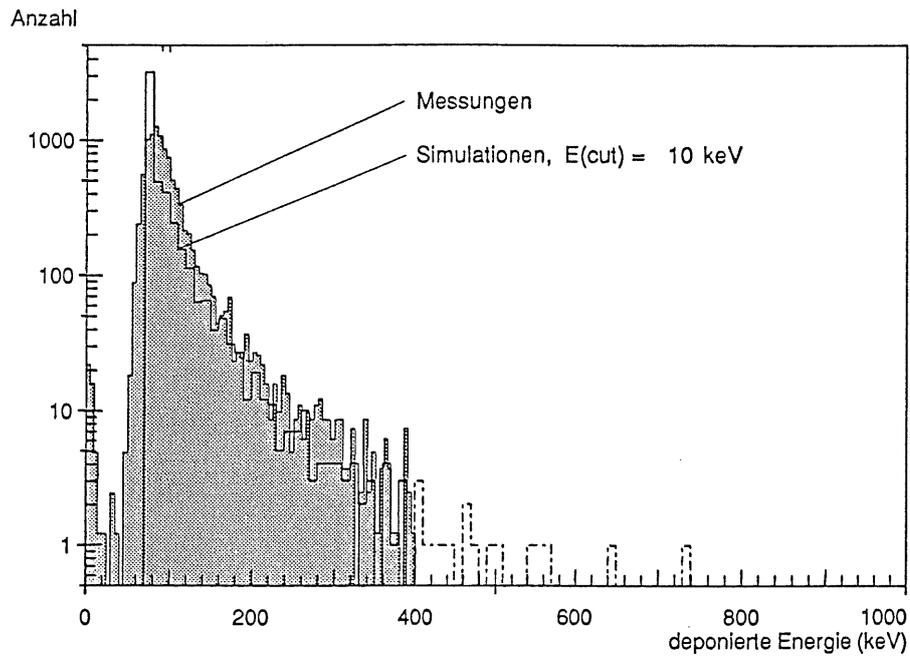


**Spektren der deponierten Energie in dünnen Si-Detektoren
beim Durchgang von Elektronen einer Energie von 750 MeV**

Detektordicke: 213 μm

Abbildung 5.3.10 a)

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

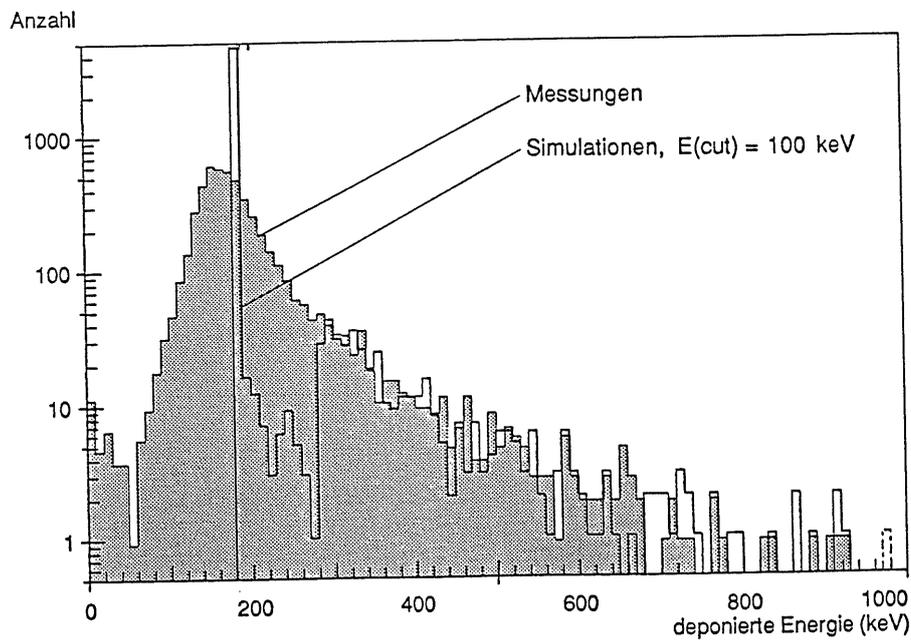
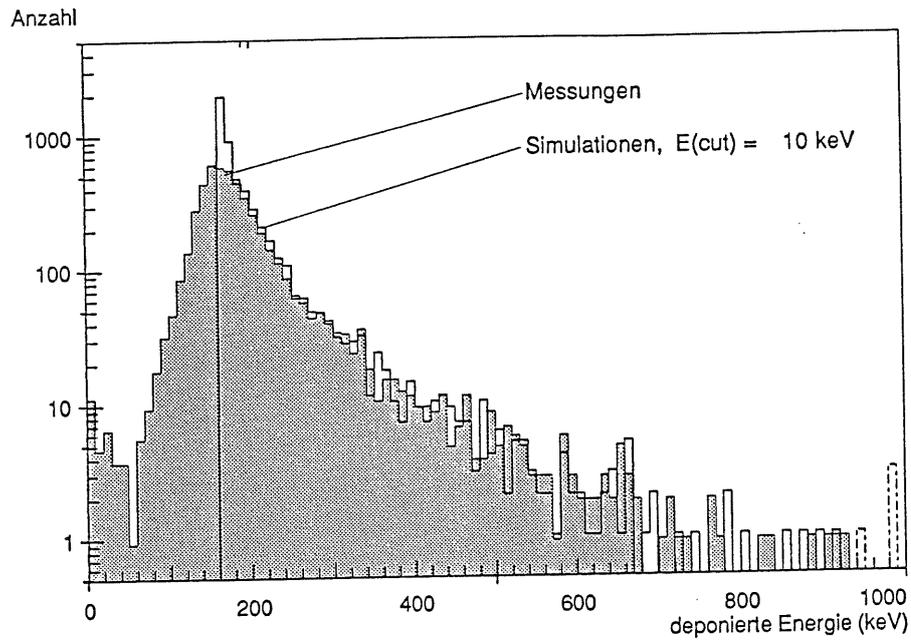


**Spektren der deponierten Energie in dünnen Si-Detektoren
beim Durchgang von Elektronen einer Energie von 750 MeV**

Detektordicke: 259 μm

Abbildung 5.3.10 b)

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

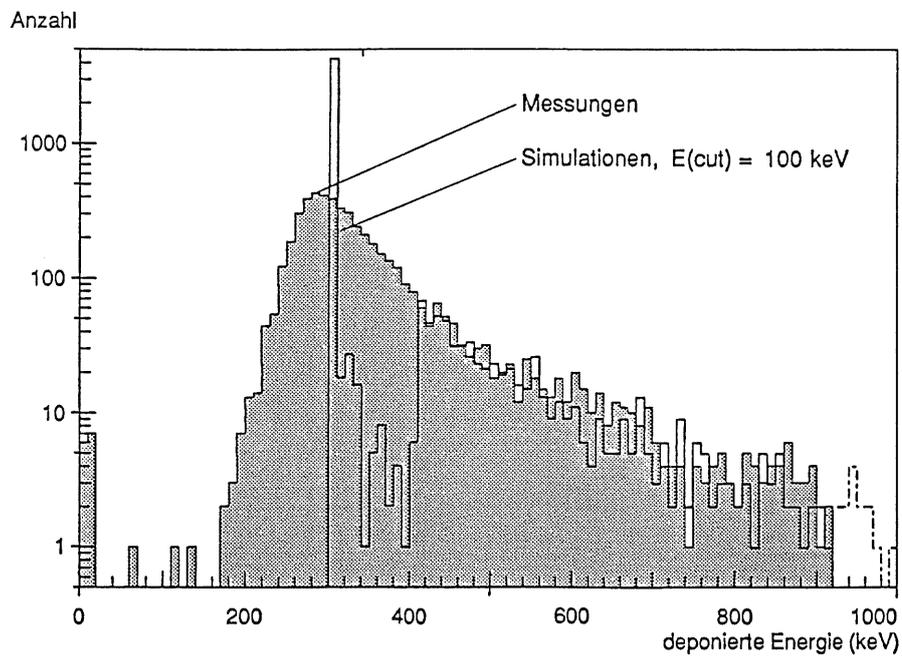
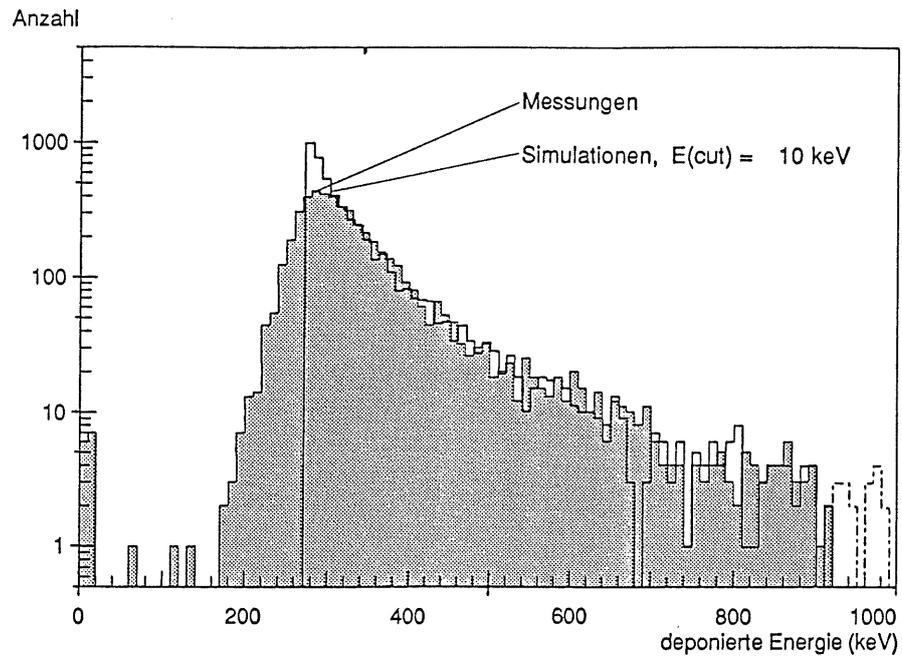


Spektren der deponierten Energie in dünnen Si-Detektoren
beim Durchgang von Elektronen einer Energie von 750 MeV

Detektordicke: 560 μm

Abbildung 5.3.10 c)

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)



Spektren der deponierten Energie in dünnen Si-Detektoren
beim Durchgang von Elektronen einer Energie von 750 MeV

Detektordicke: 938 μm

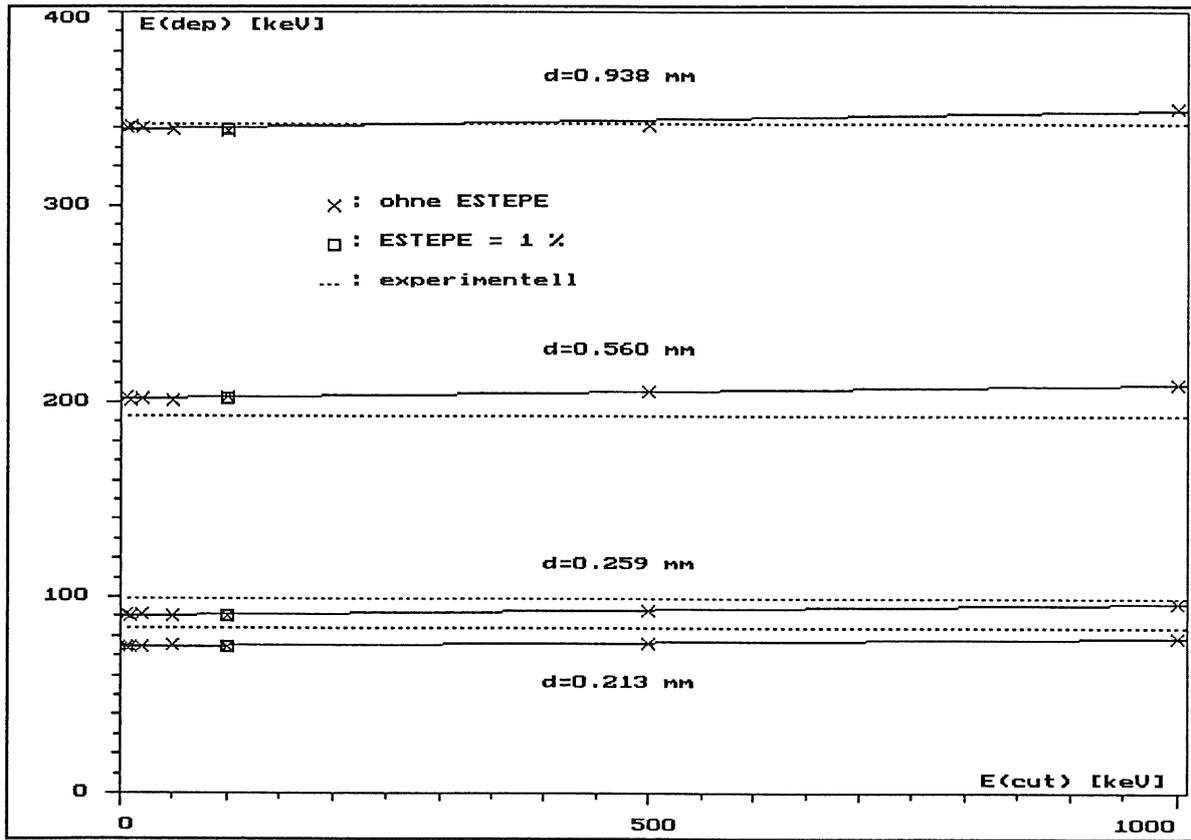
Abbildung 5.3.10 d)

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

In den Tabellen 8.7.4 a)..d) (im Anhang) werden die in Kapitel 5.2.2 vorgestellten Ergebnisse für die gemessenen Mittelwerte der Energiedepositionen und die 'theoretischen' Abschätzungen für die mittleren Energieverluste den entsprechenden Simulationen mit den unterschiedlichen Abschneideenergien gegenübergestellt.

In den Abbildungen 5.3.11 a) und b) werden die simulierten Mittelwerte der deponierten Energien den entsprechenden Messungen gegenübergestellt. Die Geraden ergeben sich aus linearen Regressionen durch die Punkte und unterstützen den Eindruck, daß die simulierten Mittelwerte für die deponierten Energien mit kleinerer Abschneideenergie geringer werden.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)



Deponierte Energie

Dicken der Detektoren: d

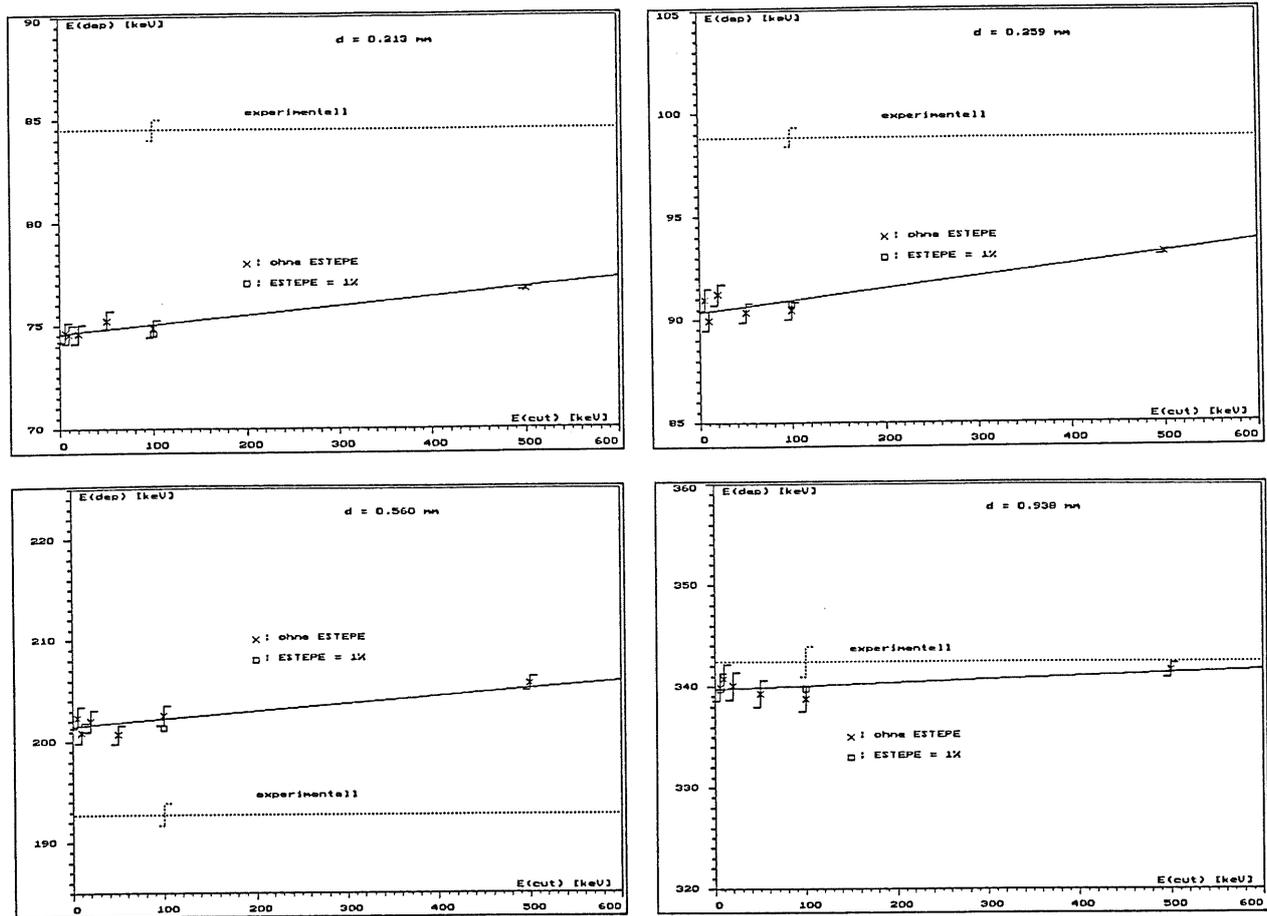
Simulierte mittlere deponierte Energien
bei versch. Abschneideenergien

Durchgezogene Linien: Regressionsgeraden

Abbildung 5.3.11 a)

Aus den Abbildungen 5.3.11 b) wird deutlich, daß die Weglängenbeschränkung für die Simulationen keinen signifikanten Einfluß auf den Mittelwert der deponierten Energie hat.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)



Deponierte Energie

Ausschnitte aus Abbildung 5.3.11 a)

Simulierte mittlere deponierte Energien
bei versch. Abschneideenergien

Abbildung 5.3.11 b)

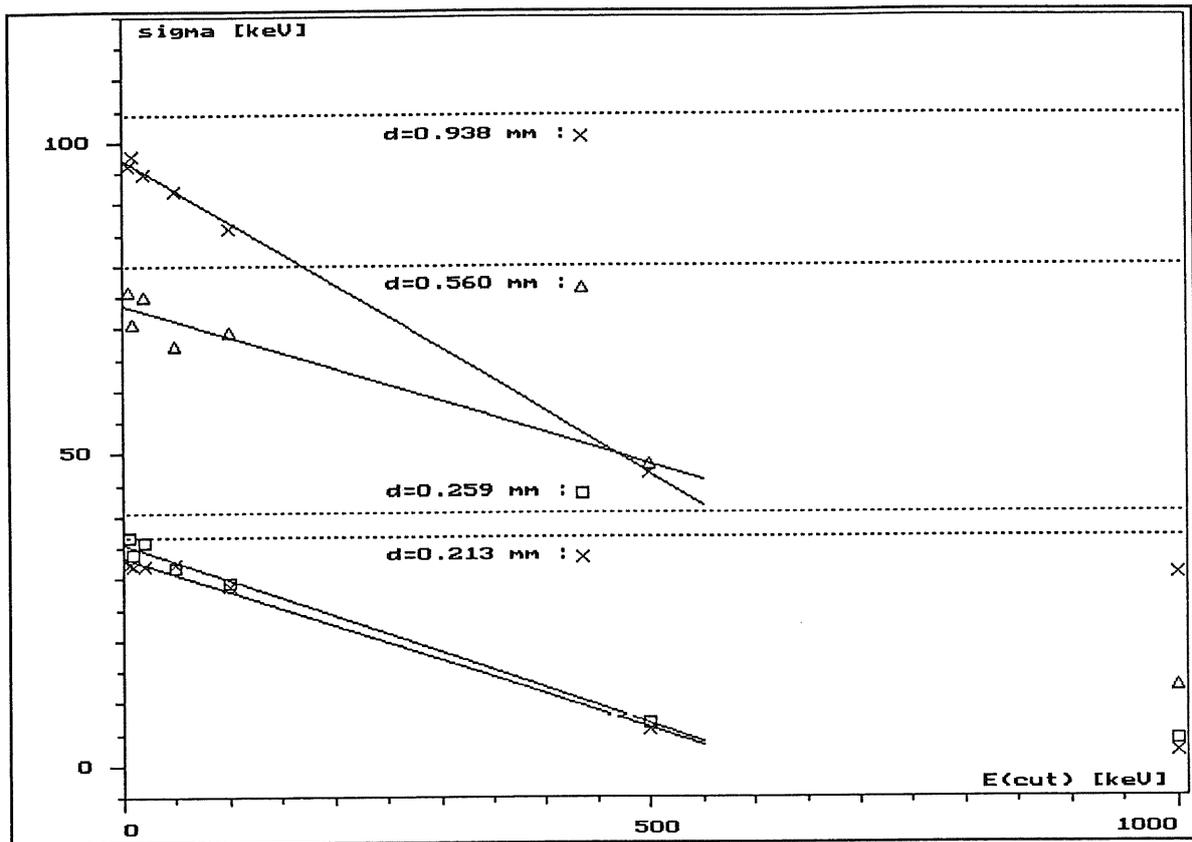
Für die dünnen Detektoren ($d=0.213$ mm (0.259 mm)) liegen die simulierte Mittelwerte der deponierten Energie bei Abschneideenergien zwischen 5 keV und 100 keV etwa 11.5 % (8.4 %) unterhalb des jeweils gemessenen Mittelwertes der deponierten Energie. Beim groben Vergleich der Meßwerte der deponierten Energien mit den nach 'PEGS 4' berechneten mittleren Energieverlusten (Tabelle 8.7.3 a) und Abbildung 5.2.6 a) waren Abweichungen in dieselbe Richtung zu beobachten. Dies legt den Schluß nahe, daß entweder die Detektoren dicker waren als für die theoretischen Berechnungen zugrunde gelegt wurde, oder daß ein Fehler in der Eichung vorlag. Beim dünnsten Detektor ($d=0.213$ mm) war der Fehler für die angegebene Dicke nicht mehr zu ermitteln

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

gewesen, für den dickeren ($d=0.259$ mm) ergab sich eine Ungenauigkeit von etwa 0.4 % (vgl. Tabelle 5.2.1). Gegen einen groben Fehler in der Eichung spricht, daß die Messungen mit $E(\text{in})=750$ MeV (vgl. Tabelle 8.7.3 a)) etwa eine Woche später als die Messungen mit $E(\text{in})=3000$ MeV (vgl. Tabelle 8.7.3 b)) mit einem neuen Versuchsaufbau und einer vollständig vom ersten Experiment unabhängigen Eichung durchgeführt wurden. Die Ergebnisse der Messungen sind jedoch vergleichbar.

Bei den beiden dickeren Detektoren ($d=0.560$ mm und 0.938 mm) sind im genannten Bereich der Abschneideenergie sehr unterschiedliche Aussagen zu erhalten. Für den dünneren der beiden Detektoren liegen die simulierten Mittelwerte der deponierten Energie etwa 4.6 % oberhalb der entsprechenden gemessenen Werte. Beim Detektor mit der größten Dicke ließ sich die gemessene deponierte Energie mit Abschneideenergien $E(\text{cut})$ unter 100 keV auf ca. 0.8 % genau simulieren, wobei die simulierten Werte zu niedrig liegen.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)



Standardabweichung

Dicke der Detektoren: d

Simulierte Standardabweichungen
der mittleren deponierten Energien
bei versch. Abschneideenergien, ohne ESTEPE

punktierte Linien: Standardabweichungen der Meßwerte

Abbildung 5.3.12

Die Breite der Energieverteilung läßt sich durch Variation der Abschneideenergie wesentlich beeinflussen. Bei einer hohen Abschneideenergie ist der Anteil der Elektronen, für den die Simulation der Durchquerung des Detektors in einem Schritt erfolgt, besonders hoch. In diesem Fall wird also meistens der mittlere Energieverlust berechnet, der als deponierte Energie in die Simulation eingeht. Bei Herabsetzen der Abschneideenergie nimmt die Zahl der diskreten Ereignisse zu und ermöglicht Werte für die Energiedeposition, die nicht dem Mittelwert entsprechen. Durch die Statistik der Singuläreignisse entsteht eine Verteilung, die bei Verringern der Abschneideenergie der Landau-Verteilung immer ähnlicher wird. Bei einer Abschneideenergie

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

kleiner als 100 bzw. 50 keV sind die Werte für die Standardabweichungen größer als 85 bzw. 90 % im Vergleich zu den experimentell ermittelten Werten (siehe Tabelle 8.7.4 a)..d) im Anhang, Spalte 'IV)').

Wegen des geringen Einflusses der Vielfachstreuung bei einer Elektronenenergie von 750 MeV, ist auch der Effekt durch die Vorgabe der Beschränkung des relativen Energieverlustes pro simuliertem Transportschritt (ESTEPE) sehr gering. Dies wird durch die folgende Tabelle verdeutlicht, die einen Auszug aus Tabelle 8.7.4 a)..d) darstellt:

E(in) = 750 MeV E(cut) = 100 keV (kinetisch)				
ESTEPE	---		1 %	
d (μm)	$\langle E(\text{dep})_{\text{red}} \rangle$ (keV)	σ (keV)	$\langle E(\text{dep})_{\text{red}} \rangle$ (keV)	σ (keV)
213	74.8	28.8	74.6	25.9
259	90.4	29.2	90.7	29.2
560	202.6	69.4	201.3	64.4
938	338.8	85.9	339.7	86.6

**Simulierter Durchgang von hochenergetischen Elektronen
durch Detektoren der Dicke d**

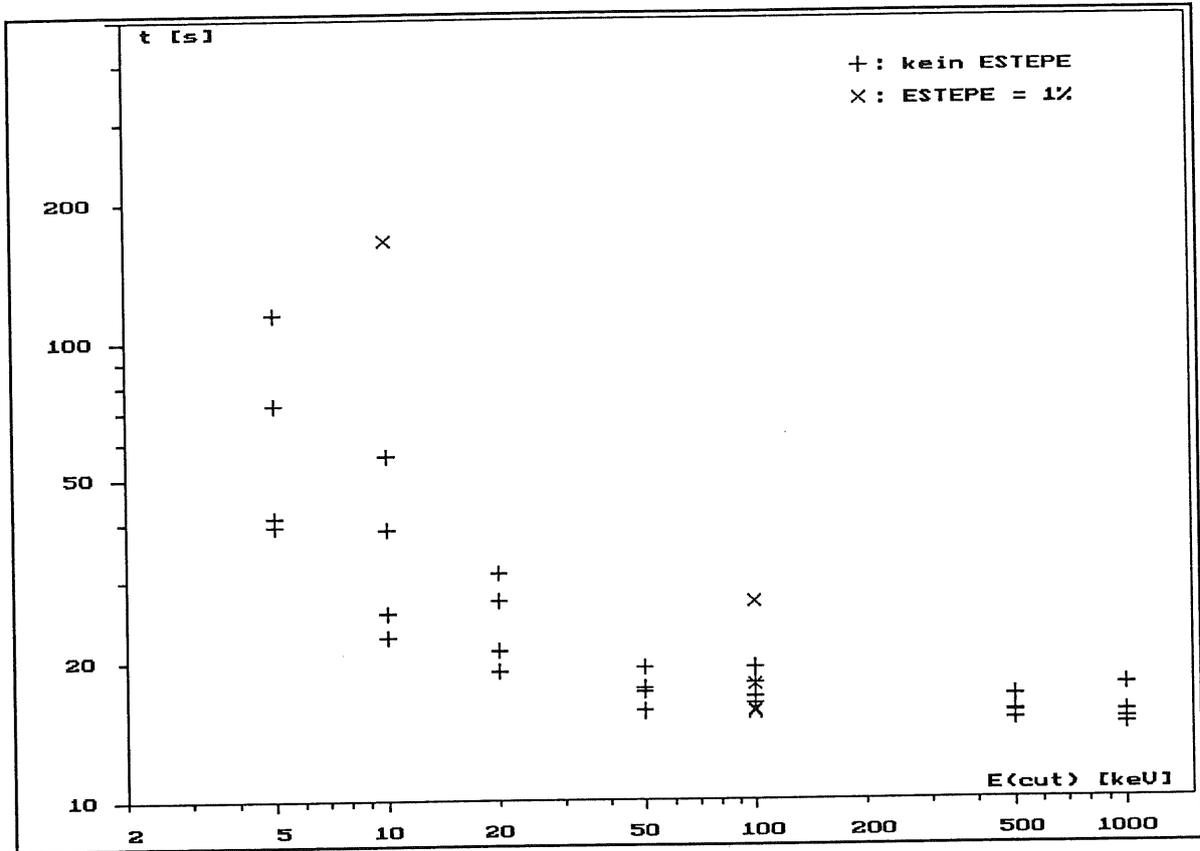
**Mittlere deponierte Energie ('reduziert')
und deren Standardabweichungen
in Abhängigkeit von ESTEPE.**

Tabelle 5.3.2

Das Ergebnis ist einsichtig, da die Energieverluste (zumindest des Primärelektrons) pro Simulationsschritt im allgemeinen weit von der kinetischen Energie desselben entfernt liegen.

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

Auch für den Durchgang hochenergetischer Elektronen durch dünne Silizium-Detektoren steigt die benötigte Rechenzeit mit geringerer Abschneideenergie rapide an, wie aus Abbildung 5.3.13 zu ersehen ist.



Rechenzeitverbrauch (CPU-Zeit)
für jeweils 5000 simulierte Ereignisse

Abbildung 5.3.13

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

Die mit einer Abschneideenergie von 1000 keV simulierten Mittelwerte für die jeweils auf das gemessene Spektrum reduzierte deponierte Energie beim Durchgang durch die Detektoren (Tabellen 8.7.4 a)..d), Spalte 'III') liegen für die dünneren Detektoren ($d=0.213$ mm, 0.259 mm) etwa 1 % und für die dickeren Detektoren ($d=0.560$ mm, 0.938 mm) bei 5 % unter dem Mittelwert des entsprechend reduzierten 'theoretischen' Energieverlustes des Primärteilchens (Tabellen 8.7.4 a)..d), Spalte 'I)'). Mit kleiner gewählter Abschneideenergie $E(\text{cut})$ verringern sich die mittleren deponierten Energien erwartungsgemäß. Dies kann auf die wachsende Anzahl der Sekundärelektronen zurückgeführt werden, die, als separate Teilchen behandelt, den Detektor verlassen können. Damit wird ihre restliche kinetische Energie aus dem Detektor herausgetragen (vgl. Kapitel 5.3.1.). Es sei daran erinnert, daß Elektronen mit einer kinetischen Energie von 500 keV in Silizium eine extrapolierte Reichweite von etwa 0.65 mm haben, was im Vergleich zu den Dicken der verwendeten Detektoren zu sehen ist und einen Austritt aus diesen wahrscheinlich macht. Die Mittelwerte lassen sich durch Variation der Abschneideenergie im Bereich von 1000 keV bis 5 keV um etwa 3 bis 6 % beeinflussen (Tabellen 8.7.4 a)..d), Spalte 'III)'). Die Variation von $E(\text{cut})$ zwischen 5 keV und 100 keV hat keine signifikante Auswirkung auf die deponierte Energie.

Schlußfolgerungen

Wie die Abbildungen 5.3.10 a)..d) zeigen, können bei ausreichend geringer Abschneideenergie die experimentell aufgenommenen Verteilungen der deponierten Energien mit guter Übereinstimmung durch Modellrechnungen generiert werden. Die Mittelwerte der deponierten Energien hängen im Bereich der Abschneideenergie $E(\text{cut})$ zwischen 5 keV und 100 keV nicht signifikant von diesem Parameter ab, so daß eine Abschneideenergie von 100 keV auch hier als ausreichend gering anzusehen ist. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß sich die mit dieser Abschneideenergie simulierten Spektren schon erheblich von der idealen Form der Verteilung unterscheiden (vgl. Abbildungen 5.3.10 a)..d)).

Eine Beschränkung des Energieverlustes auf 1 % der kinetischen Energie für jeden Transportschritt ($\text{ESTEPE} = 0.01$) ergibt keine nennenswerten Veränderungen der Mittelwerte der deponierten Energien gegenüber denen, die mit Simulationen ohne diese Beschränkung erzeugt wurden.

Eine zusammenfassende absolute Bewertung der Simulationsergebnisse ist schwierig, da sie sich für die verschiedenen Detektoren sehr unterschiedlich zu den gemessenen deponierten Energien verhalten. Für Abschneideenergien kleiner oder gleich 100 keV sind für die dünnen Detektoren ($d=0.213$ mm und 0.259 mm) die Mittelwerte der simulierten deponierten Energien etwa 11.5 %

5.3. Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren (Simulationen)

bzw. 8.4 % zu niedrig. Für den Detektor mit der Dicke $d=0.560$ mm ergeben sich aus den Simulationen im genannten Bereich für die Abschneideenergie etwa 4.6 % zu hohe Werte für die deponierte Energie. Die beste Übereinstimmung wurde für den Detektor mit der Dicke von $d=0.938$ mm erzielt, bei dem die simulierten deponierten Energien nur etwa 0.8 % niedriger als der Meßwert liegen. Die Gründe für dieses uneinheitliche Ergebnis wurden nicht weiter untersucht. Der Vergleich der Meßergebnisse der deponierten Energie mit den 'theoretischen' Energieverlusten, die nur bis zum Ende der experimentell erfaßten Spektren ausgewertet wurden (Tabellen 8.7.3 a) und b)), ergibt einen ähnlichen Verlauf mit der Detektordicke. Das deutet eher auf einen Fehler in der Bestimmung der Dicken der Detektoren oder in den Eichungen zu den Messungen hin, als auf einen im Simulationsprogramm zu suchenden Effekt.

6. EGS-Simulationen von elektromagnetischen Schauern in Samplingkalorimetern

In den Kapiteln 5.3.2. und 5.3.4. konnten geeignete Werte für die im Programm 'EGS 4' zu wählenden Parameter E(cut) und ESTEPE gefunden werden, mit denen die beim Durchgang von Elektronen deponierte Energie in dünnen Siliziumdetektoren bei einem akzeptablen Bedarf an Rechenzeit mit möglichst großer Genauigkeit simuliert werden kann. Die Anwendung dieser Erkenntnisse auf die Simulationen von elektromagnetischen Schauern in mit Siliziumdetektoren bestückten Samplingkalorimetern und der Vergleich der dabei in den Detektoren deponierten Energien mit entsprechenden vorliegenden Messungen sind Inhalt dieses Kapitels.

Es werden experimentelle Ergebnisse von zwei unterschiedlichen Versuchsanordnungen, wie sie in der Diplomarbeit von M. Bormann [Bor 88] beschrieben und diskutiert werden, mit entsprechenden Modellrechnungen verglichen. Dazu wurde versucht, die vorgegebenen experimentellen Bedingungen weitgehend nachzubilden. Sowohl die in den Experimenten verwendeten Kalorimeter-Konfigurationen als auch die gewählten Einschußenergien für die schauerauslösenden Elektronen wurden aus den genannten Versuchsbeschreibungen übernommen.

6.1. Geometrischer Aufbau der untersuchten Kalorimeter

Bei den experimentell eingesetzten Kalorimetern handelte es sich um die "Kalorimeter 'A' und 'B'", wie sie in der Diplomarbeit von M. Bormann [Bor 88] vorgestellt werden. Deren Antwortverhalten bei Einschuß von Elektronen mit Energien von 2, 4 und 6 GeV wurde unter anderem in den Meßzeiten 'II', 'IIIa)' und 'V' getestet und in der oben genannten Arbeit untersucht.

Die Kalorimeter setzen sich aus einer Anzahl von gleichartigen 'Sandwiches' zusammen.

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Jedes Sandwich der experimentell eingesetzten Kalorimeter besteht, vereinfacht dargestellt, jeweils aus folgenden Komponenten, die in Abbildung 6.1 skizziert sind:

1) **Absorberplatten (Blei)** mit den Abmessungen:

d_1 = Dicke;

Form der Stirnfläche:

entweder rechteckig : a, b = Kantenlängen

oder rund : a = Durchmesser;

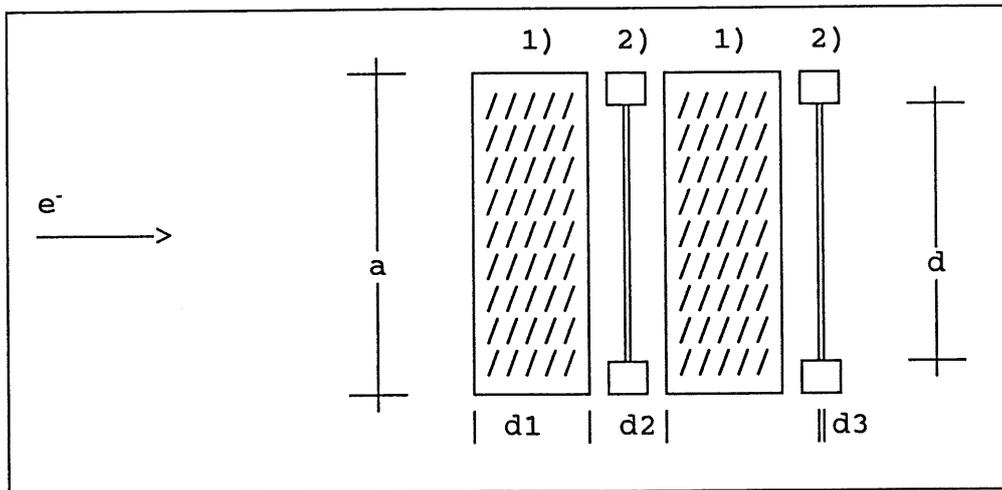
d_2 = Abstand der Absorberplatten voneinander (mechanisch bedingt, z.B. durch die Fassungen für die Detektoren);

2) **Detektoren (Silizium)** als runde Scheiben,
mit den Abmessungen:

d_3 = Dicke;

d = Durchmesser der aktiven Zone;

Die mechanischen Einfassungen der Detektoren werden in der Skizze nur angedeutet, alles übrige Montagematerial weglassen.



Schematische Darstellung zweier Sandwich-Einheiten
eines Sampling-Kalorimeters

Abbildung 6.1

Die Maße der Zwischenräume ergeben sich aus dem Abstand der Absorberplatten voneinander, abzüglich der mittleren Detektordicke. Die Breiten der Luftspalte vor und hinter jedem Detektor wurden als gleich angesehen.

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Die für die Simulationen relevanten geometrischen Abmessungen und experimentellen Parameter für die Kalorimeter 'A' und 'B' sind aus Tabelle 6.1 ersichtlich.

Aus Gründen der Fertigung waren die Dicken der Detektoren sehr unterschiedlich. Für die Auswertungen wurden die Meßergebnisse jeweils auf eine gewählte 'Normdicke' in der Nähe der mittleren Detektordicke umgerechnet.

Bez. in Abb. 6.1	Kalorimeter	'A'	'B'	Einheit
		Sandwiches (Anzahl)	16	
	Detektoren (rund):	Si		
d3	Dicken	176..202	240..280	μm
d	'Normdicken'	190	260	μm
	Durchmesser	32	69	mm
	Absorber:	Pb		
d1	Dicke	6.0		mm
		1.068		X_0
a	Form der Stirnfläche	rund	rechteckig	
a,b	Durchmesser	40	90 x 84	mm
	Kantenlängen			mm
	Zwischenräume:	Luft		
d2	Abstand d. Absorber-			
	platten voneinander	5.10	3.60	mm
d2-d3	Zwischenraum pro			
	Sandwich insgesamt	4.91	3.34	mm
0.5*	Luftspalt beiderseits			
(d2-d3)	der Detektoren	2.455	1.67	mm
	Eingeschossene Teilchen:	e ⁻		
	Einschußort	zentral auf die		
	Einschußenergie	Stirnfläche		
		2,4,6		GeV

Parameter der in [Bor 88] beschriebenen und getesteten
Sampling-Kalorimeter 'A' und 'B'

Tabelle 6.1

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Die Abmessungen der Kalorimeter wurden in die Simulationen übernommen, wobei die Kalorimeter in folgender Form vereinfacht wurden:

Kalorimeter 'A':

- durchgehender, segmentierter Zylinder mit den Abmessungen des Absorbermaterials (Durchmesser: 40 mm);

Kalorimeter 'B':

- durchgehender, segmentierter Quader mit quadratischer Stirnfläche, welche die tatsächliche Stirnfläche des Absorbermaterials einschließt (Kantenlängen: 90 mm);

Beide:

- laterale Schichtung, zusammengesetzt aus 25 gleichartigen Sandwicheinheiten. Für die Detektoren wurden jeweils die 'Normdicken' angesetzt, wie sie für die Auswertung der Experimente benutzt worden waren. Die Struktur und die Abmessungen jedes Sandwiches in Richtung der Schauerachse ist aus Tabelle 6.2 zu ersehen:

Bezeichnung in Abb. 6.1	Sandwich im Kalorimeter	'A'		'B'	
		(mm)	(X ₀)	(mm)	(X ₀)
d1	Absorber (Pb)	6.0	1.068	6.0	1.068
0.5*(d2-d3)	Luftspalt	2.455		1.67	
d3	Detektor (Si)	0.190		0.260	
0.5*(d2-d3)	Luftspalt	2.455		1.67	
d1+d2	Gesamtdicke	11.1		9.6	

**Zusammensetzung eines Sandwiches der in [Bor 88]
beschriebenen Sampling-Kalorimeter 'A' und 'B'**

Tabelle 6.2

Außer Acht gelassen wurden Details, welche die Rechenzeit zwar verlängert hätten, deren Wirkung am Ergebnis aber wahrscheinlich gering gewesen wäre. Dieses waren im einzelnen:

- Folien, in welche die Absorberplatten eingeklebt worden waren;
- Fassungen oder Rahmen für die Detektoren aus Messing oder Aluminiumoxid-Keramik;

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

- Gehäuse, in das der Kalorimeterstack eingebaut wurde (Aluminium oder Edelstahl);
- Montageplatten innerhalb des Gehäuses, um das Kalorimeter mechanisch zu fixieren (PVC);
- sonstiges Montagematerial: (Eisenstangen, PVC- oder Teflon-Streifen, ...).

Im Falle der Folien ist die relative Dicke (im Vergleich zu den Absorberplatten) für eine merkbare Wirkung zu gering. Die nicht berücksichtigten mechanischen Komponenten liegen weitgehend außerhalb der Schauer und eine Rückstreuung von dort in das aktive Kalorimeter scheint von geringer Bedeutung zu sein. Das einzige Bauteil, welches sich ganz sicher 'im Schauer' befindet, ist jeweils die Frontwand des Gehäuses, da die Elektronen diese vor Einfall in das Kalorimeter durchqueren müssen. Deren Dicken sind jedoch bei beiden Kalorimetern so gering¹⁾, daß diese bei den Simulationen ebenfalls vernachlässigt wurden.

Das speziell für Kalorimeterstacks entwickelte Unterprogramm 'KAMAKE' (siehe Anhang, Kapitel 8.8.8.) generiert aus einer Steuerdatei die Darstellung eines Kalorimeters in einer vom Unterprogramm 'HOWFAR' (siehe Anhang, Kapitel 8.8.9 und 8.8.10.) auswertbaren Form. Dabei wird um das beschriebene Kalorimeter herum ein zusätzlicher segmentierter Raum erzeugt, der als 'Auffangzone' markiert ist und es erlaubt, die longitudinalen und radialen Energieverluste während der Simulationen zu registrieren und später den Schichten des Kalorimeters zuzuordnen, aus denen sie ausgetreten waren. Am Anfang von Kapitel 8.8.8. finden wir eine Skizze, aus der die genaue Zuordnung hervorgeht. Wie die Abmessungen und Materialparameter der das Kalorimeter ausmachenden Komponenten für die Simulationen in die Steuerdatei für das Unterprogramm 'KAMAKE' umgesetzt werden müssen, wird im Anhang (Kapitel 8.8.3.) beschrieben.

Die Mittelwerte der longitudinalen und radialen Energieverluste, sowie die der vom Kalorimeter rückgestreute Energie wurden nach jedem Simulationslauf jeweils in eine Ergebnisdatei ausgegeben.

6.2. Die Wahl der Abschneideenergien in den passiven Materialien

Die Abschneideenergie für die Elektronen und Positronen in Luft wurde der im Detektormaterial gleichgesetzt (100 keV kinetische Energie).

¹⁾ Kal. A: 1.5 mm Edelstahl, entspricht $0.085 \cdot X_0$ (Fe)
Kal. B: 0.7 mm Aluminium, entspricht $0.008 \cdot X_0$ (Al)

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Für das Absorbermaterial wurde im Inneren eine Abschneideenergie von 500 keV gewählt, um den Rechenzeitbedarf für den Transport der geladenen Teilchen durch das passive Material in Grenzen zu halten. In dünnen Grenzbereichen, jeweils zum Detektor hin, war die Abschneideenergie identisch mit derjenigen im Detektormaterial. Die Zone war mit 0.02 cm (= 200 μm) deutlich dicker als die Reichweite von Elektronen mit der Abschneideenergie im Inneren, das heißt als etwa 70 μm bei 500 keV kinetischer Energie²⁾. Auf diese Weise sollte erreicht werden, daß das für die Detektoren sichtbare Energiespektrum der Elektronen nicht durch die relativ hohe Abschneideenergie im Inneren der Absorber beeinflusst wird.

Voruntersuchungen mit jeweils 150 simulierten Schauern ('Events') haben ergeben, daß die Mittelwerte der Summen der in den Detektoren deponierten Energien für Einschußenergien von 2, 4, und 6 GeV etwa 10 % unterhalb der experimentell ermittelten Werte³⁾ lagen, wenn keine ESTEPE-Beschränkung im Blei vereinbart wird (siehe Tabelle 6.3). Mit der Vorgabe von maximal 1 % relativem Energieverlust pro Transportschritt (ESTEPE = 0.01) lassen sich die Ergebnisse der Simulationen erheblich verbessern (vergleiche Kapitel 6.4.). Eine systematische Untersuchung des Zusammenhangs zwischen der Beschränkung des relativen Energieverlustes pro Transportschritt (ESTEPE) im Schauermaterial und den Simulationsergebnissen wird in dieser Arbeit nicht vorgenommen.

²⁾ Die Reichweite wurde mit einer semiempirischen Formel nach Tabata [Tab 72] berechnet, die eine Näherung für die extrapolierte Reichweite darstellt.

³⁾ ermittelt aus den Schauerentwicklungen (siehe auch Kapitel 6.4.1.)

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Kalorimeter 'A' Parameter der Simulationen: siehe Tabelle 6.4 außer: KEINE ESTEPE-Beschränkung im Blei			
E(in) [GeV]	Messungen < ϵ (vis)> [MeV]	Simulationen (jeweils 150 Events) <E(dep)> [MeV]	<E(dep)> / < ϵ (vis)> [%]
2	9.07	8.23	90.8
4	18.41	16.47	89.5
6	26.76	24.41	91.2
Mittelwert			90.5

**Summe der deponierten Energien in Detektoren '1'..'16'
Vergleich: Messungen, Simulationen
ohne ESTEPE-Beschränkung im Blei**

Tabelle 6.3

Die Weglängenbeschränkung von ESTEPE = 1 % im Blei zieht im Vergleich zum nicht durch ESTEPE beschränkten Fall für die Simulationen einen etwa doppelt so hohen Bedarf an Rechenzeit (CPU-Zeit) nach sich.

Der Rechenzeitverbrauch pro Schauer und GeV Einschußenergie beträgt für Kalorimeter 'A' ungefähr:

- ohne ESTEPE-Beschränkung: 1.8 s,
- ESTEPE = 1 % : 3.5 s.

Auf die für die verschiedenen Konfigurationen benötigten Rechenzeiten wird in Kapitel 6.4.4. näher eingegangen.

6.3. Während der Simulationen gespeicherte Daten und deren Auswertung

Für die Auswertungen wurden die im folgenden beschriebenen Informationen über sämtliche Spuren ('Tracks') der geladenen Teilchen im Detektormaterial für alle simulierten Schauer gespeichert.

Aus Gründen der Speicherplatzersparnis wurden nicht die Fließkommagrößen⁴⁾, mit denen gerechnet wurde, sondern ihnen zu-

⁴⁾ Benötigter Platz für Fließkommagrößen: 4 Bytes pro Zahl bei einfacher Genauigkeit

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

geordnete Ganzzahlgrößen⁵⁾ abgespeichert. Die Umwandlung kann naturgemäß nur mit einer begrenzten Genauigkeit erfolgen, die durch den maximal abzudeckenden Wertebereich bestimmt ist. Dieses Verfahren wurde einer Darstellung bei DESY entlehnt, welches zur Speicherung von GHEISHA⁶⁾-Ereignissen dient, und den hier vorliegenden geometrischen Verhältnissen angepaßt.

Die "Granularität", mit der die Größen für jeden Schritt abgelegt wurden, und der sich daraus ergebende Wertebereich für die physikalischen Größen, läßt sich aus Tabelle 8.7.5 im Anhang (Kapitel 8.7.5.) entnehmen.

Schritte, die in einem Medium direkt hintereinander liegen⁷⁾, werden zu einem Schritt zusammengefaßt. Die Länge eines solchen zusammengefaßten Schrittes wird vom Programm auf 50 cm begrenzt, was bei der feinen örtlichen Segmentierung der untersuchten Kalorimeter jedoch keine Auswirkung haben kann.

Es werden pro Schauer (Ereignis, Event) jeweils bis zu 1000 derartiger Datensätze gesammelt, bevor sie als Daten-Block auf eine Magnetplattendatei geschrieben werden. Wenn nötig, werden mehrere Blöcke für ein Ereignis gefüllt. Für jeden Simulationslauf ('Run'), in dem eine vorgegebene Anzahl von Ereignissen durchgerechnet wird, wird eine Plattendatei angelegt. Da die Möglichkeit besteht, mehrere Ergebnisdateien für eine Auswertung zusammenzufassen, können für jede Konstellation bei Bedarf mehrere Simulationsläufe gestartet werden.

Mit den gespeicherten Werten für jede Spur im aktiven Material lassen sich, im Anschluß an die eigentliche Simulation ('offline'), folgende Größen bestimmen und Auswertungen vornehmen:

- **Position** der entsprechenden Spur im Kalorimeter;
- **Richtung der Bewegung** des Teilchens (negatives dz bedeutet zum Beispiel: das Teilchen bewegt sich entgegen der Einschußrichtung des Primärteilchens, wenn es in Richtung der z-Achse in das Kalorimeter eingetreten war);
- **Energie** der die Detektoren durchquerenden geladenen Teilchen (z.B., um Energieverteilungen im Schauer zu untersuchen, was in dieser Arbeit jedoch nicht durchgeführt wurde);

⁵⁾ Benötigter Platz für Ganzzahlgrößen: 2 oder 4 Bytes

⁶⁾ Simulationsprogramm für Hadronische Schauer:
GHEISHA = General-Hadron-Electron-Interaction-SH(A)owercode

⁷⁾ Als Kriterium wurde festgelegt:
Abstand zwischen Ende des vorherigen und Anfang des aktuellen Schrittes sei kleiner als 0.03 cm = 300 μ m

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

- Spektren und Mittelwerte für :
 - **deponierte Energie** im Einzeldetektor,
 - Summe der deponierten Energien in einer vorgegebenen Anzahl von Detektoren;

mit folgenden Variationsmöglichkeiten:

- Gesamtlänge des Kalorimeters,
- Größe und Form der Oberfläche der Detektoren (auch Segmentierung für Untersuchungen der Ortsauflösung oder des Schauerprofils).

Wie in Kapitel 6.1. beschrieben, erfolgten die Simulationen in einer geometrischen Struktur, deren Ausdehnung jeweils in der x-y-Ebene die gesamte Stirnfläche des Schauermaterials einschloß. Es ließ sich nun nachträglich festlegen, welche Fläche im Kalorimeter jeweils von den aktiven Detektorschichten belegt sein sollte und die gespeicherten Daten entsprechend auswerten.

6.4. Die Ergebnisse der EGS-Simulationen

Es sollen für die Kalorimeter 'A' und 'B' folgende Meßergebnisse mit den Ergebnissen der durchgeführten Simulationen von elektromagnetischen Schauern, ausgelöst durch Elektronen mit Einschußenergien von 2, 4, und 6 GeV, in Form von Zeichnungen und Tabellen verglichen werden:

- **Schauerentwicklungen:** jeweils in den einzelnen Detektoren im Mittel nachgewiesene Energie pro Schauer;
- Mittelwerte der Summen der nachgewiesenen Energien und daraus die **Kalorimetereffizienz**;
- **Energieauflösungen** (Standardabweichung: RMS).

Zusätzlich werden die durch die Simulationen ermittelten **radialen Energieverluste** angegeben, zu denen keine vergleichbaren Messungen vorliegen.

6.4.1. Kalorimeter 'A'

Der Einschußort war während der experimentellen Meßzeit 'II' nicht exakt das Zentrum der Stirnfläche, sondern jeweils in x- und y-Richtung um etwa 3.5 mm verschoben ([Bor 88], Kapitel 5.2.1.1). Die Abschätzung für die fehlende sichtbare Energie liegt bei ungefähr 6 %. Zum Vergleich wurden deshalb die Ergebnisse der Meßzeit 'IIIa)' zusätzlich herangezogen.

Die Parameter der 'EGS 4'-Simulationen der elektromagnetischen Schauer in Kalorimeter 'A' sind in der Tabelle 6.5 zusammengefaßt. Da die Einheit für die Ortskoordinaten innerhalb des Simulationsprogramms 'cm' ist, wurden die geometrischen Ab-

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

messungen entsprechend in dieser Einheit angegeben:

Stirnfläche : rund Radius : 2 cm Sandwich-Einheiten : 25	E(in) = 2, 4, 6 GeV			
Aufbau einer Sandwicheinheit	Dicken [cm]	ECUT = AE (kinetisch) [keV]	ESTEPE [%]	PCUT = AP [keV]
Absorber (Pb)	0.02	100	1	10
(Pb)	0.56	500	1	10
(Pb)	0.02	100	1	10
Luftspalt	0.2455	100	--	10
Detektor (Si)	0.0190	100	1	10
Luftspalt	0.2455	100	--	10
Gesamtdicke	1.11			
Gesamtlänge des Kalorimeters: 27.75 cm				

Parameter für die Simulationen von elektromagnetischen Schauern in Kalorimeter 'A'

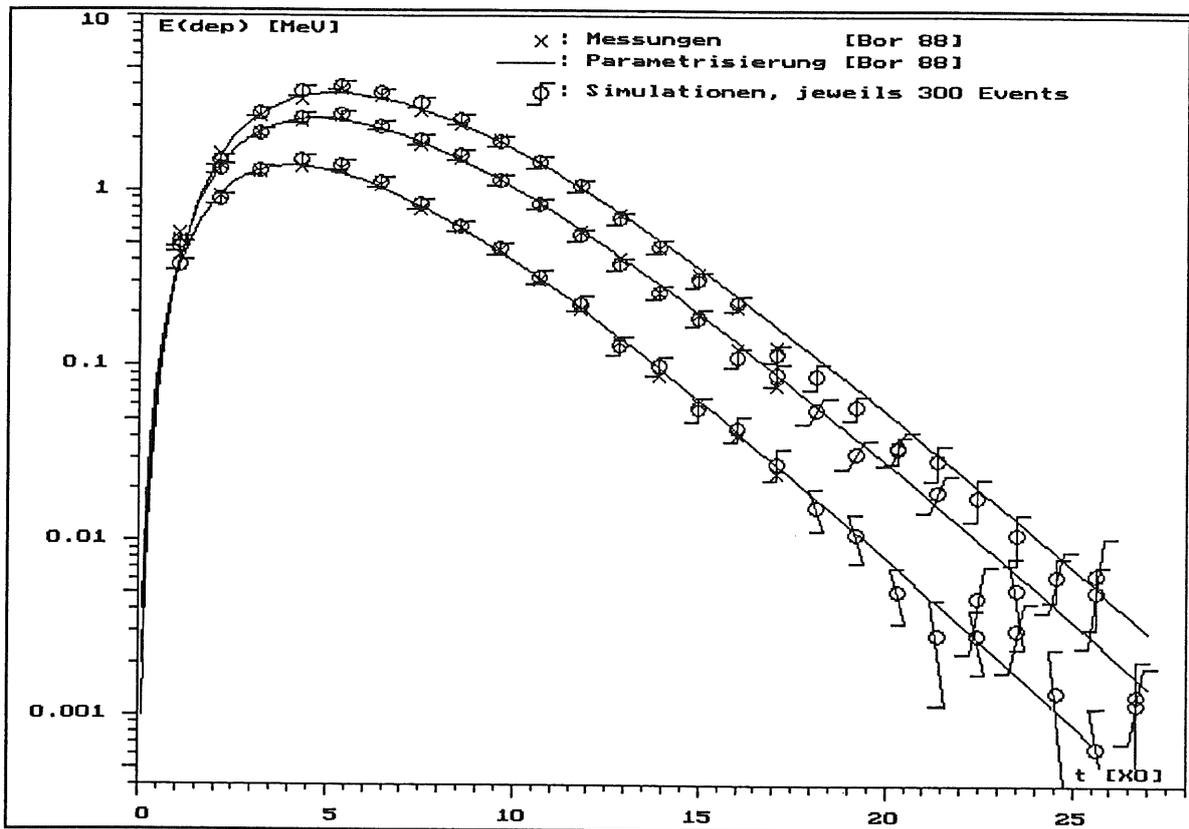
Tabelle 6.4

In Abbildung 6.2 werden die in der Meßzeit 'II' ermittelten Schauerentwicklungen, in Form der mittleren sichtbaren Energien $\langle \epsilon(\text{vis}) \rangle$ für jeden Detektor, mit den simulierten Ergebnissen der in den Detektoren deponierten Energien $\langle E(\text{dep}) \rangle$ zusammen dargestellt. Die Schauertiefe wird in Einheiten der Strahlungslänge angegeben, womit die Ergebnisse für unterschiedliche Absorbermaterialien vergleichbar werden. Als Anhaltswerte für die statistischen Unsicherheiten wurden bei den Simulationsergebnissen die mittleren Fehler der Mittelwerte eingezeichnet, die jeweils von der Anzahl der simulierten Ereignisse abhängig sind. Bei der gewählten Anzahl von Simulationen beträgt der mittlere Fehler vom Mittelwert im Schauermaximum unter 6.5 %. Die durchgezogenen Kurven stellen die empirischen Parametrisierungen der Schauerentwicklungen dar, wie sie in [Bor 88] (Kapitel 5.1.7) aus den Meßergebnissen ermittelt worden waren (siehe auch Kapitel 2.1.3. in dieser Arbeit). Aus den Tabellen 8.7.6 a)..c) (im Anhang, Kapitel 8.7.5.) können die dazugehörigen Zahlenwerte entnommen werden.

Da der Detektor Nummer '9' während der Meßzeit 'IIIa)' nicht zuverlässig gearbeitet hatte, existiert für diesen kein gemessener Mittelwert der Schauerentwicklung. Um dennoch einen Vergleich zu ermöglichen, wurde hierfür der errechnete Wert der

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Parametrisierung eingesetzt ($t=9.61 X_0 \Rightarrow \epsilon(\text{vis})=1.194 \text{ MeV}$).



Schauerentwicklungen in Kalorimeter 'A'
Messungen: Meßzeit 'II'; $E(\text{in}) = 2, 4, 6 \text{ GeV}$

Abbildung 6.2

Für alle drei Einschußenergien sagen die Simulationen im Schauermaximum höhere deponierte Energien in den Detektoren voraus, als die an die Meßwerte der Meßzeit 'II' angepaßten parametrisierten Kurven. Dies steht in Einklang mit der Tatsache, daß der Einschuß während der Meßzeit 'II' nicht zentral auf die Stirnfläche des Kalorimeters erfolgte, sondern in einem Abstand von etwa 5 mm vom Zentrum entfernt. Trotzdem lassen sich für alle Einschußenergien sehr gute Übereinstimmungen der simulierten mit den gemessenen Schauerentwicklungen feststellen. Die Verläufe folgen auch jenseits der experimentell erfaßten Schauertiefen (ab Detektor Nummer 17) den parametrisierten Kurven und sind damit eine Bestätigung dafür, daß sich die Schauerentwicklung bis in eine Schauertiefe von etwa 25 Strahlungslängen auf diese Art gut beschreiben läßt.

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

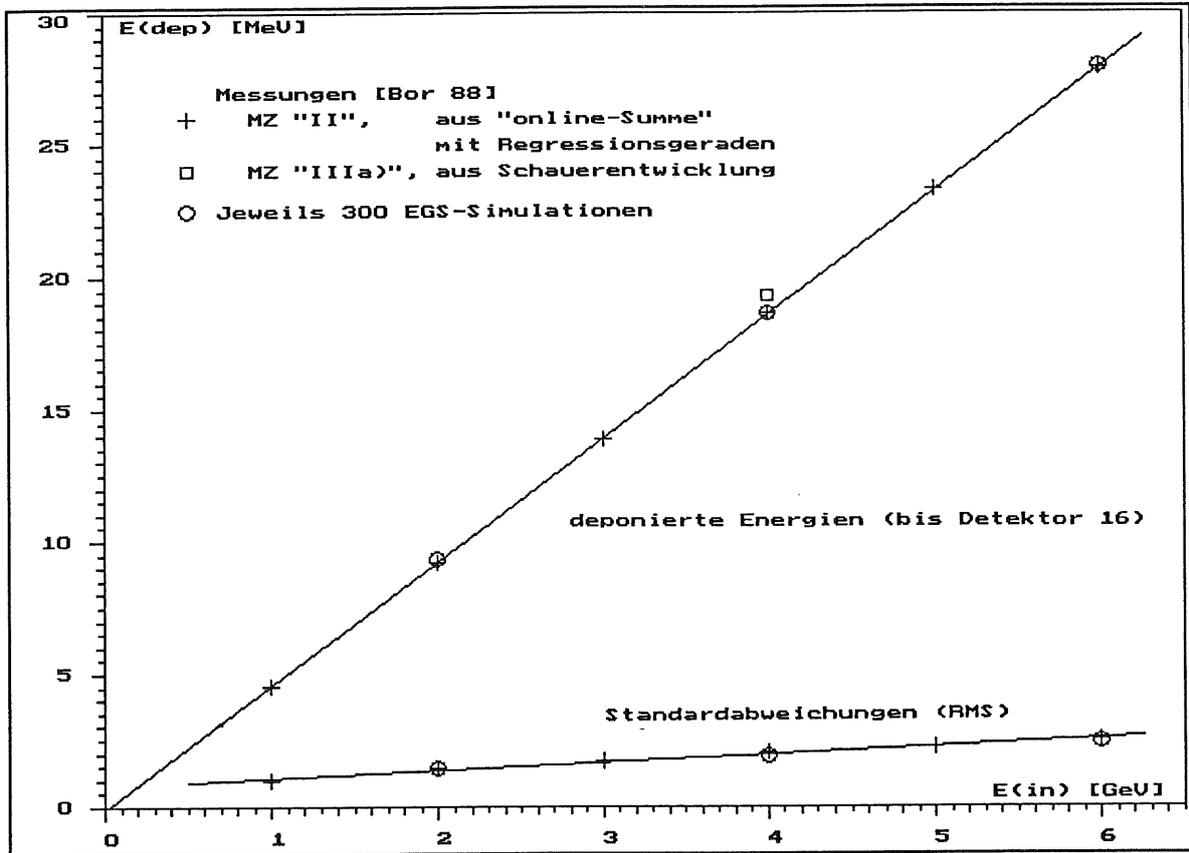
In Abbildung 6.3 werden die experimentell ermittelten Summen der in den Detektoren '1' bis '16' sichtbaren Energien den Ergebnissen der entsprechenden Simulationen gegenübergestellt. Die Tabelle 6.5 enthält die dazugehörigen Zahlenwerte und die daraus ermittelten

Kalorimetereffizienzen $\langle \epsilon(\text{vis}) \rangle / E(\text{in})$
bzw. $\langle E(\text{dep}) \rangle / E(\text{in})$,

die aussagen, welcher Anteil der Einschußenergie im Kalorimeter durch die Detektoren im Mittel sichtbar gemacht wird.

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

eliminieren. Die ebenfalls angegebenen Standardabweichungen (RMS) sind ein Maß für die Energieauflösung des Kalorimeters.



Energielinearität von Kalorimeter 'A'
E(in) = 2, 4, 6 GeV

Abbildung 6.3

Die folgenden Erläuterungen beziehen sich zunächst auf den Vergleich der simulierten sichtbaren Energien mit den Ergebnissen der Meßzeit 'II', wobei die Zahlenwerte für die 'online-Summen' jeweils in Klammern gesetzt wurden. Im Vergleich zu den Meßwerten der Summen der sichtbaren Energien bis zum sechzehnten Detektor ergeben sich für die Modellrechnungen im Mittel um etwa 3.0 (0.6) % höhere Ergebnisse (vgl. Tabelle 6.5; Zeile 'Mittelwerte'). Die simulierten sichtbaren Energien zeigen eine sehr gute Linearität zur Energie des eingeschossenen Elektrons. Bei einer zweiten Art der Auswertung, wird jeweils mittels 'linearer Regression' eine Gerade durch die Meßpunkte bei 2, 4 und 6 GeV Einschußenergie gelegt. Die Kalorimetereffizienz liegt in diesem Fall als Ergebnis der Simulationen mit 4.65 MeV/GeV etwa 5.2 (0.6) % oberhalb (unterhalb) des gemessenen Wertes von

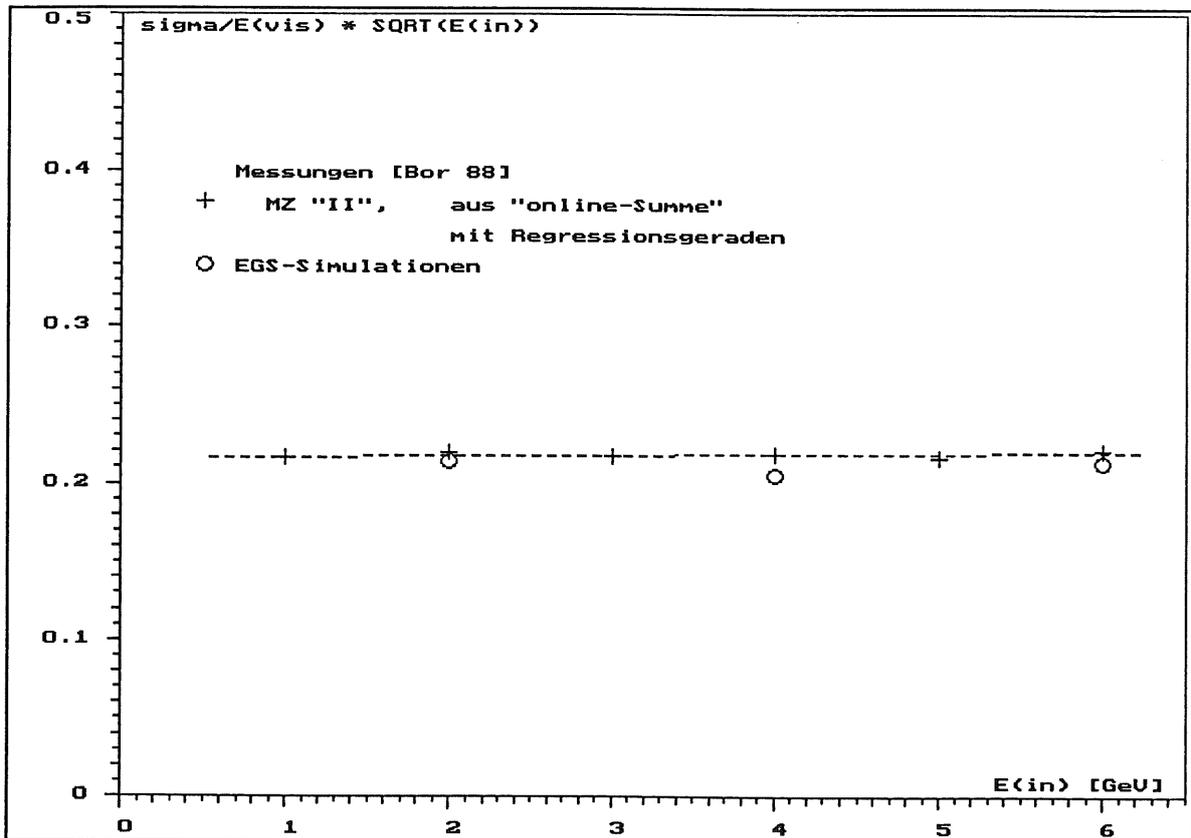
6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

4.42 (4.68) MeV/GeV (vgl. Tabelle 6.5; Zeile 'lineare Regr.'). Die Abhängigkeit der Meßergebnisse von der Auswertungsmethode läßt auf eine verbleibende Unsicherheit schließen, die eine Bewertung der Simulationsergebnisse nur in einem beschränkten Rahmen zuläßt.

Die gemessenen Standardabweichungen der Gesamtspektren werden durch die Simulationsergebnisse erstaunlich gut wiedergegeben. In Abbildung 6.4 werden die Größen

$$k = \sigma/\epsilon(\text{vis}) * \sqrt{E(\text{in}) / 1 \text{ GeV}}$$

für die verschiedenen Einschüßenergien graphisch dargestellt. Wenn lediglich Sampling-Fluktuationen angenommen werden, sollte k nach Formel 2.4.3. eine Apparatekonstante sein. Durch die aus [Bor 88] zitierten Werte, die aus Experimenten gewonnen wurden, wurde eine Gerade gelegt.



Kalorimeter 'A'
 $k = \sigma/\epsilon(\text{vis}) * \sqrt{E(\text{in}) / 1 \text{ GeV}}$

$$E(\text{in}) = 2, 4, 6 \text{ GeV}$$

Abbildung 6.4

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Die simulierten Werte für k liegen geringfügig unterhalb der experimentell gewonnenen Geraden.

In Tabelle 6.6 werden die Mittelwerte der Summen der in den Detektoren 1 bis 16 deponierten Energien, die aus den Messungen gewonnen wurden ('online-Summe') und die dazugehörigen Standardabweichungen (RMS) den entsprechenden Simulationsergebnissen gegenübergestellt. Die Simulationen wurden, im Gegensatz zu den in [Bor 88] vorgestellten Experimenten, bis zum Sandwich Nummer 25, d.h. bis in eine Schautertiefe von $26.7 \cdot X_0$ durchgeführt. Zum Vergleich werden daher die simulierten Mittelwerte der Summen der in den Detektoren 1 bis 25 deponierten Energien angegeben.

Kalorimeter 'A'; $r = 2$ cm; Detektoren: $r = 1.6$ cm, $d = 0.019$ cm			
Einschub : in Richtung der z-Achse Messungen MZ 'II': 5 mm neben dem Zentrum der Stirnfläche MZ 'IIIa)': zentral Simulationen : zentral			
Messungen MZ 'II', 'IIIa)'	Simulationen 300 Ereignisse		
Detektoren Schauertiefe	1..16 $t = 17.1 X_0$	1..25 $t = 26.7 X_0$	
$\langle \epsilon(\text{vis}) \rangle$ σ [MeV]	$\langle E(\text{dep}) \rangle \pm \sigma / \sqrt{300}$ σ [MeV] [MeV] [%]		$\langle E(\text{dep}) \rangle \pm \sigma / \sqrt{300}$ σ [MeV] [MeV] [%]
E(in) = 2 GeV			
9.23 ---- 1.43 ----	9.37 \pm 0.08 (\pm 0.87) 1.42		9.41 \pm 0.08 (\pm 0.87) 1.42
E(in) = 4 GeV			
18.61 19.26 2.03 ----	18.61 \pm 0.11 (\pm 0.59) 1.91		18.77 \pm 0.11 (\pm 0.58) 1.87
E(in) = 6 GeV			
27.90 ---- 2.52 ----	27.98 \pm 0.14 (\pm 0.50) 2.43		28.23 \pm 0.14 (\pm 0.49) 2.40

Kalorimeter 'A'; E(in) = 2, 4, 6 GeV
Sichtbare Energie und deren Standardabweichungen (RMS)
Vergleich: Messungen, Simulationen

Tabelle 6.6

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Aus der Tabelle 6.6 läßt sich entnehmen, daß die erweiterte Auswertung der Simulationen bis Detektor Nummer 25 eine um etwa 0.5 bis 1 % höhere sichtbare Energie zur Folge hat, als die Berücksichtigung der Detektoren nur bis Nummer 16. Eine deutliche Verringerung der Standardabweichung ist jedoch nicht zu beobachten.

6.4.2. Kalorimeter 'B'

Für das Kalorimeter 'B' werden entsprechende Vergleiche vorgenommen, die sich auf die Experimente der Meßzeit 'V' [Bor 88] beziehen. Die Parameter für die Simulationen sind in Tabelle 6.7 zusammengestellt:

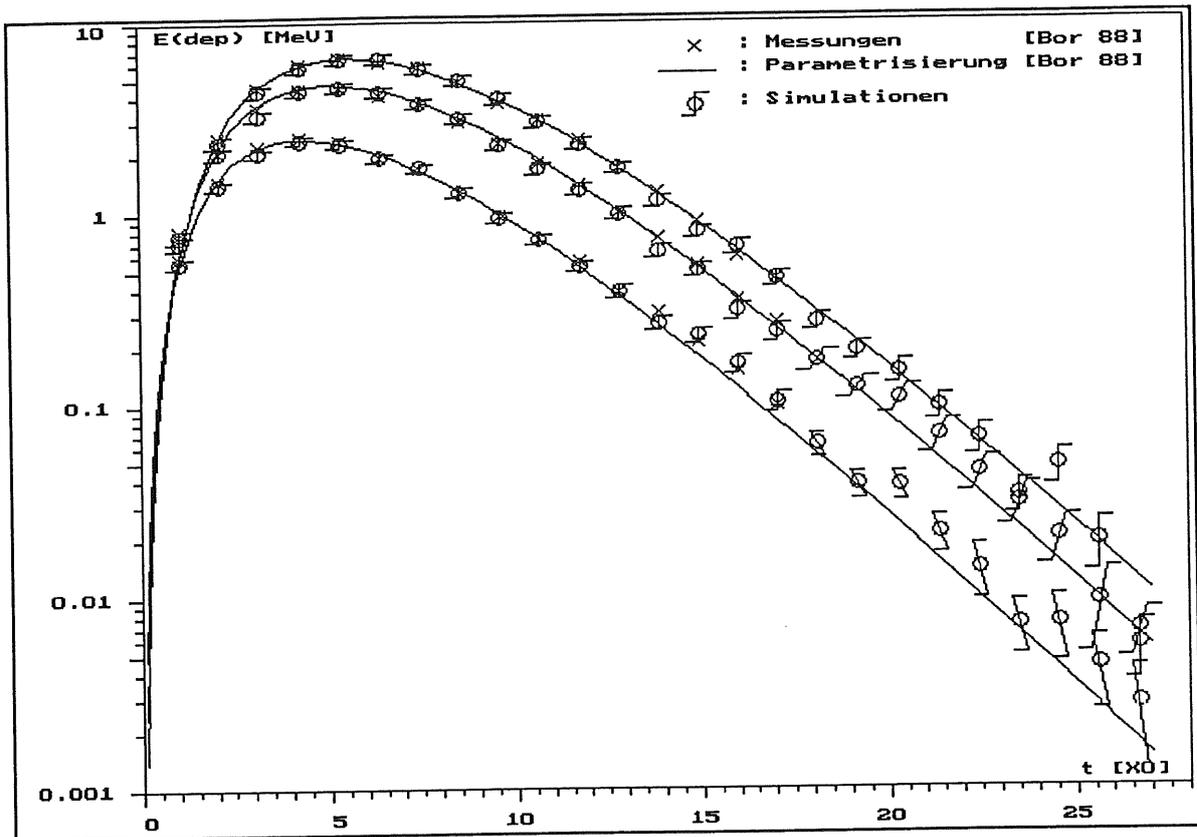
Stirnfläche: quadratisch Kantenlänge : 9 cm Sandwich-Einheiten : 25		E(in) = 2, 4, 6 GeV			
Aufbau einer Sandwicheinheit	Dicken [cm]	ECUT = AE (kinetisch) [keV]	ESTEPE [%]	PCUT = AP [keV]	
Absorber (Pb)	0.02	100	1	10	
(Pb)	0.56	500	1	10	
(Pb)	0.02	100	1	10	
Luftspalt	0.167	100	--	10	
Detektor (Si)	0.0260	100	1	10	
Luftspalt	0.167	100	--	10	
Gesamtdicke	0.960				
Gesamtlänge des Kalorimeters:		24.00 cm			

Parameter für die Simulationen
von elektromagnetischen Schauern in Kalorimeter 'B'

Tabelle 6.7

Die ebenfalls guten Übereinstimmungen der entsprechenden Verläufe der gemessenen und der simulierten Schauerentwicklungen für diese Konfiguration sind aus der Abbildung 6.5 ersichtlich. Die Zahlenwerte sind in den Tabellen 8.7.7 a)..c) im Anhang (Kapitel 8.7.5.) aufgelistet.

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern



Schauerentwicklung in Kalorimeter 'B'
 Messungen: Meßzeit 'V'; $E(\text{in}) = 2, 4, 6 \text{ GeV}$

Simulationen: $E(\text{in})=2 \text{ GeV}$: 500 Events
 $E(\text{in})=4 \text{ GeV}$ und 6 GeV : je 300 Events

Abbildung 6.5

Der simulierte Schauerverlauf für die Einschußenergie von 2 GeV legt den Schluß nahe, daß bei der Parametrisierung aus [Bor 88] die letzten vier Punkte unterschätzt werden. Die Simulationsergebnisse liegen sehr gut bei den experimentellen Werten und entfernen sich im weiteren Verlauf von der parametrisierten Kurve.

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Parameter für die Simulationen: siehe Tabelle 6.7					
Messungen: $\epsilon(\text{vis})$ a): MZ 'V' aus Schauerentwicklung					
b) MZ 'V' aus 'offline-Summe'					
$\sigma(\epsilon(\text{vis}))$ b): MZ 'V' aus 'offline-Summe'					
	Messungen		Simulationen		Vergleich
E(in) [GeV]	$\langle \epsilon(\text{vis}) \rangle$ [MeV]	$\langle \epsilon(\text{vis}) \rangle /$ E(in) [MeV/GeV]	$\langle E(\text{dep}) \rangle$ [MeV]	$\langle E(\text{dep}) \rangle /$ E(in) [MeV/GeV]	$\langle E(\text{dep}) \rangle /$ $\langle \epsilon(\text{vis}) \rangle$ [%]
2	a) 17.49 b) 18.09	8.75 9.05	17.00 ± 0.11	8.50	97.1 94.0
4	a) 34.49 b) 35.49	8.62 8.87	34.02 ± 0.20	8.51	98.6 95.9
6	a) 51.31 b) 52.64	8.55 8.77	50.65 ± 0.27	8.44	98.7 96.2
Mittelwerte		a) 8.64 b) 8.90		8.48	98.1 95.4
lineare Regr.		a) 8.46 b) 8.64		8.41	99.4 97.3
E(in) [GeV]	$\sigma(\epsilon(\text{vis}))$ [MeV]		$\sigma(E(\text{dep}))$ [MeV]		$\sigma(E(\text{dep})) /$ $\sigma(\epsilon(\text{vis}))$ [%]
2	b) 2.63		2.55		97.0
4	b) 3.70		3.43		92.7
6	b) 4.49		4.63		103.1

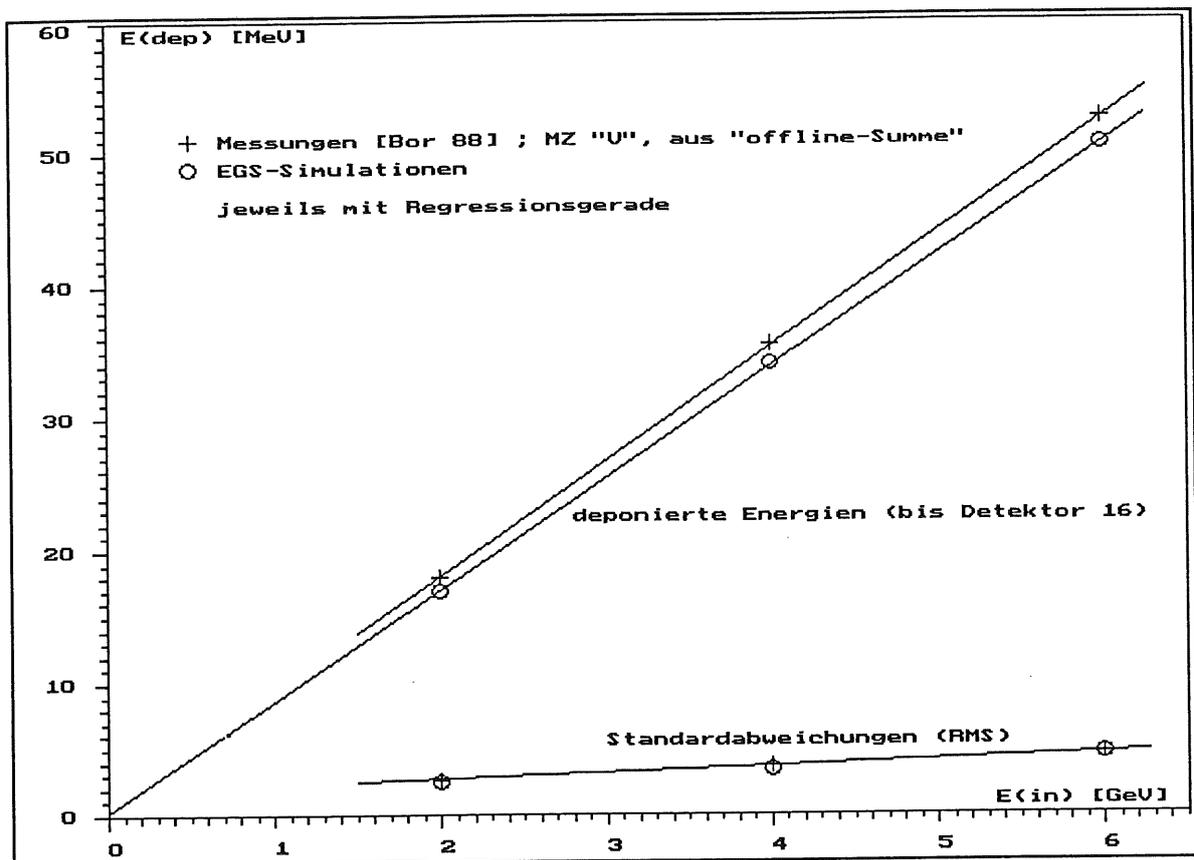
Kalorimeter 'B'
Summe der deponierten Energien in Detektoren '1'...'16'
und deren Standardabweichungen (RMS)
Vergleich: Messungen, Simulationen

Tabelle 6.8

Für Kalorimeter 'B' werden in Abbildung 6.6 die experimentell ermittelten Summen der in den Detektoren '1' bis '16' sichtbaren Energien den Ergebnissen der vergleichbaren Simulationen gegenübergestellt. Die numerischen Werte und deren Standardabweichungen sowie die Kalorimetereffizienzen sind der Tabelle 6.8 zu entnehmen. 'offline-Summe' bedeutet, daß die Summen der Einzelergebnisse, im Gegensatz zu den Meßzeiten 'II' und 'III a)', für jeden Detektor nach den Messungen aus gespei-

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

cherten Daten berechnet wurden.



Energielinearität von Kalorimeter 'B'
 $E(\text{in}) = 2, 4, 6 \text{ GeV}$

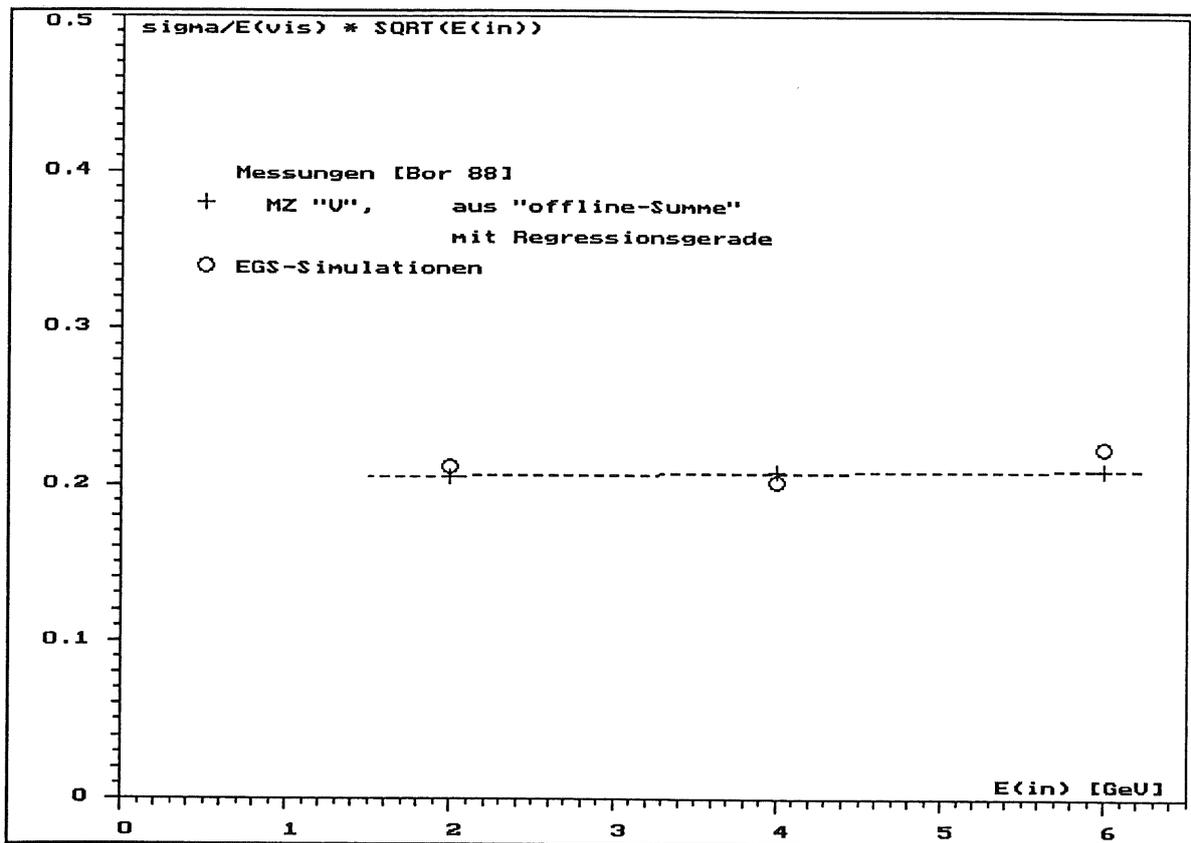
Abbildung 6.6

Für diese Kalorimeter-Konfiguration sind die simulierten mittleren Summen der bis Detektor Nummer sechzehn deponierten Energien je nach Art der Auswertung etwa 2.0 (4.5) % niedriger als die experimentell ermittelten Summen (vgl. Tabelle 6.8; Zeile 'Mittelwerte'). Bei der zweiten Möglichkeit der Auswertung wurden die Ergebnisse ermittelt, nachdem mittels linearer Regression jeweils eine Gerade durch die drei Meßpunkte gelegt worden war, um Fehler in der Bestimmung des Nullpunktes zu kompensieren. Die aus den Ergebnissen der Simulationen gewonnene Kalorimetereffizienz liegt bei dieser Art der Auswertung mit 8.41 MeV/GeV lediglich um 0.6 (2.7) % unterhalb des gemessenen Wertes von 8.46 (8.64) MeV/GeV (vgl. Tabelle 6.8; Zeile 'lineare Regr.'). Die Unterschiede der Meßergebnisse aus den Schauerentwicklungen ('a') zu denen der Gesamtenergiemessungen ('b') liegen in der Größenordnung der Abweichungen der Simulationsergebnisse. So läßt sich lediglich die Tendenz ablesen, daß die

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Modellrechnungen mit den gewählten Abschneideenergien und Beschränkungen der Längen der Transportschritte im Bereich um (1..5) % zu geringe sichtbare Energien voraussagen. Dieses Ergebnis steht in Einklang mit dem Vergleich der Simulationsergebnisse mit denen der Meßzeit 'IIIa)' für Kalorimeter 'A' (siehe Kapitel 6.4.1.).

Die Zuverlässigkeit der Simulationsergebnisse nimmt naturgemäß durch die geringere Anzahl der Teilchen zum Ende des Schauers hin ab. Durch eine entsprechend hohe Anzahl von simulierten Ereignissen ließe sich die statistische Zuverlässigkeit der Aussagen verbessern. Es muß allerdings bedacht werden, daß die Genauigkeit lediglich mit der Wurzel der Anzahl der Ereignisse steigt, und damit eine Verbesserung der Ergebnisse einen hohen Mehraufwand an Rechenzeit erfordert.



$$\text{Kalorimeter 'B'}$$
$$k = \sigma/\epsilon(\text{vis}) * \sqrt{(E(\text{in}) / 1 \text{ GeV})}$$

$$E(\text{in}) = 2, 4, 6 \text{ GeV}$$

Abbildung 6.7

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Mit Abbildung 6.7 wird die gute Übereinstimmung der aus den Simulationen gewonnenen Kalorimeterkonstanten

$$k = \sigma/\epsilon(\text{vis}) * \sqrt{E(\text{in}) / 1 \text{ GeV}}$$

mit den experimentell ermittelten Werten aus [Bor 88] dokumentiert.

Eine Zusammenfassung der Mittelwerte der sichtbaren Energien im Kalorimeter finden wir in Tabelle 6.9. Hierbei wurden die simulierten Werte einmal bis Detektor Nummer 16 ausgewertet, was mit dem Experiment vergleichbar ist, und zum anderen die Energiesumme bis Detektor Nummer 25 gebildet.

Kalorimeter 'B'; a=b = 9 cm; Detektoren: r = 3.44 cm, d = 0.026 cm Einschub : zentral in Richtung der z-Achse Simulationen : zentral		
Messungen MZ 'V'	Simulationen N Ereignisse	
Detektoren Schauertiefe	1..16 t = 17.1 X ₀	1..25 t = 26.7 X ₀
$\langle \epsilon(\text{vis}) \rangle$ σ [MeV]	$\langle E(\text{dep}) \rangle \pm \sigma / \sqrt{N}$ σ [MeV] [MeV] [%]	$\langle E(\text{dep}) \rangle \pm \sigma / \sqrt{N}$ σ [MeV] [MeV] [%]
E(in) = 2 GeV (N=500)		
18.09 2.63	17.00 ± 0.11 (± 0.67) 2.55	17.20 ± 0.12 (± 0.67) 2.59
E(in) = 4 GeV (N=300)		
35.49 3.70	34.02 ± 0.20 (± 0.58) 3.43	34.59 ± 0.20 (± 0.57) 3.40
E(in) = 6 GeV (N=300)		
52.64 4.49	50.65 ± 0.27 (± 0.53) 4.63	51.52 ± 0.26 (± 0.51) 4.55

Kalorimeter 'B'
E(in) = 2, 4, 6 GeV
Sichtbare Energie und deren Standardabweichungen (RMS)
für Detektoren 1..16 und 1..25
Vergleich: Messungen, Simulationen

Tabelle 6.9

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Wiederum zeigt sich die Erhöhung der sichtbaren Energie (um ca. 1.1 % bis 1.7 %), wenn die Auswertung der Simulationen bis Detektor 25 durchgeführt wird. Die Auflösung wird auch in diesem Fall nur in sehr geringem Maße verbessert.

6.4.3. Die radialen Energieverluste

Eine Abschätzung der durch die Simulationen ermittelten radialen Energieverluste (siehe am Ende von Kapitel 6.1.) soll die vorgestellten Ergebnisse abrunden. Aus Tabelle 6.10 und 6.11 sind die simulierten Anteile der radialen Energieverluste f_R von der Einschubenergie $E(in)$ für die gesamte Kalorimeterkonfiguration ($r=2.0$ cm bzw. $a=b=9.0$ cm) zu ersehen. Um die relativen Energieverluste zu erhalten, die vergleichbar mit den Abschätzungen aus [Bor 88] sind, müssen die simulierten Ergebnisse auf die Radien der dort modellhaft angenommenen Kalorimeter ($r=1.6$ cm bzw. $r=3.44$ cm) hochgerechnet werden.

Für die Abschätzung eines zusätzlichen Energieverlustes bei Verringerung der Querschnittsfläche des Kalorimeters senkrecht zur Schauerachse waren nur Informationen über den Teil der Energie gespeichert, der in den Detektoren sichtbar ist. Es wird daher näherungsweise angenommen, daß die in einem Teil des Kalorimeters deponierte Energie proportional zum in diesem Teil sichtbaren Energie ist. Weiterhin wurde angenommen, daß die deponierte Energie einer nicht mehr zum Kalorimeter zu zählenden Randzone als zusätzlicher Energieverlust zu werten ist. Der Anteil der außerhalb des 'aktiven' Kalorimeters deponierten Energie (Δf_R) ist dann

$$\Delta f_R = (1 - f_R) \cdot (1 - E(vis)/E(vis)_{ges})$$

und wird dem radialen Energieverlust f_R zugeschlagen. Die Ergebnisse ($f_R + \Delta f_R$) sollen die radialen Energieverluste darstellen, die mit den Abschätzungen zu den Messungen in [Bor 88] vergleichbar sind⁸⁾.

Abschätzungen aus [Bor 88]:

Kalorimeter 'A':	32.8 %
Kalorimeter 'B':	8.2 %

Ergebnisse aus den Simulationen:

⁸⁾ Vgl. [Bor 88], Kapitel 5.2.2: die Werte wurden aus graphischen Darstellungen bei [Yud 70] abgelesen und können lediglich grobe Anhaltswerte darstellen.

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Querschnitt	E(in) = 100 %	2	4	6	GeV
Rund	Simuliert				
r=2.0 cm	E(vis) _{ges}	10.18	20.32	30.52	MeV
	f _R	21.2	21.0	20.8	%
Rund	Auf 'aktiven' Teil zurückgerechnet				
r=1.6 cm	E(vis)	9.41	18.77	28.23	MeV
	f _R +Δf _R	27.2	27.0	26.7	%
Hilfsgrößen	E(vis) / E(vis) _{ges}	92.4	92.4	92.5	%
	Δf _R	6.0	6.0	5.9	%

Kalorimeter 'A'
Summe der deponierten Energien in Detektoren '1'..'25'
und die radialen Energieverluste
Vergleich: gesamtes simuliertes Kalorimeter und aktiver Teil

Tabelle 6.10

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Querschnitt	E(in) = 100 %	2	4	6	GeV
Rechteckig a=b=9.0 cm	Simuliert				
	$E(vis)_{\text{ges}}$	18.43	37.24	55.38	MeV
	f_R	3.0	3.0	3.0	%
Rund r=3.44 cm	Auf 'aktiven' Teil zurückgerechnet				
	$E(vis)$	17.20	34.60	51.53	MeV
	$f_R + \Delta f_R$	9.5	9.9	9.7	%
Hilfsgrößen	$E(vis) / E(vis)_{\text{ges}}$	93.3	92.9	93.0	%
	Δf_R	6.5	6.8	6.7	%

Kalorimeter 'B'
Summe der deponierten Energien in Detektoren '1'..'25'
und die radialen Energieverluste
Vergleich: gesamtes simuliertes Kalorimeter und aktiver Teil

Tabelle 6.11

Die überschlägigen Ergebnisse zu den radialen Energieverlusten aus den Kalorimetern sind im Bereich von $\pm 20\%$ mit den in [Bor 88] (Tabelle III.2, Seite 3-9) zitierten Abschätzungen vergleichbar. Die Modellrechnungen würden sich durch systematische Untersuchungen der lateralen Aufweitung der Schauer bei unterschiedlichen Parametern für das Absorbermaterial ergänzen lassen.

6.4.4. Der Bedarf an Rechenzeit

Für die Praxis der Modellrechnungen ist die aufzuwendende Rechenzeit ein wichtiger Aspekt. Deshalb wird in Tabelle 6.12 die für die Simulation mit 'EGS 4' pro Schauer verbrauchte CPU-Zeit⁹⁾ sowie die Zeit für einen Schauer pro GeV Einschußenergie für die einzelnen Konfigurationen und Einschußenergien vorgestellt:

⁹⁾ Alle Angaben zum Rechenzeitbedarf beziehen sich auf Simulationen, die auf der Siemens 7.882 des Rechenzentrums der Universität Hamburg durchgeführt wurden.

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

Kalorimeter	E(in) [GeV]	$t_{\text{CPU}}(E(\text{in}))$ [s/Event]	t_{CPU} [s/(Event*GeV)]
'A'	2	6.9	3.45
	4	13.8	3.45
	6	20.9	3.48
'B'	2	9.1	4.55
	4	18.2	4.55
	6	27.2	4.53

Rechenzeitverbrauch für die Simulation
von elektromagnetischen Schauern in Kalorimeter 'A' und 'B'
E(in) = 2,4,6 GeV

Tabelle 6.12

Wie zu erwarten war, beansprucht ein Schauer in Kalorimeter 'B' durch die geringeren radialen Leckverluste mehr Rechenzeit als ein Schauer gleicher Energie in Kalorimeter 'A'. Im untersuchten Energiebereich ist die strenge Proportionalität zwischen der Einschußenergie und dem Bedarf an Rechenzeit auffällig. Durch diesen Zusammenhang läßt sich der zu erwartende Rechenzeitverbrauch leicht ermitteln, als Produkt aus t_{CPU} , der Anzahl der zu rechnenden Schauer und der Einschußenergie in GeV^{10} . Der im Vergleich zu analytischen Lösungsmethoden hohe Rechenzeitbedarf - mit den damit in Zusammenhang stehenden Wartezeiten und Kosten - macht eine sorgfältige Programmierung der Routinen erforderlich, die während einer Simulation vielfach durchlaufen werden. Als Beispiele seien die sehr oft gerufenen Unterprogramme 'HOWFAR' und 'AUSGAB' erwähnt, die vom Benutzer nach seinen Erfordernissen erstellt werden müssen (siehe Kapitel 3.4. und 8.8.).

6.5. Schlußfolgerungen und Ausblick

Das Simulationsprogramm 'EGS 4' wurde mit den in Kapitel 5.3. als günstig bewerteten Parametern verwendet, um das Antwortverhalten von Blei-Silizium-Sandwich-Kalorimetern bei Einschuß von hochenergetischen Elektronen mit entsprechenden vorhandenen Messungen zu vergleichen. Die elektromagnetischen Schauer wurden von Elektronen mit Energien von 2, 4 und 6 GeV ausgelöst.

Eine systematische Untersuchung der Simulationsergebnisse

¹⁰⁾ z.B.: E(in) = 6 GeV; 300 Schauer
=> $t_{\text{CPU},300}$ = 300 Events * 6 GeV * 4.6 s/(Event*GeV)
= 8280 s = 138 min

6. Elektromagnetische Schauer in Sampling-Kalorimetern

in Abhängigkeit von der Abschneideenergie und der Vorgabe von 'ESTEPE'¹¹⁾ im Blei wurde nicht durchgeführt.

Sowohl die Mittelwerte der Summen der sichtbaren Energien in den Detektoren '1' bis '16' als auch die Schauerentwicklungen können mit den gewählten Parametern in einer zufriedenstellenden Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen simuliert werden. Die Abweichungen der Mittelwerte kommen mit etwa (1..5) % den Werten nahe, die sich aus den unterschiedlichen Möglichkeiten für die Auswertungen der Versuche ergeben (2..4) %¹²⁾.

Die experimentellen Werte für die zu erwartenden Energieauflösungen des Gesamtkalorimeters konnten mit einer Ungenauigkeit von besser als ± 10 % und die radialen Leckverluste im Bereich von ± 20 % aus den Simulationen gewonnen werden. Ohne weitere Verbesserungen der Simulationen und Vergleiche mit gemessenen Ergebnissen können diese simulierten Größen lediglich verwendet werden, um grobe Tendenzen zu erkennen.

Die wegen der dünnen Siliziumdetektoren relativ 'exakten' Simulationen nehmen durch ihre niedrigen Abschneideenergien und die häufigen Transportschritte sehr viel CPU-Rechenzeit in Anspruch. Bei etwa 3 % radialem Energieverlust hat sich ein Bedarf von ungefähr 4.6 s/(Schauer·GeV) ergeben. Der Bedarf an Rechenzeit steigt linear mit der Einschubenergie und kann für die Simulation von Hochenergieexperimenten dramatische Größenordnungen annehmen.

Eine Einsparung an Rechenzeit ließe sich erreichen, wenn im Inneren des Schauermaterials jeweils aufgrund seiner grob abgeschätzten Reichweite geprüft würde, ob ein geladenes Teilchen eine Oberfläche der Region erreichen kann. Wenn dies nicht der Fall ist, könnte das Teilchen am aktuellen Ort im Material 'steckenbleiben' und seine kinetische Energie im Material deponieren.

¹¹⁾ Beschränkung des relativen Energieverlustes pro Transportschritt, siehe auch Kapitel 4.1.5.

¹²⁾ Die experimentellen Vergleichszahlen für die Mittelwerte der sichtbaren Energie variieren, je nachdem, ob sie als Summe der Mittelwerte für die Einzeldetektoren oder aus einem Gesamtspektrum aus 'offline'-Summen berechnet wurden (vgl. [Bor 88] und in dieser Arbeit Tabellen 6.7 und 6.10).

7.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war es, das Programm 'EGS' auf die Tauglichkeit zur Simulation von elektromagnetischen Schauern in Samplingkalorimetern zu untersuchen, die mit dünnen Siliziumdetektoren bestückt sind. Eine besondere Bedeutung haben hierbei die Simulationen der meßbaren Energiedepositionen in den Detektoren, wobei ihre geringe Dicke eine ausreichende 'Ortsauflösung' der Simulation erfordert. Zur Überprüfung dieser Forderung, wurden Messungen der Energiedepositionen beim Durchgang von Elektronen durch einzelne Siliziumdetektoren mit den entsprechenden Simulationen verglichen. Die hierfür verwendeten Oberflächensperrschichtdetektoren haben einen Durchmesser von etwa 1.6 cm und Dicken im Bereich von 0.2 mm bis 1 mm. Die Energien der Elektronen waren durch die Wahl der Quellen vorgegeben. Zum einen wurde mit Konversionselektronen aus einem ^{207}Bi -Präparat gemessen, die eine kinetische Energie bei 1 MeV hatten. Die andere Elektronenquelle war der Teststrahl 26 am DESY, dessen niedrigste Energie bei 750 MeV zu wählen war, um noch eine ausreichende Zählrate zu erhalten.

Ein Simulationsprogramm kann die Teilchen in einem Schauer nur bis zu einer bestimmten Energie hinab einzeln verfolgen. Im Unterschied zur alten Version 'EGS 3', in der die untere Grenze für die Abschneideenergie für Elektronen und Positronen bei 1.5 MeV (totale Energie) lag, besteht bei 'EGS 4' die Möglichkeit, die Abschneideenergie bis hinab zu einigen keV (kinetische Energie) vorzugeben. Bei Sekundärelektronen mit einer Energie, die kleiner als die Energieschwelle ist, wird die auf diese übertragene Energie als am Ort des Energieübertrags im Material deponiert betrachtet. Bei einer Energie von 1.5 MeV hätte ein Elektron jedoch noch eine Reichweite von etwa 1.6 mm in Silizium und würde mit großer Wahrscheinlichkeit den Detektor verlassen und den größten Teil seiner kinetischen Energie aus ihm heraustragen. Durch die Erweiterung des Energiebereichs nach unten hin, läßt sich eine 'realistischere' Simulation durchführen.

Die mit 'EGS 4' für geladene Teilchen standardmäßig eingeführte Möglichkeit zur Beschränkung der Weglänge pro Transportschritt durch einen maximal zulässigen Energieverlust ist ein sehr wirksames Mittel zur Korrektur des Verfahrens, die Vielfachstreuung zu berücksichtigen. Bei zu großen Transportschritten werden die Korrekturen der tatsächlich zurückgelegten Wegstrecken überschätzt. Durch eine Beschränkung des Energieverlustes pro Transportschritt wird der zurückzulegende Weg zwischen zwei diskreten Wechselwirkungsereignissen oder bis zur nächsten Mediumsgrenze in mehrere Schritte unterteilt, zu denen jeweils die Korrektur der durch die Vielfachstreuung tatsächlich zurückgelegten Wegstrecke vorgenommen wird. Ein weiterer Vorteil ergibt sich aus der Tatsache, daß nach jedem Teilschritt eine Korrektur der Bewegungsrichtung stattfindet, womit am Ende des unterteilten Transportschritts eine 'Versetzung' in der Ebene senkrecht zur ursprünglichen Richtung der Bewegung auftreten kann. Mit der Beschränkung des Energieverlustes pro Transport-

7. Zusammenfassung

schritt kann man also eine 'exaktere' Verfolgung der geladenen Teilchen durch ein Material erreichen.

Für diese Arbeit wurden Simulationen mit verschiedenen Werten für die Abschneideenergie der Elektronen und die Beschränkung des Energieverlustes pro Transportschritt durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit hat gezeigt, daß die simulierte Verteilung der deponierten Energie bei Durchgängen niederenergetischer Elektronen durch dünne Si-Detektoren und der sich daraus ergebende Mittelwert tatsächlich stark von den oben genannten Parametern abhängen. Als sinnvolle Kombination haben sich für die untersuchten Anordnungen eine Abschneideenergie von 100 keV (kinetisch) und ein maximaler Energieverlust pro Simulationsschritt von 1 % der kinetischen Energie herausgestellt.

Bei hochenergetischen Elektronen ist die Abhängigkeit der Simulationen von den Parametern nicht so ausgeprägt.

Die größte Effekt wird durch die Verringerung der zulässigen Schrittweiten erzielt, wodurch die Vielfachstreuung häufiger und damit exakter berücksichtigt wird. Dies erfordert eine wesentlich höhere Rechenzeit für die Simulation des Durchgangs eines niederenergetischen Elektrons durch einen Detektor. Für eine (totale) Primärenergie des einfallenden Elektrons von 1.5 MeV ergibt sich bei einem maximalen Energieverlust von 1 % der kinetischen Energie pro Transportschritt eine um den Faktor 3..4 längere Rechenzeit im Vergleich zu Simulationen ohne Beschränkung des Energieverlustes.

Eine weitere Möglichkeit für die Wahl der Simulationsparameter, die in dieser Arbeit nicht untersucht wurde, sind unterschiedliche Energieschwellen für die Erzeugung der Sekundärelektronen einerseits und die weitere Verfolgung dieser Elektronen andererseits. Dies würde bedeuten, daß in einem Energiebereich zwar Sekundärelektronen erzeugt würden, deren kinetische Energie jedoch am Ort ihres Auftretens als im Material deponiert betrachtet wird und das Elektron vom Programm nicht weiter verfolgt würde. Das dazugehörige 'Primärteilchen' würde zwischen den diskreten Wechselwirkungsereignissen nur relativ kurze Wegstücke zurücklegen, was ebenfalls die oben genannten Vorteile für die Betrachtung der Vielfachstreuung haben könnte. Die Rechenzeit für die wegen der kurzen mittleren freien Weglängen 'aufwendigen' Verfolgung der niederenergetischen Elektronen müßte jedoch nicht eingesetzt werden.

Die Berücksichtigung der Verteilung des Energieverlustes für jeden Transportschritt in parametrisierter Form könnte ein Weg sein, die Abschneideenergie nicht derart niedrig wählen zu müssen und die Beschränkung der Längen der Transportschritte zu umgehen. Aus dem jeweils berechneten mittleren Energieverlust für einen längeren Transportschritt müßte gemäß einer vorgegebenen Wahrscheinlichkeitsverteilung ein individueller Wert für

7. Zusammenfassung

die deponierte Energie bestimmt werden. Je nach dem Verhältnis zwischen mittlerem Energieverlust pro Transportschritt und maximal möglichem Energieübertrag pro Stoßereignis könnte die Landau-Verteilung, die Vavilov-Verteilung oder eine Gauß-Verteilung zur Anwendung kommen. Da sich die Verteilung der deponierten Energie im Detektor nicht mehr aus explizit simulierten Energieüberträgen und Winkelstreuungen ergeben müßte, könnte die Abschneideenergie höher gewählt werden. Die Anzahl der explizit zu behandelnden Sekundärteilchen und damit die mittlere Rechenzeit pro Durchgang eines Elektrons durch einen Detektor wäre somit geringer.

Die Parameter, die sich für die Simulationen der deponierten Energien beim Durchgang von Elektronen durch dünne Silizium-Detektoren als günstig erwiesenen hatten, wurden für Modellrechnungen verwendet, die sichtbare Energie und den mittleren longitudinalen Verlauf elektromagnetischer Schauer in einem Samplingkalorimeter bei Einschub von hochenergetischen Elektronen zu bestimmen. Trotz einer groben Festlegung der entsprechenden Parameter für das Schauermaterial, stimmen die simulierten Schauerentwicklungen und die mittleren sichtbaren Energien gut mit den Meßergebnissen überein, mit denen sie verglichen wurden. Es hat sich gezeigt, daß die Fehler bei den simulierten Ergebnissen für die Kalorimetereffizienzen mit (1..5) % im Bereich der Unsicherheiten der experimentellen Ergebnisse liegen. Die Energieauflösungen konnten mit Unsicherheiten von kleiner als ± 10 % reproduziert werden. Für die radialen Leckverluste wurden aus den Simulationsergebnissen grobe Abschätzungen bestimmt, deren Abweichungen zu den in [Bor 88] angegebenen überschlägigen Werten im Bereich von ± 20 % liegen. Damit können zumindest Anhaltswerte, die eine grobe Beurteilung einer bestimmten Kalorimeterkonfiguration ermöglichen, gewonnen werden. Mit systematischen Untersuchungen der simulierten Schaueraufweitung in radialer Richtung und Vergleichen mit entsprechenden Messungen könnten diese Ergebnisse wahrscheinlich verbessert werden.

8.

Anhang

8.1.

Die wichtigsten Schauerparameter

Die wichtigsten Parameter, mit denen ein elektromagnetischer Schauer beschrieben werden kann, sollen in diesem Kapitel vorgestellt werden. Dies sind die im Kapitel 2. erwähnten Größen 'Strahlungslänge' und 'kritische Energie', sowie die Begriffe 'longitudinale' und 'radiale' Schauerentwicklung. Dazu werden folgende Variablenbezeichnungen verwendet:

- Naturkonstanten und materialabhängige Größen:

$$\begin{aligned}\alpha &= 1/137 && = \text{Feinstrukturkonstante} \\ Z &= \text{Kernladungszahl} \\ A &= \text{Atomgewicht} \\ \rho &= \text{Dichte}\end{aligned}$$

- Indizes, welche die Art des Energieverlustes charakterisieren:

$$\begin{aligned}\text{brems} &: \text{durch Bremsstrahlung} \\ \text{ion} &: \text{durch Ionisation}\end{aligned}$$

8.1.1. Die Strahlungslänge

Die Länge, mit der die longitudinale Schauerentwicklung skaliert, ist die sogenannte Strahlungslänge X_0 , die eine Materialkonstante darstellt. Das ist die Länge des Weges, auf dem sich die Energie eines Elektrons durch Emission von Bremsstrahlung im Mittel auf den 1/e-ten Teil seiner Anfangsenergie verringert hat.

Der dafür notwendige Ansatz lautet (vgl. Kapitel 3.1.2.):

$$(-dE/dx)_{\text{brems}} = (1/X_0) \cdot E \quad (8.1.1.1.)$$

Oft wird der Energieverlust auf eine Strahlungslänge X_0 bezogen, wobei t die Wegstrecke in Einheiten von X_0 bedeutet:

$$(-dE/dt)_{\text{brems}} = X_0 \cdot (-dE/dx)_{\text{brems}} \quad (8.1.1.2.)$$

Für eine ganz grobe Abschätzung der Strahlungslänge läßt sich folgende Formel zitieren [Ama 81]:

$$X_0 \approx 180 A/Z^2 \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad (8.1.1.3.)$$

Von Amaldi wird die Ungenauigkeit für Z zwischen 13 und 92 mit kleiner als $\pm 20\%$ angegeben. Eine genauere Formel für die Strahlungslänge wird in Kapitel 4.1.5. vorgestellt.

8. Anhang

Zu Beginn des Schauers verdoppelt sich die Zahl der 'schauerrelevanten' Teilchen ungefähr nach jeder Strahlungslänge [Fre 72].

8.1.2. Die kritische Energie

In der ursprünglichen Bedeutung ist die **kritische Energie** die Energie, die ein Teilchen durch den reduzierten Energieverlust durch Ionisation pro Strahlungslänge verliert [Ros 52]. Daraus ergibt sich, daß ein Teilchen mit der kritischen Energie gerade noch eine Strahlungslänge weit Energie durch Ionisation verlieren kann.

(8.1.2.1.)

$$\epsilon_{\text{crit}} = X_0 \cdot \left[\frac{dE}{dx} (E=\epsilon_{\text{crit}}) \right]_{\text{ion}} = \left[\frac{dE}{dt} (E=\epsilon_{\text{crit}}) \right]_{\text{ion}}$$

Aus den Betrachtungen über die Strahlungslänge ergibt sich, daß die kritische Energie in etwa mit der Energie übereinstimmt, bei der der Energieverlust durch Ionisation gleich dem durch Bremsstrahlung ist, was auch häufig als Definition herangezogen wird [Ama 81], [Loh 83], [Per 87]:

(8.1.2.2.)

$$\left[- \frac{dE}{dx} \right]_{\text{ion}} = \left[- \frac{dE}{dx} \right]_{\text{brems}} \approx \frac{\epsilon_{\text{crit}}}{X_0},$$

d.h. das ist auch ungefähr die Energie, bei der der Energieverlust pro Strahlungslänge gleich der Energie selbst ist.

Die Materialabhängigkeit der kritischen Energie wird näherungsweise durch die folgende Formel wiedergegeben:

(8.1.2.3.)

$$\epsilon_{\text{crit}} \approx \epsilon_{\text{crit},0} \text{ (MeV)} / Z$$

Die Werte für die Energiekonstante $\epsilon_{\text{crit},0}$ variieren in der Literatur sehr stark:

Quelle	$\epsilon_{\text{crit},0}$ (MeV)
[FrH 79]	600
[Ama 81]	550
[Kle 84]	580

Verschiedene Werte für die Größe $\epsilon_{\text{crit},0}$ zur Berechnung der kritischen Energie

Tabelle 8.1.1

8. Anhang

Amaldi gibt die relative Ungenauigkeit der von ihm veröffentlichten Näherung mit kleiner als $\pm 10\%$ für Z zwischen 13 und 92 an [Ama 81].

Eine andere Näherung¹ ist [Fre 72]:

$$\epsilon_{\text{crit}} \approx B \cdot (X_0 \cdot Z/A)^n, \quad (8.1.2.4.)$$

mit $B = 2.45 \text{ MeV}$, $n=1.2$ ohne Dichteeffekt;
 $B = 2.66 \text{ MeV}$, $n=1.1$ mit Dichteeffekt;
 $X_0 = \text{Strahlungslänge in g/cm}^2$.

Die kritische Energie hat für quantitative Abschätzungen einiger Parameter der Schauerentwicklung und der durch einen Schauer deponierten Energie eine Bedeutung (siehe Kapitel 2.1., 2.4.3. und 2.4.4.). Für die Simulation eines elektromagnetischen Schauers wird sie nicht benötigt, da sie nicht in die Wechselwirkungsquerschnitte der simulierten Elementarprozesse eingeht, sondern sich aus deren Verhältnisse zueinander ergibt.

¹ Alle Formeln, in denen die Größen Z und A vorkommen, lassen sich durch Ersetzen von:

$$Z \quad \text{durch} \quad Z_{\text{eff}} = \sum_i p_i Z_i,$$

$$A \quad \text{durch} \quad A_{\text{eff}} = \sum_i p_i A_i \quad \text{bzw.}$$

$$Z/A \quad \text{durch} \quad (Z/A)_{\text{eff}} = \sum_i p_i (Z_i/A_i)$$

für beliebige Verbindungen verallgemeinern. p_i sind dabei die relativen Verhältnisse der Atomzahlen der Elemente in der jeweiligen Verbindung.

8. Anhang

Die Zahlenwerte für Dichte, Strahlungslänge und kritische Energie für einige in der Kalorimetrie häufig verwendete Materialien sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

	Z	ρ (g/cm ³)	X_0 (g/cm ²) (cm)		ϵ_{crit} (MeV)
Quelle Material		[PDG 84]	[PDG 84] [Tsa 74]		[Dov 64] ²
Si	14	2.33	21.8234	9.3663	37.5
Fe	26	7.87	13.8389	1.7584	20.7
Cu	29	8.96	12.8616	1.4354	18.8
W	74	19.27	6.7630	0.3510	8.08
Pb	82	11.34	6.3688	0.5616	7.40
U	92	18.95	5.9990	0.3200	
Quelle Material		[Loh 83]			
Bleiglas ³		~4	~10.2	~2.55	~14
NaJ (Tl)		3.7	9.5	2.6	12.5
BGO ⁴		7.1	7.9	1.12	9.5

**Materialkonstanten für einige
in der Kalorimetrie gebräuchlichen Substanzen**

Tabelle 8.1.2

² mit Dichteeffekt

³ Bleiglas ist ein Material für Cherenkov-Zähler. Die Parameter variieren je nach Bleigehalt; die angegebenen Werte gelten für etwa 55 Gewichts-% PbO.

⁴ BGO ist die Kurzbezeichnung für ein Szintillatormaterial mit folgender chemischen Formel: Bi₄(GeO₄)₃

8. Anhang

8.1.3. Die longitudinale Schauerentwicklung

Die Entwicklung der Anzahl der betroffenen Teilchen des Schauers in Ausbreitungsrichtung spiegelt sich in der räumlichen Verteilung der im Kalorimeter deponierten Energie wider.

Charakteristische Tiefen in Ausbreitungsrichtung, die sinnvollerweise in Einheiten von X_0 angegeben werden, sind:

- t_{\max} = Lage des Schauermaximums, d.h. Position mit maximaler Anzahl geladener Teilchen im Schauer;
- t_{med} = Lage des Schauerschwerpunktes, d.h. im Mittel wurde die halbe Energie deponiert;
- $L_{98\%}$ = mittlere Schauertiefe, bei der im Mittel 98% der Energie des eingefallenen Teilchens deponiert wurden.

Von Rossi und Greisen wurden eindimensionale Abschätzungen für die Schauerentwicklung mit folgenden Näherungen vorgenommen [Fre 72]:

- Näherung A:
Es werden nur Paarbildung und Bremsstrahlung im asymptotischen Fall der vollständigen Abschirmung berücksichtigt. Stoßprozesse und Comptoneffekt werden vernachlässigt.
- Näherung B:
Zusätzlich werden die Ionisationsverluste in Form einer konstanten Energiedeposition pro Wegelement ($\epsilon_{\text{crit}}/X_0$) berücksichtigt.

8. Anhang

Die Abschätzungen der Schauerparameter ergeben sich aus der 'Rossi's Approximation B' [Ros 52] und nach Amaldi [Ama 81]:

Größe	Näherung	
	[Ros 52]	[Ama 81]
$t_{\max} [X_0]$	$1.01 \cdot [\ln(E_0/\epsilon_{\text{crit}}) - a]$	$\ln(E_0/\epsilon_{\text{crit}}) - a$
$t_{\text{med}} [X_0]$	$1.01 \cdot \ln(E_0/\epsilon_{\text{crit}}) + b$	$\ln(E_0/\epsilon_{\text{crit}}) + b$
$L_{98\%} [X_0]$		$3 \cdot t_{\text{med}}$
primäres Teilchen	Parameter	Parameter
e^-, e^+	$a = 1.0, b = 0.4$	$a = 1.1, b = 0.4$
Photonen	$a = 0.5, b = 1.2$	$a = 0.3, b = 1.2$

mit:

E_0 = Einschußenergie des schauerauslösenden Teilchens

**Parameter der longitudinalen Schauerentwicklung
aus 'Rossi's Approximation B' und nach Amaldi**

Tabelle 8.1.3

Longo und Sestili [Lon 75] haben durch Photonen induzierte elektromagnetische Schauer in Bleiglas (SF5) untersucht, wobei die Energien $E(\gamma)$ der Photonen zwischen 100 MeV und 5000 MeV lagen. Dabei hat sich eine gute Übereinstimmung der simulierten mittleren Anzahl von geladenen Teilchen $P(E(\gamma), 0.5, t)$ (mit einer kinetischen Energien größer als 0.5 MeV und in Abhängigkeit von der Schauertiefe t) mit der empirischen Formel

$$P(E(\gamma), 0.5, t) = A \cdot t^a \cdot e^{-bt} \quad (8.1.3.1.)$$

gezeigt.

Dabei sind:

- t = Schauertiefe in Einheiten von X_0 ,
- A, a, b = Fitparameter:
- t^a = Anstiegsterm (energieabhängig),
- e^{-bt} = Abfallterm (materialabhängig),
- A = Normierungsfaktor.

Bei einem angenommenen energieunabhängigen spezifischen Energieverlust für die geladenen Teilchen, folgt der longitudinale Verlauf der Energiedeposition im Kalorimeter ebenfalls dieser Parametrisierung.

8. Anhang

Die Lage des Schauermaximums ergibt sich aus der Bedingung $dP/dt = 0$ zu $t_{\max} = a/b$.

Durch Anpassen der Funktion an Meß- oder Simulations-Ergebnisse und Vergleich der Parameter lassen sich gemessene und simulierte Schauerentwicklungen gegenüberstellen. Für die experimentell bestimmten Schauerentwicklungen, die als Vorgabe für den Vergleich mit den für diese Arbeit durchgeführten Simulationen dienten, wurden die Parameter a , b und A der Funktion jeweils bestimmt (vgl. [Bor 88]) und die Parametrisierung graphisch dargestellt ([Bor 88] und Kapitel 6.4.1. und 6.4.2. in dieser Arbeit).

8.1.4. Die radiale Schauerentwicklung

Da sich der elektromagnetische Schauer transversal aufweitet, insbesondere durch vielfach gestreute niederenergetische Teilchen, ist ebenfalls die seitliche Ausdehnung des Kalorimeters von Bedeutung. Das typische Maß für diese Dimension ist der Molière-Radius R_M . Er ist definiert als die mittlere Aufweitung eines Elektronenstrahls mit der kritischen Energie nach Zurücklegen der Strahlungslänge X_0 . Er ergibt sich näherungsweise zu [Ama 81]:

$$R_M \approx E_s \cdot X_0 / \epsilon_{\text{crit}} \quad (8.1.4.1.)$$

wobei $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha} \cdot mc^2 \approx 21.2 \text{ MeV}$
als Vielfachstreuenergie bezeichnet wird,

oder (mit einer Ungenauigkeit kleiner als $\pm 10\%$ für Z zwischen 13 und 92) [Ama 81]:

$$R_M \text{ (cm)} \approx 7 \cdot A / (Z \cdot \rho). \quad (8.1.4.2.)$$

Innerhalb eines Zylinders mit Radius $r=2 \cdot R_M$ werden etwa 95% der Energie eines elektromagnetischen Schauers deponiert [Ama 81], bei $r=3 \cdot R_M$ sind es ungefähr 99% [Kle 84].

8. Anhang

Tabelle der Molière-Radien einiger Materialien nach Formel (8.1.4.2.):

	Z	R _M (cm)
Si	14	5.30
Fe	26	1.80
Cu	29	1.62
W	74	0.92
Pb	82	1.61

Molière-Radien einiger Materialien

Tabelle 8.1.4

Es ist also für die Auslegung eines Kalorimeters zu beachten, daß die seitliche Ausdehnung den Anteil der im Kalorimeter deponierten Energie beschränken kann (vgl. Kapitel 6.4.1. und 6.4.2.). Radiale Energieverluste haben Auswirkungen auf die Energieauflösung, die allerdings nicht so stark sind wie die der longitudinalen Verluste (vgl. auch Kapitel 2.4.).

8.2. Numerische Methoden zur Berechnung der Landau-Verteilung

Wolfgang Börsch-Supan [Bör 61] hat mittels Integration durch den Sattelpunkt des Integranden und Transformation auf die reelle Achse folgenden Ausdruck gefunden, der speziell für große negative λ anwendbar ist:

$$\varphi(\lambda) = \frac{e^{-\sigma}}{\pi} \int_0^{\infty} \exp \left\{ \frac{\sigma}{2} \ln \left(1 + \frac{y^2}{\sigma^2} \right) - y \arctan (y/\sigma) \right\} \cdot \cos \left\{ y \left[\frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{y^2}{\sigma^2} \right) - 1 \right] + \sigma \arctan (y/\sigma) \right\} dy \quad (8.2.1.)$$

mit $\sigma = \exp (-(1+\lambda))$

für große positive λ kam er auf die einfachere Formel:

$$\varphi(\lambda) = 1/\pi \cdot \int_0^{\infty} \exp (-v(\ln(v)+\lambda)) \cdot \sin(\pi v) dv \quad (8.2.2.)$$

8. Anhang

Diese Gleichungen lassen sich mit einer elektronischen Rechenanlage mit entsprechendem Aufwand numerisch integrieren.

Für die praktische Anwendung haben Kölbig und Schorr [Köl 84] folgende asymptotische Formel für große negative λ gefunden:

$$\begin{aligned}\varphi(\lambda) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\sigma} \sqrt{\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} a_n^- \sigma^{-n} && (8.2.3.) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\sigma} \sqrt{\sigma} \left(1 + \frac{1}{24\sigma} + \frac{23}{1152\sigma^2} + \frac{11237}{414720\sigma^3} + \dots \right)\end{aligned}$$

für große positive λ hingegen:

$$\begin{aligned}\varphi(\lambda) &= \frac{1}{\omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} a_n^+ \omega^{-n} && (8.2.4.) \\ &= \frac{1}{\omega^2} \left\{ 1 + \frac{1}{\omega} (2\gamma - 3) + \frac{1}{\omega^2} (3\gamma^2 - 11\gamma - \pi^2/2 + 6) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\omega^3} [4\gamma^3 - 25\gamma^2 - (2\pi^2 - 35)\gamma + 25/6 \pi^2 - 10] + \dots \right\}\end{aligned}$$

wobei $\omega = \omega(\lambda)$ die Lösung der Gleichung

$$\omega + \ln(\omega) - \lambda = 0 \text{ ist.}$$

8. Anhang

Für Beträge von λ im gesamten Bereich hat er folgende Näherungen als Entwicklungen nach Tschebyschew-Polynomen⁵ angegeben:

Bereich	Formel	(8.2.5.)
$-5.5 < \lambda \leq -1.$	$\varphi(\lambda) = \exp(-\sigma) \cdot \sqrt{\sigma} \cdot \sum_{i=0}^{\infty} a_n T_n \left(\frac{4\lambda + 13}{9} \right)$	
$-1. < \lambda \leq 1.$	$\varphi(\lambda) = \sum_{i=0}^{\infty} b_n T_n(\lambda)$	
$1. < \lambda \leq 4.$	$\varphi(\lambda) = \sum_{i=0}^{\infty} c_n T_n \left(\frac{2\lambda + 5}{3} \right)$	
$4. < \lambda \leq \infty$	$\varphi(\lambda) = \frac{1}{\omega(\lambda)^2} \cdot \sum_{i=0}^{\infty} d_n T_n \left(\frac{2 \cdot \omega(4)}{\omega(\lambda)} - 1 \right)$	

mit $\sigma = \exp(-(1+\lambda))$
und der obigen Definition für $\omega(x)$.

Die Werte für a_n ($n=0..17$), b_n ($n=0..17$), c_n ($n=0..18$) und d_n ($n=0..22$) lassen sich der Tabelle 1 in [Köl 84] entnehmen (ungünstigerweise beginnen die Tabellen bei $n=1$, der Koeffizient gilt aber für $n=0$; entsprechend verschoben sich die anderen Werte). Hiermit können die Funktionswerte mit entsprechender Rechengenauigkeit des Computers auf 13 bis 14 Stellen genau ermittelt werden.

Die Anzahl der Summationsschritte ist bei diesen Näherungen erheblich geringer als für die numerische Integration.

⁵ Tschebyschew-Polynom (T-Polynom):
Schreibweise auch Tschebyscheff oder Chebyshev (engl.)
Die rekursive Definition nach [Sti 76, S. 199]
ist (für $-1 \leq x \leq 1$):
 $T_0(x) = 1; T_1(x) = x;$
 $T_n(x) = 2 \cdot x \cdot T_{n-1}(x) - T_{n-2}(x)$ für $n=2, 3, 4, \dots$

8.3. Der programmierte Zufallszahlengenerator

Für einzelne diskrete Entscheidungen werden im Rechner Pseudo-Zufallszahlen x'_n erzeugt, die gemäß dem Verlauf der entsprechenden Verteilungsfunktion ein Ergebnis hervorrufen, welches nach vielfacher Anwendung die vorgegebene Verteilungsfunktion reproduzieren muß.

An den Zufallszahlengenerator werden folgende Bedingungen gestellt:

1. Gleichverteilung auf dem vorgegebenen Intervall
2. große Periode (durch die Art der Erzeugung ist die Folge der Zufallszahlen zyklisch).
3. statistische Unabhängigkeit der Zahlenfolge
4. schnelle Erzeugung, da innerhalb einer Simulation eine große Menge Zufallszahlen benötigt werden.
5. Reproduzierbarkeit der Zahlenfolge⁶

In der Praxis haben sich programmierte⁷ Pseudo- oder Quasi-Zufallszahlen-Generatoren bewährt, die eine reelle Zahl (im Rahmen der Darstellungsgenauigkeit) x' zwischen 0 und 1 erzeugen. Dabei ist eine Zahl x'_n immer eine Funktion ihres Vorgängers x'_{n-1} . Für die in der Naturwissenschaft gängigen Programmiersprachen (Fortran, Pascal, C, ...) gibt es verschiedene Formate für die interne Zahlendarstellung:

INTEGER-Format : für ganzzahlige Werte

REAL- Format : ermöglicht im Rahmen seiner Genauigkeit die Darstellung der reellen Zahlen

Aus Zeitgründen ist es günstig, den Nachfolger einer Zufallszahl durch Operationen zu erhalten, die auf Werte im INTEGER-Format angewendet werden. Danach muß diese Zahl in eine REAL-Zahl umgewandelt werden, die im gewünschten Zahlenintervall liegt. Um eine Folge von Zufallszahlen zu beginnen, ist eine erste (ungerade) Zahl vorzugeben. Als praktikable Grundlage für den Startwert hat sich die auf fast jedem Rechner verfügbare aktuelle Uhrzeit (z.B. vergangene Zeit seit Mitternacht in ms) erwiesen. Hiermit wird mit großer Wahrscheinlichkeit sichergestellt, daß jeder Simulationslauf mit einer anderen Zufallszahl beginnt und man statistisch voneinander unabhängige Folgen von Zufallszahlen erhält. Wenn man sich für jeden Simulationslauf

⁶ Diese Bedingung kann für vergleichende Simulationen wichtig sein.

⁷ Im Gegensatz zu einem physikalischen Generator, bei dem die Zufallszahl z.B. aus einem Zählerstand zu einem bestimmten Zeitpunkt gewonnen wird. Der Zähler kann durch einen statistischen Trigger, wie z.B. das verstärkte Signal eines Rauschgenerators oder radioaktiven Zerfalls getaktet werden.

8. Anhang

jeweils den Startwert merkt, ist es möglich, diese zu wiederholen. Die Periode der Zahlenreihe richtet sich nach der internen Genauigkeit der ganzzahligen und reellen Zahlen und dem Algorithmus, der die nächste Zahl bestimmt.

Der in 'EGS 3' und 'EGS 4' (s.u.) benutzte Generator erzeugt die jeweils nächste Zahl durch Multiplikation der alten mit der Konstanten

$c=663608941$ (multiplikativer Generator: $x'_n = c \cdot x'_{n-1}$).

Die reelle Zahl im Intervall $[0,1)$ erhält man dadurch, daß der Speicherplatz für die REAL-Zahl (8 Bytes⁸) derselbe ist, wie für zwei aufeinanderfolgende INTEGER-Zahlen (je 4 Bytes⁹). Die zweite wird durch die oben beschriebene Multiplikation modifiziert, die erste dagegen bestimmt den Wertebereich und wird zu Beginn des Programmlaufs vorbelegt.

Auszug der relevanten Programmzeilen:

```
REAL          RND          ; Deklaration der Variablen
REAL*8        RN           ; einfachgenau
INTEGER*4     IXX,IX(2)    ; doppeltgenau
EQUIVALENCE   (RN,IX)     ; Gleichsetzung der
                           Speicherstelle

DATA IX(1) /Z46000000/ ; Vorbelegung in hexadezimaler
                           Darstellung (legt Wertebereich für RN fest)
...

IXX = IXX*663608941 ; Erzeugung der nächsten Zufallszahl
IX(2) = IXX          ; Die Modifikation von IX(2)
                           verändert durch die Gleichsetzung
                           der Speicherstellen gleichzeitig
                           den Wert von RN

RND = RN + 0.D0      ; Wandlung zur einfachgenauen REAL-
                           Zahl RND
...
```

Da die multiplikative Konstante c von der Form

$$K \cdot 2^8 + 1 = 165902235 \cdot 2^2 + 1 \text{ ist,}$$

(8.3.1.)

⁸ Ein Byte sind 8 Bits, wobei ein Bit eine Binärstelle in der rechnerinternen Darstellung ist.

⁹ Darstellungsbereich für 4 Bytes:
 $-2^{31}+1 = -2147483647$ bis $2^{31}-1 = 2147483647 \approx 2 \cdot 10^9$,
d.h. insgesamt $4294967295 \approx 4 \cdot 10^9$ verschiedene Werte.

8. Anhang

errechnet sich die Periode (mit $m = \text{Anzahl der Bits} = 32$) bei ungeradem Startwert zu [Zie 78, S.33]:

$$2^{m-s} = 2^{32-2} = 1073741824 \approx 1 \cdot 10^9, \quad (8.3.2.)$$

was zugleich die größte mögliche Periode darstellt.

Die Perioden der einzelnen Dualziffern an der Stelle j der Zufallszahlen x'_n ergeben sich folgendermaßen [Zie 78, S.33]:

j	Periode
0	1
1	1
2=s	2
3	4
4	8
5	16
.	
.	
.	
31	" = 1073741824

Perioden der einzelnen Dualziffern an der Stelle j für die Zufallszahlen eines multiplikativen Generators der Form

$$x'_n = c \cdot x'_{n-1}$$

mit $c = K \cdot 2^s + 1$

Tabelle 8.3.1

Wie man der Tabelle entnehmen kann, bleiben die beiden niederwertigsten Bits konstant auf ihrem Wert. Das bedeutet, es stehen insgesamt nur ein Viertel der verfügbaren Zahlenwerte zur Verfügung.

8. Anhang

Eine andere Darstellung für c ist:

$$c = 5 \pmod{8} \quad (= 5 + 82951117 \cdot 8), \quad (8.3.3.)$$

woraus folgt, daß x'_n in Abhängigkeit von x'_0 nur folgende Werte annehmen kann [Zie 78, S.34]:

x'_0	x'_n ist die Anzahl der Permutationen der Zahlen
1 (mod 4) = 1, 5, 9, 13, ...	$4j+1, j=0, 1, 2, \dots, 2^{m-2}-1$
3 (mod 4) = 3, 7, 11, 15, ...	$4j+3, j=0, 1, 2, \dots, 2^{m-2}-1$

Die zwei Typen von Folgen für die
Zufallszahlen eines multiplikativen Generators der Form

$$x'_n = c \cdot x'_{n-1} \\ \text{mit } c = 5 \pmod{8}$$

Tabelle 8.3.2

8.4. Wahrscheinlichkeitstheorie

Die mit dem Rechner als gleichverteilte Zufallszahlen generierten Zahlenwerte im Intervall $[0,1)$ müssen auf die gewünschte 'physikalische' Verteilungsfunktion übertragen werden.

Für die Darstellung werden folgende Vereinbarungen benötigt [SLAC 210, S. 2.1-1]:

(kontinuierliche) Zufallszahl	: x'
logischer Ausdruck	: E
Wahrscheinlichkeit ¹⁰ für E	: $\text{Pr } \{E\}$
Verteilungsfunktion	: $F(x) = \text{Pr } \{x' < x\}$
(Wahrscheinlichkeits-)Dichtefunktion	: $f(x) = F'(x)$

Man kann zwischen diskreten und kontinuierlichen Verteilungsfunktionen unterscheiden. Die diskrete Verteilungsfunktion ändert sich in Stufen, wohingegen die kontinuierliche durch einen arithmetischen Ausdruck beschrieben werden kann. Zunächst betrachten wir den kontinuierlichen Fall.

¹⁰ engl.: probability

8. Anhang

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Zufallszahl x' zwischen a und b liegt, ergibt sich aus der Integration der Dichtefunktion :

$$\Pr \{a < x' < b\} = \int_a^b f(x) dx \quad (8.4.1.)$$

Die Dichtefunktion muß normiert sein, d.h. es muß gelten:

$$\Pr \{0 < x' < \infty\} = F(\infty) = \int_0^{\infty} f(x) dx \stackrel{!}{=} 1 \quad (8.4.2.)$$

Es folgt ein einfaches Beispiel, welches für die oben angesprochenen Pseudo-Zufallszahlen auf Rechenanlagen gilt:

Die erzeugte Zufallszahl x' soll im Intervall $[0,1)$ gleichverteilt sein, d.h.

$$\begin{aligned} F(x) = \Pr \{x' < x\} &= 0 && \text{für } x < 0 \\ &= x && \text{für } 0 \leq x < 1 \\ &= 1 && \text{für } x \geq 1 \end{aligned} \quad (8.4.3.)$$

$$\begin{aligned} f(x) = F'(x) &= 1 && \text{für } 0 \leq x < 1 \\ &= 0 && \text{sonst} \end{aligned}$$

Für einfache funktionale Zusammenhänge kann man mit der 'Inversionsmethode' oder 'direkten Methode' arbeiten [SLAC 210], [Hen 78]:

Sei $F(y)$ eine vorgegebene Verteilungsfunktion und x' eine gleichverteilte Zufallszahl im Intervall $(0,1)$, so ist

$$y' = F^{-1}(x') \quad (8.4.4.)$$

eine Zufallsvariable, die die Verteilungsfunktion F besitzt, wobei F^{-1} die Umkehrfunktion von F ist. Hierzu muß die Funktion F umkehrbar und somit in dem betrachteten Intervall streng monoton (steigend) sein.

Für kompliziertere Verteilungsfunktionen kann man eine der folgenden Methoden wählen [Hen 78]:

1. Verwerfungsverfahren (hierzu benötigt man zusätzlich die Dichtefunktion):

Sei f die Dichtefunktion der gewünschten Verteilung F und h die Dichtefunktion einer Verteilung H ,

so daß es ein α mit $0 < \alpha < \infty$ gibt,
mit $f(x) \leq \alpha \cdot h(x)$ für alle $x \in R$,

sei weiterhin x' eine Zufallsvariable mit der Dichte-

8. Anhang

funktion h
und u auf dem Intervall $[0,1)$ gleichverteilt,
dann gilt:

$$\Pr \{ x' \leq x \text{ und } u < f(x')/(\alpha \cdot h(x')) \} = F(x) \quad (8.4.5.)$$

Diese Beziehung läßt sich in folgender Vorschrift nutzen,
um Zufallszahlen gemäß der Verteilung F zu erzeugen:

- a) erzeuge eine Zufallszahl x' gemäß H
- b) erzeuge eine auf $[0,1)$ gleichverteilte Zufallszahl u
- c) ist $u \geq f(x')/(\alpha \cdot h(x'))$, so verwirf das Paar (x', u) und gehe nach a) zurück;

ist aber $u < f(x')/(\alpha \cdot h(x'))$, so nimm x' an;
 x' ist dann eine Zufallszahl gemäß F .

H muß so gewählt werden, daß es einfach ist, eine Zufallszahl gemäß dieser Verteilung zu erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Paar (x', u) angenommen wird, ist $1/\alpha$.

2. Zerlegungsverfahren

$F(x)$ lasse sich als Summe der Verteilungsfunktionen $F_n(x)$ mit den Gewichten p_n darstellen:

$$F(x) = \sum_{n \in \mathbb{N}} p_n \cdot F_n(x), \quad (8.4.6.)$$

Ferner sei $l_0=0$

$$\text{und } l_j = \sum_{k=1}^j p_k \text{ die Summen der } p_k \text{ bis zum Index } j. \quad (8.4.7.)$$

Dann läßt sich x' gemäß der Verteilungsfunktion F wie folgt generieren:

- a) erzeuge eine auf $[0,1)$ gleichverteilte Zufallszahl u_1 ;
- b) bestimme den Index k so, daß $l_{k-1} \leq u_1 < l_k$ ist;
- c) erzeuge eine auf $[0,1)$ gleichverteilte Zufallszahl u_2 ;
- d) bestimme x' z.B durch das Inversionsverfahren
($x' = F_k^{-1}(u_2)$)
oder durch das Verwerfungsverfahren;

dann ist x' eine Zufallszahl gemäß F .

3. Gemischte Verfahren (Kombination aus 1. und 2.)

4. Approximationsverfahren

8. Anhang

8.5. Ein Beispiel zur Simulation physikalischer Prozesse

Als Beispiel für die Inversionsmethode wird die Bestimmung des Weges bis zur nächsten Wechselwirkung vorgestellt:

Die mittlere freie Weglänge λ eines Teilchens in Materie ist abhängig vom totalen Wirkungsquerschnitt σ_t der möglichen Reaktionen, die das Teilchen auf seinem Weg erfahren kann.

$$\lambda = M / (N_A \cdot \rho \cdot \sigma_t) \quad (8.5.1.)$$

mit M = Molekulargewicht des Materials
 ρ = Dichte des Materials
 σ_t = totaler Wirkungsquerschnitt pro Molekül
 N_A = Avogadro-Zahl

Zur Vereinfachung sei angenommen, daß sich der Wirkungsquerschnitt trotz eines Energieverlustes auf dem Weg zur nächsten diskreten Wechselwirkung nicht ändert.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung im Wegintervall dl ist dl/λ .

Die Anzahl der Teilchen bei $l = 0$ sei N_0 .

Die Anzahl N der Teilchen, die nach der Strecke l keine Wechselwirkung erfahren haben, nimmt exponentiell ab:

$$N(l) = N_0 \cdot \exp(-l/\lambda). \quad (8.5.2.)$$

Die Wegstrecke l habe die Anzahl N_1 mittlerer freier Weglängen:

$$l = N_1 \cdot \lambda \quad \Rightarrow \quad N_1 = l/\lambda.$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Wechselwirkung vor Zurücklegen von N_1 mittleren freien Weglängen passiert ist:

$$\text{Pr} \{N_1' < N_1\} = \frac{N_0 \cdot (1 - \exp(-N_1))}{N_0} = 1 - \exp(-N_1), \quad (8.5.3.)$$

d.h. die Verteilungsfunktion ist:

$$F(N_1) = \text{Pr} \{N_1' < N_1\} = 1 - \exp(-N_1) = x'. \quad (8.5.4.)$$

8. Anhang

Der Ansatz für die Auflösung nach N_1 (Inversionsverfahren) lautet:

$$N_1' = F^{-1}(x')$$

$$\Rightarrow \exp(-N_1) = 1 - x'. \quad (8.5.5.)$$

Wenn x' gleichverteilt im Intervall $(0,1)$ ist, so gilt dasselbe für $x = 1-x'$:

$$\Rightarrow N_1 = -\ln(x),$$

d.h. die Weglänge l , die mit der gewünschten Verteilung um λ variiert, erhalten wir durch:

$$l = -\ln(x') \cdot \lambda. \quad (8.5.6.)$$

Dies ist die Vorgehensweise bei der Bestimmung des aktuell zurückzulegenden Weges eines Elektrons oder Positrons in Materie durch das Simulationsprogramm 'EGS'.

Bei der Auswahl der Wechselwirkung nach Zurücklegen dieser Wegstrecke wird folgendermaßen verfahren:

sei die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten eines Ereignisses zum Beispiel 20%:

1. man generiere eine Zufallszahl x' zwischen 0 und 1
2. man trifft die Entscheidung:
das Ereignis findet nur dann statt, wenn x' kleiner als 0.2 ist.

8.6. Der Preprozessor MORTAN

'EGS 3' wurde zu einer Zeit entwickelt, als die Programmiersprache FORTRAN nur in der Version IV oder FORTRAN 66 existierte. Die Möglichkeiten der strukturierten Programmierung waren in den alten Versionen von FORTRAN nicht vorhanden. Daher wurde am SLAC der MORTAN 2 - Preprozessor entwickelt, der folgende Möglichkeiten eröffnete [Coo 75]:

1. Definition von MACROS durch den Benutzer

In MORTAN ist es möglich, Vereinbarungen oder Programmteile am Anfang aller Programmtexte zu definieren und vor der FORTRAN-Übersetzung durch den Preprozessor ersetzen zu lassen. Dabei wird der als Macro erkannte Text durch einen gewünschten Text ersetzt, der zusätzlich Parameter enthalten kann.

8. Anhang

Die Beschreibung der Gesetzmäßigkeiten für die MORTRAN-"Übersetzung" sind als MACRO-Definitionen ausgeführt. Somit ist die Arbeitsweise des MORTRAN-Prozessors nachvollziehbar und läßt sich gegebenenfalls anpassen.

Beispiel:

```
Definition : %'PLUS #;'=#1=#1+1;'
Anwendung  : PLUS X;
wird zu    : X=X+1;
```

Dies hat folgende Vorteile:

- Die Definitionen gelten in allen Moduln gleichermaßen und brauchen trotz mehrfacher Anwendung nur einmal definiert zu werden und sind an zentraler Stelle schnell zu ändern:
 - z.B. - COMMON-Vereinbarungen,
 - Feld-Dimensionierungen
 - bestimmte Programmelemente, die mehrfach gebraucht werden wie Zufallszahlengenerator, Ausgabebefehle, ...
- Durch geschickte, problembezogene Macrodefinitionen läßt sich der Programmcode knapp und übersichtlich gestalten.
- Durch das Ersetzen der Programmteile (im Gegensatz zum Unterprogrammaufruf oder einem Funktionsaufruf) wird der lauffähige Code schneller, da die interne Verwaltung, die bei einem Aufruf notwendig ist, entfällt.

2. Beschreibung von Entscheidungs- und Schleifenstrukturen:

```
IF (Bedingung) <Anweisungen 1>
ELSE           <Anweisungen 2>
```

('Anweisungen 1' und 'Anweisungen 2' sind hierbei Anweisungsblöcke mit einer oder mehreren Anweisungen.)

wird umgesetzt zu

```
IF (not Bedingung) GOTO Label1
Anweisungen 1
GOTO Label2
Label1
Anweisungen 2
Label2
```

Die Sprungmarken (Labels) 'Label1' und 'Label2' werden

8. Anhang

automatisch erzeugt. Damit entfällt das Arbeiten mit Labels und die Programme werden übersichtlicher und sind leichter zu pflegen.

Für Mehrfachentscheidungen wird folgende Konstruktion unterstützt:

```
IF      (Bedingung1) <Anweisungen 1>
ELSEIF (Bedingung2) <Anweisungen 2>
...
ELSE           <Anweisungen n>
```

FORTRAN 77 bietet auch die Möglichkeit, derartige Strukturen zu beschreiben:

```
IF (Bedingung1) THEN
    Anweisungen 1
ELSE IF (Bedingung2) THEN
    Anweisungen 2
...
ELSE
    Anweisungen n
END IF
```

Außerdem werden folgende Schleifenstrukturen, ohne Angabe von Sprungmarken, in den entsprechenden FORTRAN-Code umgesetzt (Ausdrücke in eckigen Klammern [] sind optional):

- Zählschleife (für Variable I = 1,2, .. 10):

```
DO I=1,10[,1] <Anweisungen>
oder
FOR I=1 TO 10 [BY 1] <Anweisungen>
oder
FOR I=1 [BY 1] TO 10 <Anweisungen>
```

- Abbruchkriterium am Anfang:

```
WHILE (Bedingung) <Anweisungen>
oder
UNTIL (Bedingung) <Anweisungen>
```

- Abbruchkriterium am Ende:

```
LOOP <Anweisungen> WHILE (Bedingung)
oder
LOOP <Anweisungen> UNTIL (Bedingung)
```

8. Anhang

■ Abbruchkriterien an Anfang und Ende:

```
WHILE (Bedingung 1) <Anweis.> UNTIL (Bedingung 2);  
oder  
WHILE (Bedingung 1) <Anweis.> WHILE (Bedingung 2);  
oder  
UNTIL (Bedingung 1) <Anweis.> UNTIL (Bedingung 2);  
oder  
UNTIL (Bedingung 1) <Anweis.> WHILE (Bedingung 2);  
oder  
...
```

■ Abbruchkriterium 'mittendrin':

```
LOOP <Anweisungen 1  
    IF (Bedingung) EXIT  
    Anweisungen 2> REPEAT  
oder  
LOOP <Anweisungen 1  
    IF (Bedingung) NEXT  
    Anweisungen 2> REPEAT
```

Diese Strukturen lassen sich schachteln, so daß relativ komplexe Programme übersichtlich dargestellt werden können.

3. Textkonstanten werden in 'lesbarer Form' angegeben:

```
Aus der Textkonstanten (String):  
    'Dies ist ein Text'
```

```
wird die für FORTRAN IV benötigte Darstellung  
(Hollerith-Feld):  
    17HDies ist ein Text
```

4. Mehrfachzuweisungen:

```
    /A,B,C/ = 0;  
wird umgesetzt zu  
    A = 0  
    B = A  
    C = B
```

5. Keine Einschränkungen in der Gestaltung der Programmzeilen (im Gegensatz zu FORTRAN):

- Jede Anweisung wird mit einem Semikolon abgeschlossen.
- Anweisungen können sich über mehrere Zeilen erstrecken, ohne daß eine Fortsetzungszeile kenntlich gemacht werden muß.
- Es sind mehrere Anweisungen in einer Zeile erlaubt.
- Jede Programmzeile kann von der ersten Spalte an genutzt werden.

8. Anhang

- An beliebiger Stelle können Kommentare plaziert werden, die in Hochkommata (") eingeschlossen werden.

6. Benutzung von Alphanumerischen Labels:

Wenn sich die Benutzung von Sprungmarken schon nicht umgehen läßt, so können diese immerhin in lesbarer, mnemotechnischer Form dargestellt werden.

Beispiel:

```
:Zählschleife:
      Anweisungen;
      IF (Bedingung) GOTO :Zählschleife;;
```

7. Bedingte Übersetzung

An zentraler Stelle läßt sich steuern, ob bestimmte Programmteile übersetzt werden sollen, oder nicht. Damit läßt sich ein Programmcode für mehrere Aufgaben benutzen, wenn diese sich nur geringfügig unterscheiden.

8. Volle Nutzung der vorhandenen FORTRAN-Unterstützung

Im Gegensatz zu einer weiteren Programmiersprache bietet die Benutzung eines Preprozessors folgende Vorteile und Möglichkeiten:

- Benutzung aller vorhandenen FORTRAN-Bibliotheksfunktionen
- Einbindung selbstgeschriebener FORTRAN-Programme
- Lauffähig auf jedem Großrechner mit FORTRAN IV-Compiler (Der MORTRAN Preprozessor ist in FORTRAN geschrieben).

'EGS 4' wurde in der Sprache des wesentlich erweiterten Preprozessors MORTRAN 3 geschrieben. Dieser berücksichtigt die Eigenschaften von FORTRAN 77. Ein Unterschied, der sich sehr stark in den Quelltexten bemerkbar macht, ist die geänderte Syntax

- für die MACRO-Definition:

```
MORTRAN 2:      %'PLUS #;'=#1=#1+1;'
```

```
MORTRAN 3 (ursprünglich, SLAC):
      REPLACE {PLUS #;} WITH {{P1}={P1}+1;}
```

```
MORTRAN 3 (bei DESY, da die geschweiften Klammern '{' und
      '}' nicht im Zeichensatz enthalten sind):
      REPLACE (*PLUS #;*) WITH ((*P1*)=(*P1*)+1;*)
```

8. Anhang

- für die Abgrenzung von Anweisungsblöcken:

MORTRAN 2: <Anweisung 1;
 ... >

MORTRAN 3 (ursprünglich, SLAC):
 [Anweisung 1;
 ...]

MORTRAN 3 (bei DESY, da die eckigen Klammern '[' und ']'
 nicht im Zeichensatz enthalten sind):
 <*Anweisung 1;
 ... *>

8.7. Zeichnungen und Tabellen zu den Experimenten und Simulationen

8.7.1. Die verwendeten Detektoren

Die folgende Übersicht enthält die wichtigsten Kenndaten der in Kapitel 5. verwendeten Detektoren, die in der Tabelle 8.7.1 zusammengefaßt wurden:

- Interne **Detektorbezeichnung**, zusammengesetzt aus Baujahr, Kennung für den Durchmesser und einer laufenden Nummer.

Die Energien **E(in)** der für die Messungen verwendeten Elektronen sind jeweils als **kinetische Energien** zu verstehen.

- Die **Detektordicken** wurden nach Möglichkeit direkt mit einer Meßuhr zwischen zwei Stahlkugeln gemessen (Kennung 'd' in der Tabelle). In einem Fall war nur die Dicke verfügbar, die man mit einer Mikrometerschraube ermittelt hatte, wobei der Detektor durch zwei Faserfließ-Scheiben geschützt wurde.
- U_d = Spannung, bei der die Feldzone in etwa die volle Detektordicke einnimmt (Durchzugsspannung).
- U_b = Spannung, bei der die Energieverlustmessungen vorgenommen wurden (Betriebsspannung).
- Als erste Anhaltswerte für das **Rauschen** der Detektoren wurden Werte aus vorhandenen Tabellen herangezogen, die bei Zimmertemperatur für verschiedene Betriebsspannungen mit einem geeichten RMS-Voltmeter¹⁾ ermittelt worden waren (Spalte 'I)'). Außerdem sind die aus den Breiten der zur Eichung notwendigen 'Peaks' durch die Spannungspulse eines Testpulsgenerators (vgl. Kapitel 5.1.1. und 5.2.1.) bestimmten Rauschbreiten für die Temperaturen angegeben, bei denen die Energieverlustmessungen durchgeführt wurden (Spalten 'II)' und 'III)').

¹⁾ Typ: HP 3403 B, Meßbereich: 100 mV, Eichung: 1 mV/keV

8. Anhang

Detektor- bezeichnung	Dicke [μm]	U_d [V]	U_b [V]	Rauschen (FWHM) [keV]			
				bei T= 20°C	-20°C	20°C	
Experimente 1): E(in) = 1 MeV 2): E(in) = 750 MeV, E(in) = 3000 MeV		$\pm 20\%$	$\pm 10\%$	I)	II)	III)	
84/4 - Si(Li)	≈ 4000		800				
85BV 7 2)	213		75	160	10	-	9.2
85BV 5 2)	259 ± 1	d	100	180	12	-	10.7
78B 3 1)	266 ± 1	d	60	80		10.0	-
85B 6 1), 2)	560 ± 5	d	85	110	16	6.6	18.4
86B 3 2)	938 ± 3	d	200	400	20	-	22.8

Für die Experimente eingesetzte Si-Detektoren

Tabelle 8.7.1

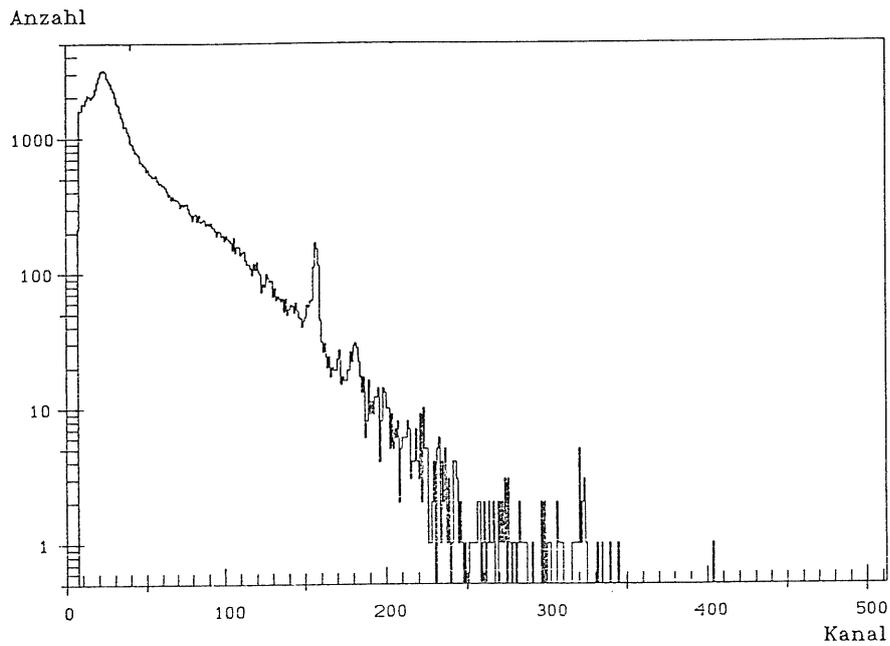
Die angegebenen Fehlerbreiten für die Spannungen sind geschätzte Werte. Wichtig war, daß die Detektoren bei einer Spannung betrieben wurden, die deutlich höher als die Durchzugsspannung lag. Nur so kann man davon ausgehen, daß die Tiefe des elektrischen Feldes, und damit der aktiven Zone, gleich der geometrischen Dicke des Detektors ist. Außerdem wirken sich dann geringe Temperaturschwankungen und sich damit verändernde Leckströme und Betriebsspannungen nur minimal auf die Eigenschaften der Detektoren aus.

8.7.2. Die Eichungen der Experimente

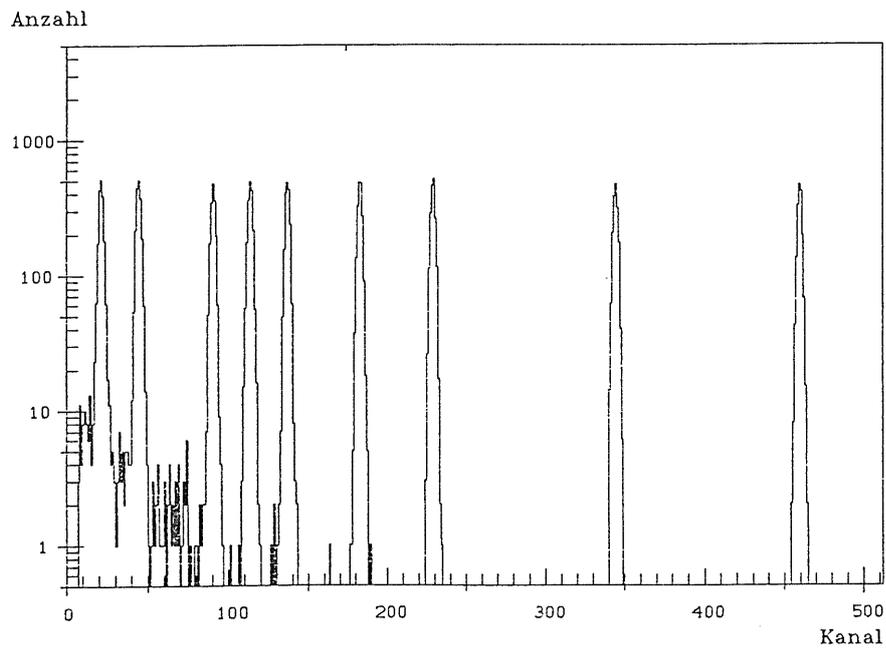
In diesem Kapitel wurden alle Zeichnungen zusammengefaßt, die lediglich der Veranschaulichung und Dokumentation der für die Versuchsauswertungen vorgenommenen Eichungen dienen sollen.

8. Anhang

Auswertung der Messungen, $E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$



TAG 180: ^{207}Bi
78B3



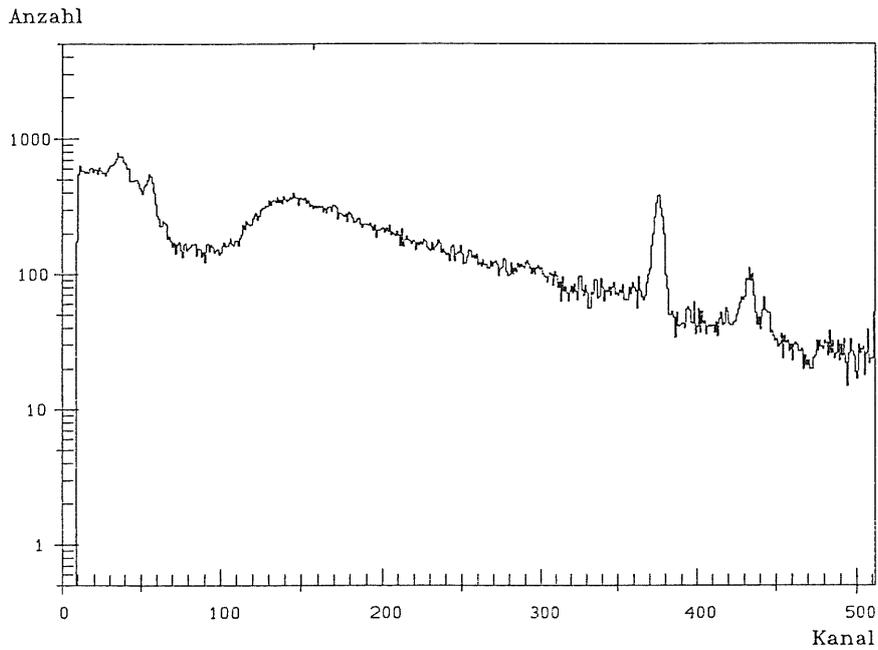
TAG 182: Testpulspeaks 1k,2k,4k,6k,8k,10k,15k,20k
78B3

**Spektrum des Bi-Präparats mit Testpulspeak
Testpulspeaks für Eichung des Testpulsers
für Detektor 78B3, $d = 0.266 \text{ mm}$**

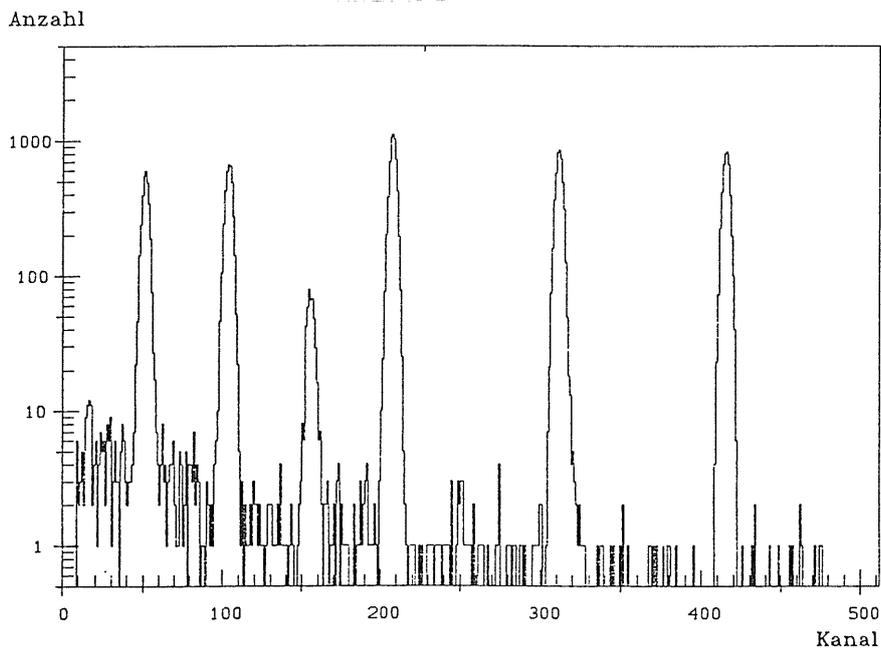
Abbildung 8.7.1

8. Anhang

Auswertung der Messungen, $E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$



TAG 178: 207Bi
85B6



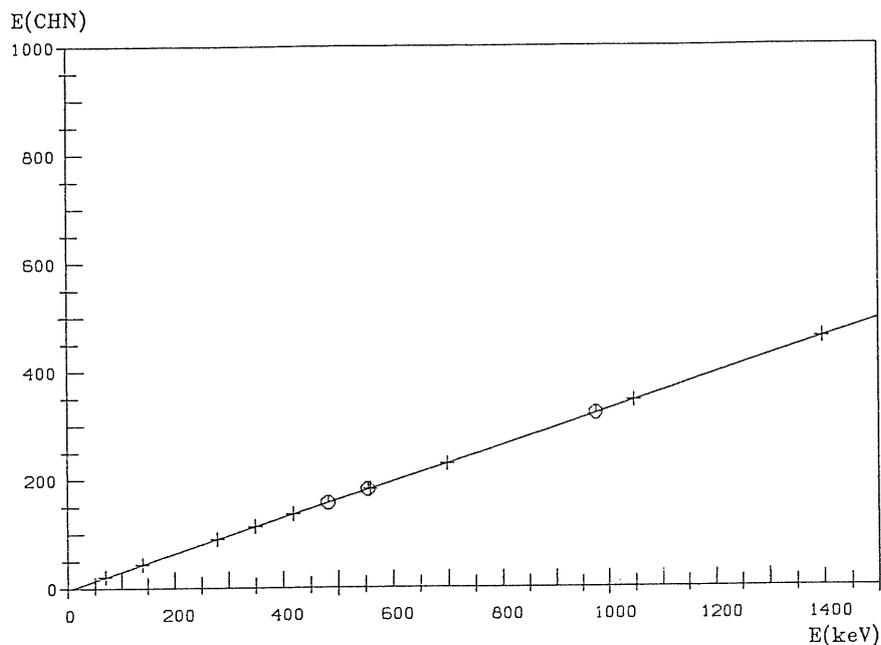
TAG 176: Testpulspeaks 1k,2k,4k,6k,8k Skt
85B6

**Spektrum des Bi-Präparats mit Testpulspeak
Testpulspeaks für Eichung des Testpulsers
für Detektor 85B6, $d = 0.560 \text{ mm}$**

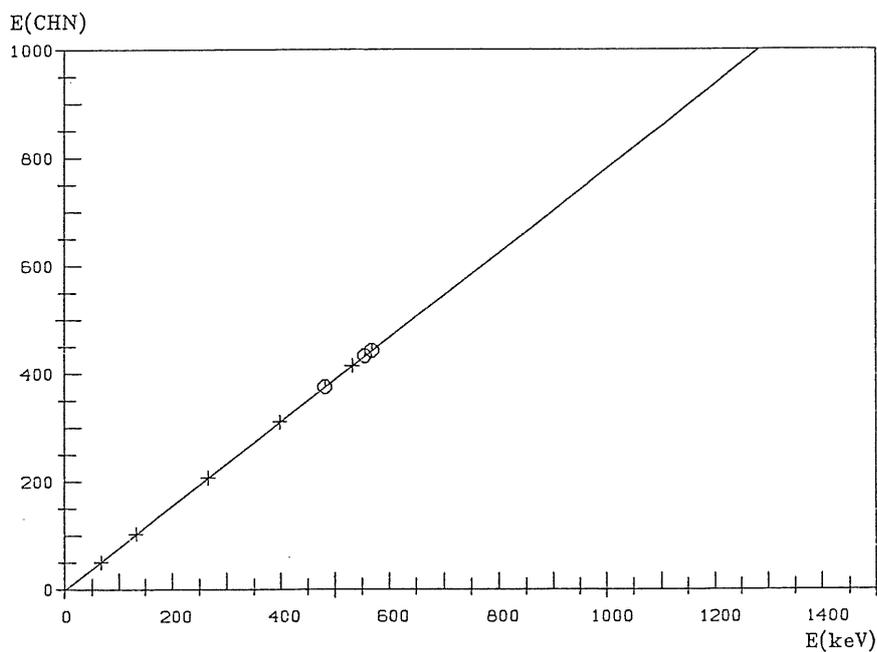
Abbildung 8.7.2

8. Anhang

Auswertung der Messungen, $E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$



TAG 180, 182: Testpulseichung
zu 78B3



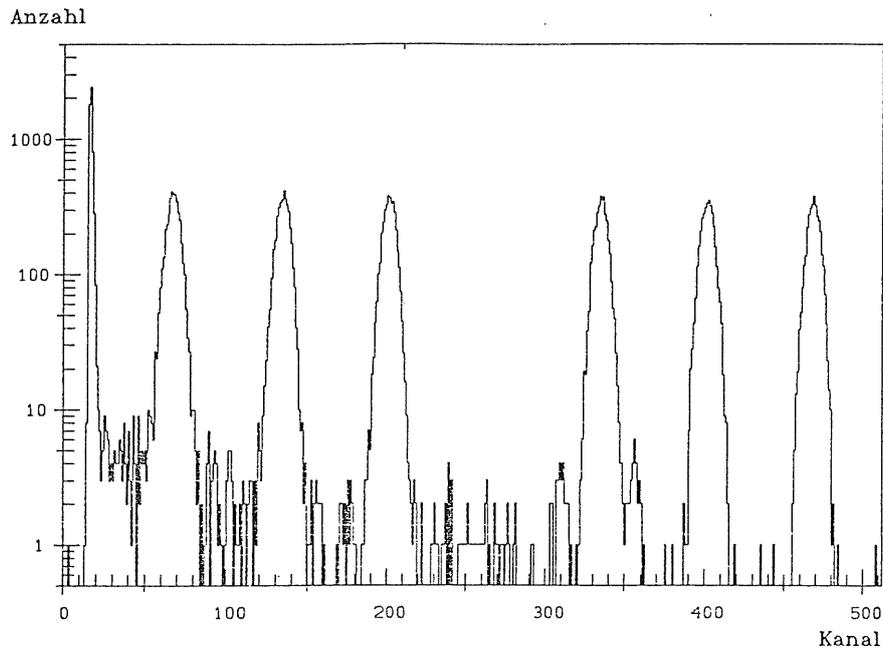
TAG 178, 176: Testpulseichung
zu 85B6

Eichung des Testpulsers
für die Detektoren 78B3 ($d=0.266 \text{ mm}$) und 85B6 ($d=0.560 \text{ mm}$)
Kreuze: Testpulspeaks; Kreise: Linien der Konversionselektronen

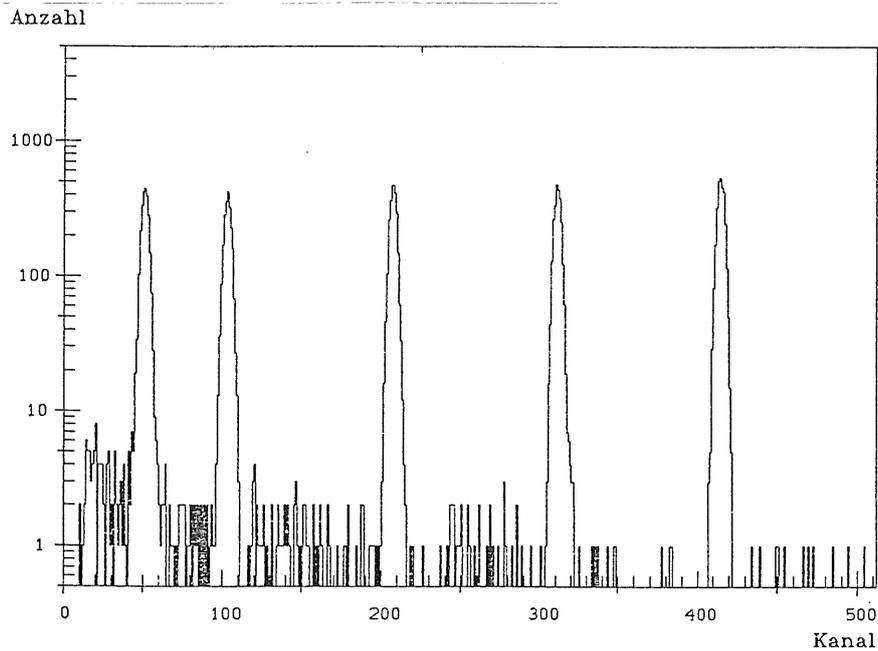
Abbildung 8.7.3

8. Anhang

Auswertung der Messungen, $E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$



TAG 186: Testpulspeaks 1k,2k,3k,5k,6k,7k Skt.
78B3



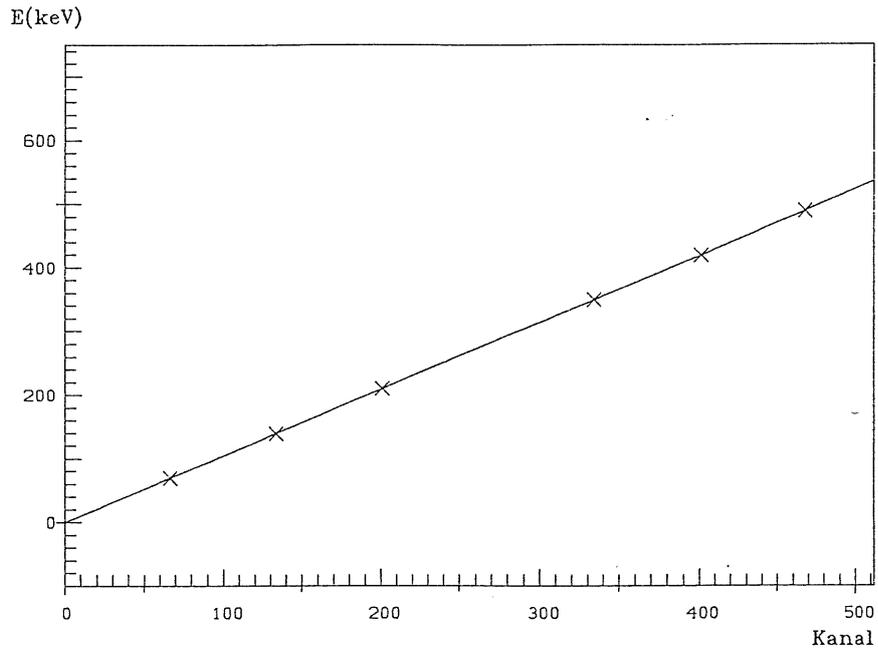
TAG 170: Testpulspeaks 1k,2k,4k,6k,8k Skt
85B6

Testpulspeaks für die Messungen
für die Detektoren 78B3 ($d=0.266 \text{ mm}$) und 85B6 ($d=0.560 \text{ mm}$)

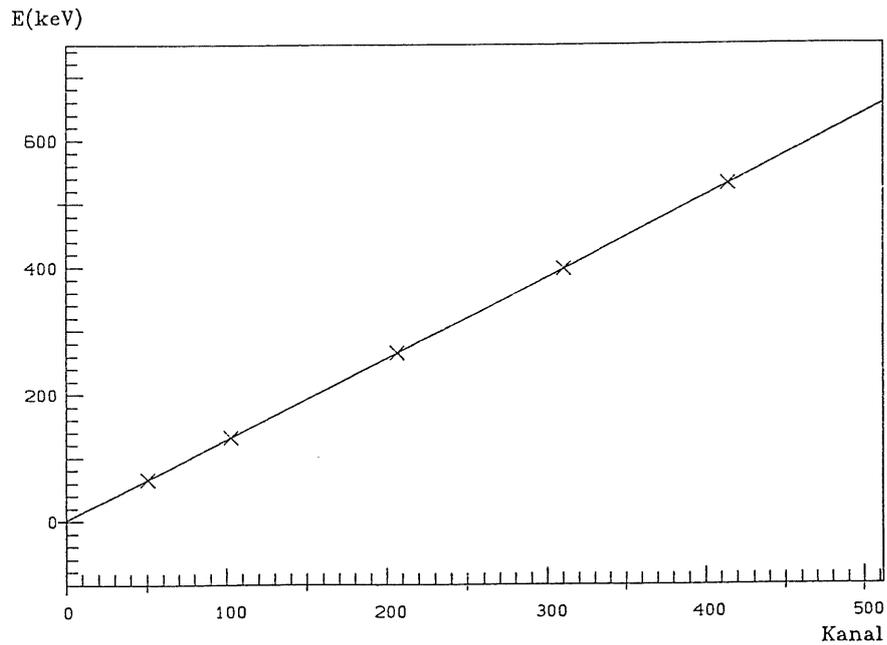
Abbildung 8.7.4

8. Anhang

Auswertung der Messungen, $E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$



Messungen mit ^{207}Bi Elektronen
TEST: Eichkurve fuer TAG 190



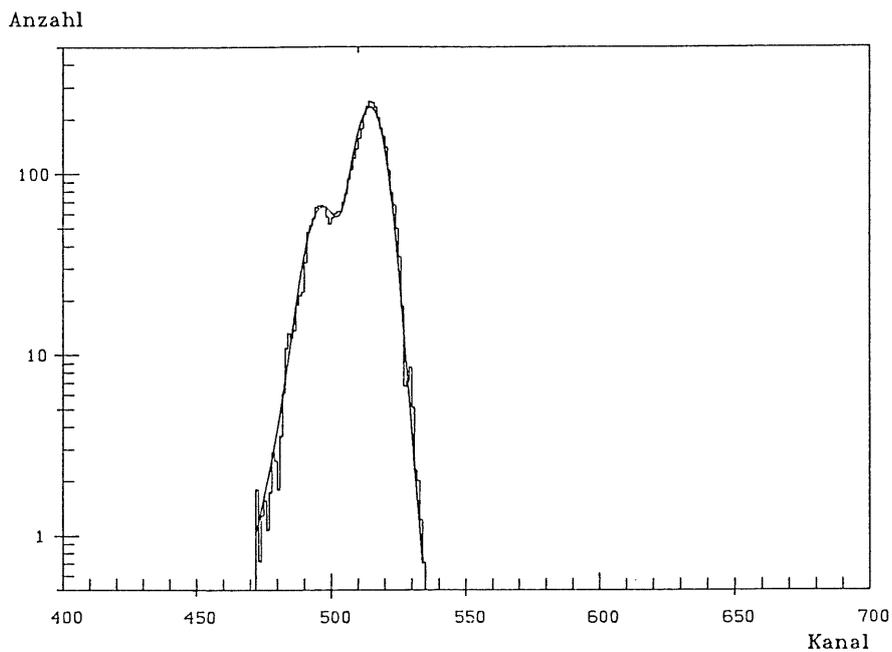
Messungen mit ^{207}Bi Elektronen
TEST: Eichkurve fuer TAG 172

Eichgeraden der Energie/Kanal-Eichung
für die Detektoren 78B3 ($d=0.266 \text{ mm}$) und 85B6 ($d=0.560 \text{ mm}$)

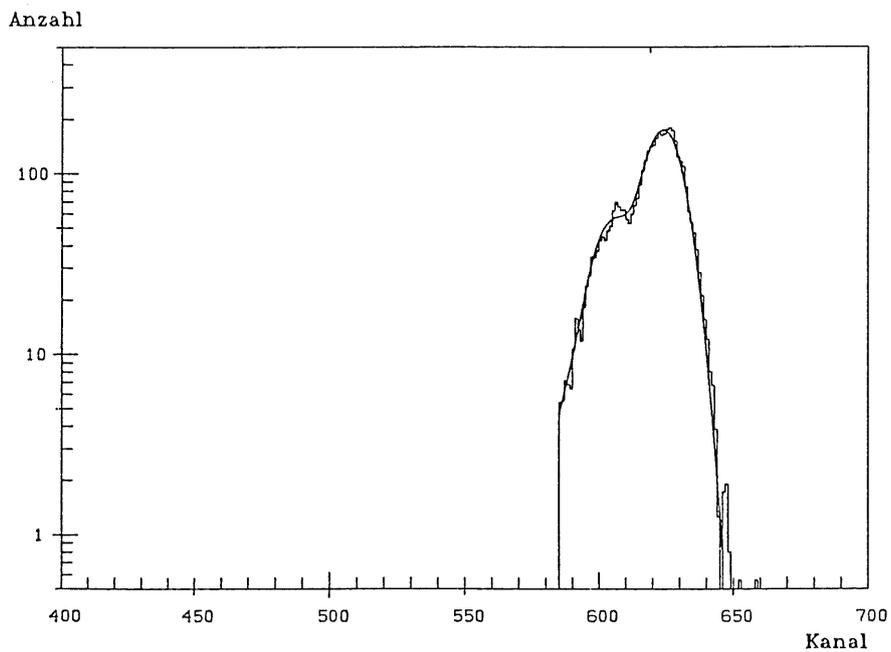
Abbildung 8.7.5

8. Anhang

Auswertung der Messungen, $E(\text{in}) = 750 \text{ MeV}$



Run 1094: Alpha-Peak
Test: BLOK-Fit



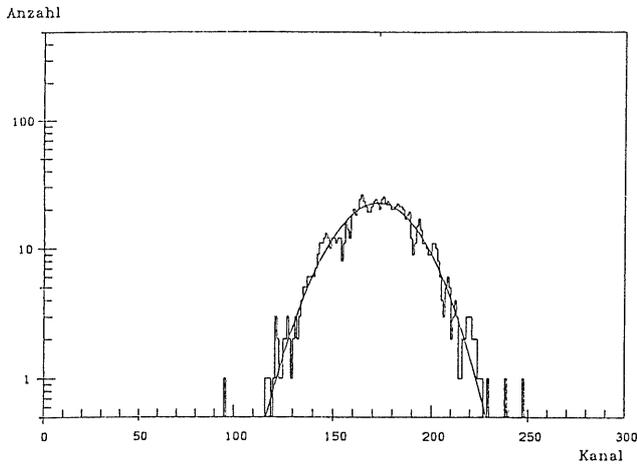
Run 1086: Alpha-Peak
Test: BLOK-Fit

α -Spektren
mit Test: Bestimmung der Maxima mit Fit-Programm von H.P. Blok

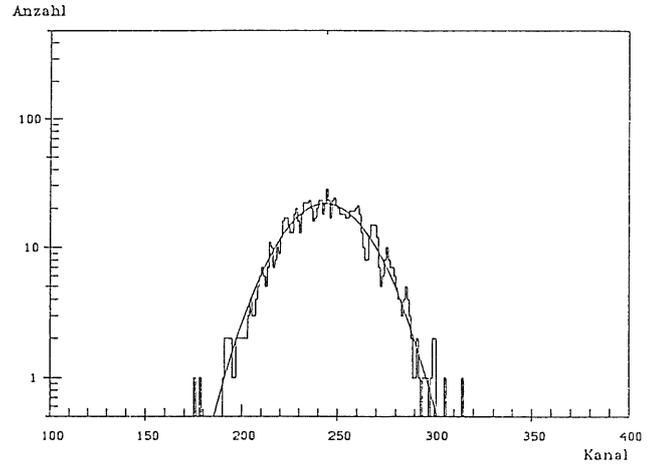
Abbildung 8.7.6

8. Anhang

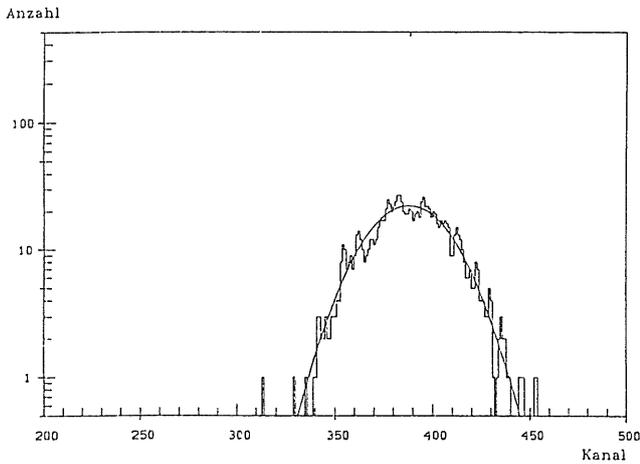
Auswertung der Messungen, $E(\text{in}) = 750 \text{ MeV}$



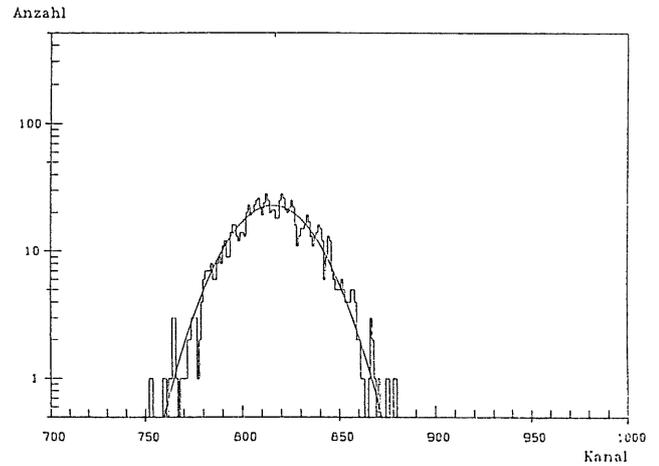
Run 1051: Testpulspeak, 500 Skt.
Test: Gaussfit nach 1*Smooth



Run 1050: Testpulspeak, 1000 Skt.
Test: Gaussfit nach 1*Smooth



Run 1049: Testpulspeak, 2000 Skt.
Test: Gaussfit nach 1*Smooth



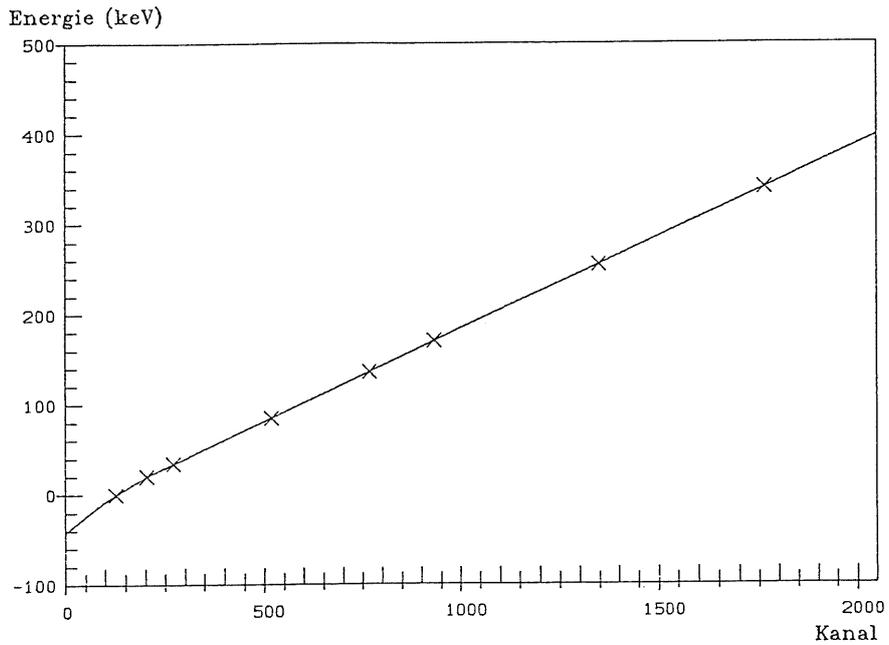
Run 1048: Testpulspeak, 5000 Skt.
Test: Gaussfit nach 1*Smooth

**Testpulser-Spektren
mit Test: Bestimmung der Maxima mit Gauß-Fit**

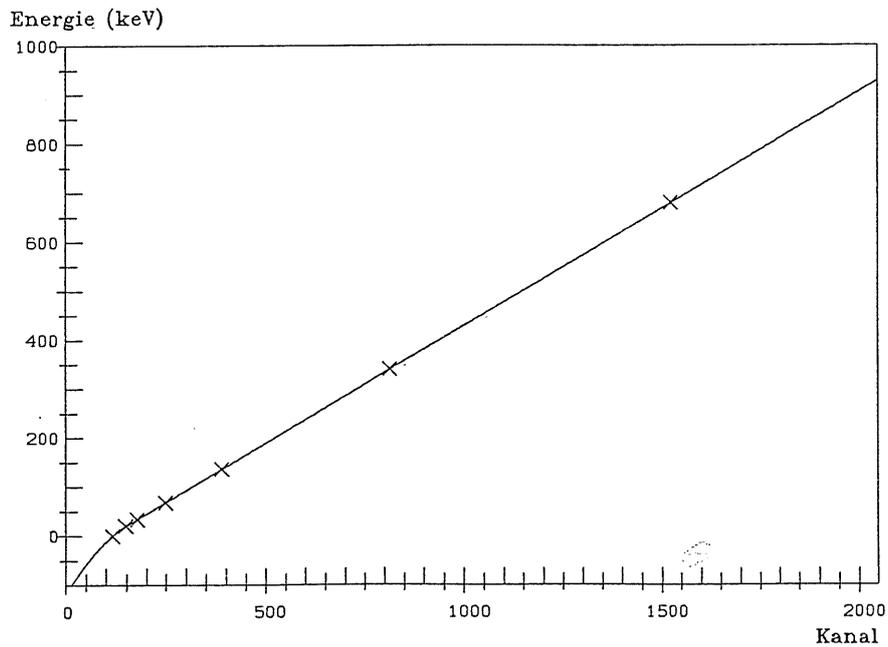
Abbildung 8.7.7

8. Anhang

Auswertung der Messungen, $E(\text{in}) = 750 \text{ MeV}$



Quadratische Interpolation der E/Kanal-Eichung
Run 1094, 1062..1069



Quadratische Interpolation der E/Kanal-Eichung
Run 1086, 1037..1044

Eichkurven für die Energie/Kanaleichung
Zwischenwerte mit quadratischer Interpolation berechnet

Abbildung 8.7.8

8. Anhang

8.7.3. Zusätzliche Tabellen zu den Simulationen (E(in)=1 MeV)

Ergänzend zu Kapitel 5.3.2. sind die für die Graphiken verwendeten Zahlenwerte zu den simulierten Durchgängen von Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren in den Tabellen 8.7.2 a)..d) zusammengefaßt.

Die Spalten der Tabellen haben folgende Bedeutung:

- I) : $\langle E(\text{dep}) \rangle$ = Mittelwerte der in den Siliziumscheiben **deponierten Energien**. Diese werden mit den **Energieverlusten** ' $\langle E(\text{lost}) \rangle$ ' des den Detektor durchquerenden Elektrons auf Sekundärelektronen nach 'PEGS 4' verglichen, wobei ein linearer Zusammenhang mit der Detektordicke angenommen wird:

$$\text{für } E(\text{in}) = 1 \text{ MeV: } dE/dx = 352.7 \text{ keV/mm.}$$

- II) : $\langle E(\text{dep})_{\text{sel}} \rangle$ = reduzierte Mittelwerte (d.h. Mittelwertbildung nur bis zum Ende des experimentell erfaßten Spektrums) der in den Siliziumscheiben **deponierten Energien**, nach Auswahl der Ereignisse gemäß der Koinzidenzbedingung wie im Experiment. Der mittlere Fehler des Mittelwertes wurde aus der Standardabweichung σ und der Anzahl der Ereignisse berechnet:

$$\Delta (\langle E(\text{dep})_{\text{sel}} \rangle) = \sigma / \sqrt{N},$$

und enthält somit die statistische Unsicherheit des Mittelwertes.

- III) : **Standardabweichungen (RMS)** der reduzierten Spektren der in den Detektoren deponierten Energien (Spalte 'II)').

- IV) : Die **Anzahl** der aus den jeweils 5000 simulierten Ereignissen - aufgrund der nachgebildeten Koinzidenzbedingung - selektierten Fälle.

- V) : **CPU-Zeiten** für jeweils 5000 simulierte Ereignisse.
In den Fällen $E(\text{cut}) = 2 \text{ keV}$
und $E(\text{cut}) = 5 \text{ keV}$, ESTEPE=1% wurden die 5000 Ereignisse in der vorgegebenen Rechenzeit nicht ganz erreicht. Die Werte für die CPU-Zeit wurde in diesen Fällen auf 5000 Ereignisse hochgerechnet.

Die Abschneideenergien $E(\text{cut})$ werden jeweils als kinetische Energie angegeben und die Werte für **ESTEPE** in Prozent der kinetischen Energie.

8. Anhang

Silizium-Detektor der Dicke $d = 0.266$ mm							
Mittlere deponierte Energien und deren Standardabweichungen für die selektierten Ereignisse							
$\langle E(\text{lost}) \rangle = d \cdot 352.7 \text{ keV/mm}$ ('PEGS 4')							
$E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$							
		(keV)	(%)	(keV)	(%)	(keV)	(%)
Experiment $\langle E(\text{lost}) \rangle$		- 93.8	- 100	89.2 -	100 -	45.0 -	100 -
Simulationen		I)		II)		III)	
E(cut)	ESTEPE	$\langle E(\text{dep}) \rangle$		$\langle E(\text{dep})_{\text{sel}} \rangle$		σ (II))	
(keV)	(%)	(keV)	(%)	(keV)	(%)	(keV)	(%)
500	--	134.2	143	122.1 ± 0.1	136	4.0	9
100	--	129.5	138	119.8 ± 1.1	134	45.4	101
50	--	129.2	138	117.9 ± 1.0	132	42.3	94
20	--	129.9	138	117.0 ± 1.1	131	46.1	102
10	--	128.0	136	115.7 ± 1.3	130	51.7	115
5	--	127.6	136	111.4 ± 1.2	125	50.3	112
2	--	123.1	131	106.5 ± 1.3	119	53.3	118
500	1.0	121.1	129	100.6 ± 0.2	113	9.0	20
100	1.0	115.6	123	98.1 ± 1.0	110	40.2	89
50	1.0	119.9	128	99.3 ± 1.1	111	46.1	102
20	1.0	119.2	127	99.0 ± 1.1	111	47.6	106
10	1.0	117.7	125	102.0 ± 1.3	114	54.5	121
5	1.0	117.3	125	97.3 ± 1.2	109	46.5	103
100	--	129.5	138	119.8 ± 1.1	134	45.4	101
100	10.0	129.9	138	113.7 ± 1.0	127	40.4	90
100	5.0	120.7	129	107.4 ± 1.1	120	46.6	104
100	1.0	115.6	123	98.1 ± 1.0	110	40.2	89
100	0.75	118.5	126	99.3 ± 1.1	111	45.7	102
100	0.50	117.9	127	98.5 ± 1.0	110	43.5	97

Simulationen: Durchgang niederenergetischer Elektronen
durch dünne Siliziumdetektoren mit unterschiedlichen
Abschneideenergien und Werten für ESTEPE

Tabelle 8.7.2 a)

8. Anhang

Silizium-Detektor der Dicke $d = 0.266$ mm					
Anzahl der jeweils selektierten Ereignisse und die Rechenzeiten für jeweils 5000 Simulationen					
E(in) = 1 MeV					
E(cut) (keV)	ESTEPE (%)	IV)		V)	
		selekt. Ereignisse	(%)	CPU-Zeit (s)	(%)
Experiment		90501	-	-	-
500	--	1807	36	17	100
100	--	1690	34	26	153
50	--	1709	34	35	206
20	--	1698	34	59	347
10	--	1659	33	106	624
5	--	1729	35	209	1229
2	--			(631)	3712
500	1.0	2025	41	56	100
100	1.0	1789	36	134	239
50	1.0	1833	37	180	321
20	1.0	1741	35	276	493
10	1.0	1826	37	440	786
5	1.0			(737)	1316
100	--	1690	34	26	100
100	10.0	1671	33	29	112
100	5.0	1766	35	37	142
100	1.0	1789	36	134	515
100	0.75	1822	36	171	658
100	0.50	1829	37	249	958

IV) = Anzahl der (aus den jeweils 5000 Simulationen (=100 %)) selektierten Ereignisse

V) = CPU-Zeit für jeweils 5000 Ereignisse (s)

Simulationen: Durchgang niederenergetischer Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren mit unterschiedlichen Abschneideenergien und Werten für ESTEPE

Tabelle 8.7.2 b)

8. Anhang

Silizium-Detektor der Dicke $d = 0.560$ mm							
Mittlere deponierte Energien und deren Standardabweichungen für die selektierten Ereignisse							
$\langle E(\text{lost}) \rangle = d \cdot 352.7 \text{ keV/mm}$ ('PEGS 4')							
$E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$							
		(keV)	(%)	(keV)	(%)	(keV)	(%)
Experiment $\langle E(\text{lost}) \rangle$		- 197.5	- 100	216.5 -	100 -	87.4 -	100 -
Simulationen		I)		II)		III)	
E(cut) (keV)	ESTEPE (%)	$\langle E(\text{dep}) \rangle$ (keV)	(%)	$\langle E(\text{dep})_{\text{sel}} \rangle$ (keV)	(%)	σ (II) (keV)	(%)
500	--	488.9	248	307.1 ± 1.3	142	36.9	42
100	--	453.1	229	304.3 ± 2.8	141	79.7	91
50	--	444.2	225	300.0 ± 3.0	139	82.9	95
20	--	444.6	225	305.1 ± 3.4	141	94.5	108
10	--	436.3	221	297.4 ± 3.3	137	93.3	107
5	--	428.8	217	280.6 ± 3.2	130	90.8	104
2	--	395.7	200	264.7 ± 3.3	122	93.1	107
500	1.0	372.0	188	232.1 ± 1.2	107	39.7	45
100	1.0	343.5	174	234.4 ± 2.9	108	87.8	100
50	1.0	338.3	171	232.8 ± 2.8	108	87.0	100
20	1.0	341.4	173	234.1 ± 3.1	108	94.1	108
10	1.0	337.4	171	231.4 ± 2.8	107	89.7	103
5	1.0	343.6	174	233.8 ± 3.2	108	92.0	105
100	--	453.1	229	304.3 ± 2.8	141	79.7	91
100	10.0	411.7	208	278.7 ± 2.8	129	84.1	96
100	5.0	367.5	186	253.0 ± 2.8	117	83.3	95
100	1.0	343.5	174	234.4 ± 2.9	108	87.8	100
100	0.75	340.8	173	231.5 ± 2.7	107	83.1	95
100	0.50	341.6	173	236.7 ± 3.0	109	91.6	105

Simulationen: Durchgang niederenergetischer Elektronen
durch dünne Siliziumdetektoren mit unterschiedlichen
Abschneideenergien und Werten für ESTEPE

Tabelle 8.7.2 c)

8. Anhang

Silizium-Detektor der Dicke $d = 0.560$ mm					
Anzahl der jeweils selektierten Ereignisse und die Rechenzeiten für jeweils 5000 Simulationen					
$E(in) = 1$ MeV					
E(cut) (keV)	ESTEPE (%)	IV) selekt. Ereignisse (%)		V) CPU-Zeit (s) (%)	
Experiment		48364	-	-	-
500	--	825	16.5	19	100
100	--	800	16.0	30	158
50	--	765	15.3	34	179
20	--	762	15.2	58	305
10	--	786	15.7	104	547
5	--	786	15.7	212	1116
2	--			(636)	3347
500	1.0	1049	21.0	62	100
100	1.0	918	18.4	122	197
50	1.0	978	19.6	157	253
20	1.0	947	18.9	251	405
10	1.0	998	20.0	401	647
5	1.0			(698)	1126
100	--	800	16.0	30	100
100	10.0	876	17.5	28	93
100	5.0	916	18.3	36	120
100	1.0	918	18.4	122	407
100	0.75	982	19.6	157	523
100	0.50	916	18.3	221	737

IV) = Anzahl der (aus den jeweils 5000 Simulationen (=100 %)) selektierten Ereignisse

V) = CPU-Zeit für jeweils 5000 Ereignisse (s)

Simulationen: Durchgang niederenergetischer Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren mit unterschiedlichen Abschneideenergien und Werten für ESTEPE

Tabelle 8.7.2 d)

8. Anhang

8.7.4. Zusätzliche Tabellen zu den Experimenten und Simulationen ($E(\text{in}) = 750$ (3000) MeV)

$E(\text{in}) = 750 \text{ MeV}$ $dE/dx = 483.9 \text{ keV/mm ('PEGS 4')}$ $\langle E(\text{lost}) \rangle = d \cdot 483.9 \text{ keV/mm}$						
Dicken	d	0.213	0.259	0.560	0.938	mm
'Theorie'		mittlere Energieverluste				
$\langle E(\text{lost}) \rangle$		103.1	125.3	271.0	453.9	keV
Landau-Verteilung:						
Integral bis $E(\text{dep})_{\text{max}}$		98.8	98.5	98.6	97.0	%
Integral bis 1.0 MeV		99.6	99.5	98.7	97.4	%
=> $\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}$ (bis $E(\text{dep})_{\text{max}}$)		79.9	96.9	218.2	361.4	keV
$\langle E(\text{lost})_{\text{red}} \rangle / \langle E(\text{lost}) \rangle$		77.6	77.3	80.5	79.6	%
		wahrscheinlichste Energieverluste				
$E(\text{lost})_{\text{mp}}$		64.6	79.5	179.5	309.3	keV
Experiment		mittlere deponierte Energien				
Ereignisse		5332	8176	5383	4985	
$E(\text{dep})_{\text{max}}$		397.6	397.2	928.2	921.5	keV
$\langle E(\text{dep}) \rangle$		84.5	98.8	192.8	342.4	keV
$\sigma(\langle E(\text{dep}) \rangle)$		36.8	40.5	80.0	104.2	keV
		wahrscheinlichste depon. Energien				
$E(\text{dep})_{\text{mp}}$		69.7	82.3	165.2	289.8	keV

Hilfsgrößen zum Vergleich der
 'theoretischen' Energieverluste in dünnen Si-Detektoren
 mit den experimentellen Ergebnissen für die Energiedeposition
 durch Elektronen einer Energie von 750 MeV

Tabelle 8.7.3 a)

8. Anhang

$E(\text{in}) = 3000 \text{ MeV}$ $dE/dx = 508.6 \text{ keV/mm ('PEGS 4')}$ $\langle E(\text{lost}) \rangle = d \cdot 508.6 \text{ keV/mm}$						
Dicken	d	0.213	0.259	0.560	0.938	mm
'Theorie'		mittlere Energieverluste				
$\langle E(\text{lost}) \rangle$		108.3	131.7	284.8	477.1	keV
Landau-Verteilung:						
Integral bis $E(\text{dep})_{\text{max}}$		98.7	98.3	98.5	96.7	%
Integral bis 1.0 MeV		99.6	99.5	98.7	97.4	%
=> $\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}$ (bis $E(\text{dep})_{\text{max}}$)		79.6	96.6	217.3	359.7	keV
$\langle E(\text{lost})_{\text{red}} \rangle / \langle E(\text{lost}) \rangle$		73.5	73.3	76.3	75.4	%
		wahrscheinlichste Energieverluste				
$E(\text{lost})_{\text{mp}}$		64.6	79.5	179.5	309.3	keV
Experiment		mittlere deponierte Energien				
Ereignisse		20568	10108	10270	10185	
$E(\text{dep})_{\text{max}}$		378.8	372.1	864.2	867.3	keV
$\langle E(\text{dep}) \rangle$		86.2	100.6	196.3	341.5	keV
$\sigma(\langle E(\text{dep}) \rangle)$		37.0	40.5	78.1	100.2	keV
		wahrscheinlichste depon. Energien				
$E(\text{dep})_{\text{mp}}$		70.8	82.5	166.9	291.6	keV
Vergleich		depon. Energien / Energieverluste				
$\langle E(\text{dep}) \rangle / \langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}$		108.2	104.2	90.3	94.9	%
$E(\text{dep})_{\text{mp}} / E(\text{lost})_{\text{mp}}$		109.6	103.8	93.0	94.3	%

Vergleich der 'theoretischen' Energieverluste
in dünnen Si-Detektoren
mit den experimentellen Ergebnissen für die Energiedeposition
durch Elektronen einer Energie von 3000 MeV

Tabelle 8.7.3 b)

8. Anhang

In den Tabellen 8.7.4 a)..d) werden die in Kapitel 5.3.4 graphisch vorgestellten Ergebnisse für die gemessenen Mittelwerte der Energiedepositionen und die 'theoretischen' Abschätzungen für die mittleren Energieverluste den entsprechenden Simulationen mit den unterschiedlichen Abschneideenergien gegenübergestellt.

Es wurden folgende Ergebnisse aus den Simulationen gewonnen (die römischen Ziffern bezeichnen die jeweilige Spalte in den Tabellen 8.7.4 a)..d)):

I) : $\langle E(\text{lost}) \rangle$

Für einige Abschneideenergien wurden die mittleren **Energieverluste** der Primärelektronen beim Durchgang durch das Material bestimmt. Hierzu wurden für Ereignisse, bei denen **keine Bremsstrahlung** aufgetreten war, jeweils das den Detektor verlassende Elektron mit der höchsten Energie ermittelt. Die Differenz zwischen Einschuß- und Restenergie wurde als Energieverlust $E(\text{lost})$ des Primärelektrons interpretiert.

Im Vergleich dazu steht jeweils der nach 'PEGS 4' errechnete Energieverlust $\langle E(\text{lost}) \rangle$ durch Ionisation und Anregung beim Durchgang eines Elektrons durch den entsprechenden Detektor ($E(\text{in}) = 750 \text{ MeV}$: $dE/dx = 483.88 \text{ keV/mm}$) und der reduzierte Wert $\langle E(\text{lost}) \rangle_{\text{red}}$ der durch Mittelwertbildung über die Landau-Verteilung bis ans Ende des experimentell erfaßten Spektrums berechnet wurde (siehe auch Tabelle 5.2.2 a) in Kapitel 5.2.2. und Tabelle 8.7.3 a)).

Wegen der selten auftretenden extremen Energieverlustwerte reichte die Anzahl der simulierten Ereignisse nicht aus, um aussagekräftige Mittelwerte für diese zu erhalten (siehe Tabellen 8.7.4 a)..d), Spalte 'I)'). Deshalb wurden die Extremwerte vernachlässigt, indem die Spektren für die Energieverluste jeweils nur bis maximal $E(\text{lost}) = 1.0 \text{ MeV}$ ausgewertet wurden. Die folgende Tabelle zeigt für jeden der Detektoren mit der Dicke d , wieviel Ereignisse zur Mittelwertbildung herangezogen wurden 'A)' und wieviele oberhalb der Grenze von 1.0 MeV für den Energieverlust liegen und damit nicht für den Mittelwert berücksichtigt wurden 'B)'. In der letzten Zeile werden die mittleren relativen Anteile $\langle 'B)' / ('A)'+'B)'\rangle$ für jede Spalte in Prozent angegeben.

8. Anhang

d	0.213 mm		0.259 mm		0.560 mm		0.938 mm	
E(cut)	A)	B)	A)	B)	A)	B)	A)	B)
5 keV	4795	23	4768	26	4531	51	4226	100
10 keV	4821	26	4779	27	4544	47	4195	103
100 keV	4809	17	4780	23	4515	46	4217	109
1000 keV	4816	20	4792	17	4556	53	4283	65
Anteil in %	0.44		0.48		1.1		2.2	

Die maximal vernachlässigte Anteil an Ereignissen beträgt ungefähr 2.5 %.

II) : $\langle E(\text{dep}) \rangle$

Simulierte Mittelwerte der in den Siliziumscheiben **deponierten Energien**. Dieser wird jeweils mit dem Energieverlust des Elektrons (Spalte 'I') in Beziehung gesetzt.

III) : $\langle E(\text{dep})_{\text{red}} \rangle$, (vgl. auch Abbildungen 5.3.11 a), b))

'**Reduzierte Mittelwerte**' der in den Siliziumscheiben **deponierten Energien**, d.h. Mittelwertbildung über die simulierte Verteilung, allerdings nur bis zum Ende des jeweils gemessenen Spektrums ($E(\text{dep})_{\text{max}}$, vgl. Tabelle 8.7.3 a)).

IV) : $\sigma (\langle E(\text{dep})_{\text{red}} \rangle)$, (vgl. auch Abbildung 5.3.12)

Standardabweichung als Wurzel des Mittelwertes der quadratischen Abweichungen vom Mittelwert der (reduzierten) Verteilung (RMS).

Die jeweils letzten Zeilen in den Tabellen, mit der Bezeichnung 'Streuung', enthalten die Differenzen zwischen dem jeweils minimalen und maximalen simulierten Ergebnis in der darüberliegenden Spalte. Diese Angaben sollen eine Einschätzung der Auswirkungen einer Variation des Parameters E(cut) erleichtern.

8. Anhang

Silizium-Detektor mit einer Dicke von 0.213 mm:									
Mittlere deponierte Energien und Energieverluste,									
E(in) = 750 MeV									
	I)		II)		III)		IV)		
	Energieverlust		deponierte Energien		Energien reduziert		σ von III)		
	(keV)	(%)	(keV)	(%) v. I)	(keV)	(%)	(keV)	(%)	
'Theorie'									
<E(lost)>	103.1	100	-	-	-	-	-	-	-
<E(lost)> _{red}	79.9	77.6	-	-	-	-	-	-	-
Experiment									
<E(dep)>, σ	-	-	-	-	84.5	100	36.8	100	
Simulationen		<E(lost)>		<E(dep)>		<E(dep) _{red} >			
E(cut)	ESTEPE	(keV)	(%)	(keV)	(%) v. I)	(keV)	(%)	(keV)	(%)
1000	--	104.0	100.9	79.1	76.1	79.1	93.6	2.2	6.1
500	--	-	-	77.8	-	76.7	90.8	5.7	15.4
100	--	88.1	85.5	75.6	85.8	74.8	88.5	28.8	78.2
100	1.0	96.8	93.9	75.4	77.9	74.6	88.3	25.9	70.3
50	--	-	-	75.9	-	75.2	89.0	32.4	87.9
20	--	-	-	74.9	-	74.6	88.3	32.0	86.9
10	--	152.7	148.1	75.1	49.2	74.6	88.2	32.1	87.3
5	--	129.6	125.7	75.4	58.2	74.7	88.4	32.2	87.5
'Streuung'		64.6	62.6	4.2	36.6	4.5	5.4		

Simulationen: Durchgang hochenergetischer Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren mit unterschiedlichen Abschneideenergien

Tabelle 8.7.4 a)

8. Anhang

Silizium-Detektor mit einer Dicke von 0.259 mm:									
Mittlere deponierte Energien und Energieverluste,									
E(in) = 750 MeV									
	I)		II)		III)		IV)		
	Energieverlust		deponierte Energien		Energien reduziert		σ von III)		
	(keV)	(%)	(keV)	(%) v. I)	(keV)	(%)	(keV)	(%)	
'Theorie'									
<E(lost)>	125.3	100	-	-	-	-	-	-	-
<E(lost)> _{red}	96.9	77.3	-	-	-	-	-	-	-
Experiment									
<E(dep)>, σ	-	-	-	-	98.8	100	40.5	100	
Simulationen	<E(lost)>		<E(dep)>		<E(dep) _{red} >				
E(cut) (keV)	ESTEPE (%)	(keV)	(keV)	(%) v. I)	(keV)	(keV)	(keV)	(keV)	(keV)
1000	--	107.1	85.5	96.4	90.0	96.2	97.3	3.9	9.7
500	--	-	-	94.5	-	93.2	94.3	6.8	16.9
100	--	105.7	84.4	91.6	86.7	90.4	91.5	29.2	72.3
100	1.0	117.5	93.7	91.9	78.2	90.7	91.8	29.2	72.1
50	--	-	-	91.4	-	90.3	91.4	31.6	78.2
20	--	-	-	92.3	-	91.2	92.3	36.0	88.9
10	--	110.9	88.5	91.3	82.3	89.9	91.0	34.0	84.1
5	--	142.4	113.6	91.9	64.5	91.0	92.0	36.7	90.8
'Streuung'		36.7	28.1	5.1	25.5	6.3	6.3		

**Simulationen: Durchgang hochenergetischer Elektronen
durch dünne Siliziumdetektoren mit unterschiedlichen
Abschneideenergien**

Tabelle 8.7.4 b)

8. Anhang

Silizium-Detektor mit einer Dicke von 0.560 mm:									
Mittlere deponierte Energien und Energieverluste,									
E(in) = 750 MeV									
	I)		II)		III)		IV)		
	Energie- verlust		deponierte Energien		Energien reduziert		σ von III)		
	(keV)	(%)	(keV)	(%) v. I)	(keV)	(%)	(keV)	(%)	
'Theorie'									
<E(lost)>	271.0	100	-	-	-	-	-	-	-
<E(lost)> _{red}	218.2	80.5	-	-	-	-	-	-	-
Experiment									
<E(dep)>, σ	-	-	-	-	192.8	100	80.0	100	
Simulationen		<E(lost)>		<E(dep)>		<E(dep) _{red} >			
E(cut) (keV)	ESTEPE (%)	(keV)	(%)	(keV)	(%) v. I)	(keV)	(%)	(keV)	(%)
1000	--	278.4	102.7	212.4	76.3	208.5	108.2	12.6	15.8
500	--	-	-	207.4	-	205.6	106.7	48.3	60.4
100	--	296.5	109.4	203.1	68.5	202.6	105.1	69.4	86.8
100	1.0	239.7	88.5	202.2	84.4	201.3	104.5	64.4	80.5
50	--	-	-	202.3	-	200.7	104.1	67.0	83.8
20	--	-	-	203.1	-	202.1	104.8	75.1	93.9
10	--	236.3	87.2	201.6	85.3	200.9	104.2	70.7	88.4
5	--	267.8	98.8	203.5	76.0	202.4	105.0	75.9	94.9
'Streuung'		60.2	22.2	10.8	16.8	7.8	4.1		

Simulationen: Durchgang hochenergetischer Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren mit unterschiedlichen Abschneideenergien

Tabelle 8.7.4 c)

8. Anhang

Silizium-Detektor mit einer Dicke von 0.938 mm:									
Mittlere deponierte Energien und Energieverluste,									
E(in) = 750 MeV									
	I)		II)		III)		IV)		
	Energieverlust		deponierte Energien reduziert				σ von III)		
	(keV)	(%)	(keV)	(%) v. I)	(keV)	(%)	(keV)	(%)	
'Theorie'									
<E(lost)>	454.1	100	-	-	-	-	-	-	
<E(lost)> _{red}	361.4	79.6	-	-	-	-	-	-	
Experiment									
<E(dep)>, σ	-	-	-	-	342.4	100	104.2	100	
Simulationen	<E(lost)>		<E(dep)>		<E(dep) _{red} >				
E(cut)	ESTEPE								
(keV)	(%)	(keV)	(keV)	(%) v. I)	(keV)	(keV)	(keV)	(keV)	(%)
1000	--	431.7	95.1	354.3	82.1	350.2	102.3	30.6	29.4
500	--	-	-	348.9	-	341.6	99.8	46.8	44.9
100	--	458.4	100.9	345.8	75.4	338.8	98.9	85.9	82.4
100	1.0	413.4	91.0	346.8	83.9	339.7	99.2	86.6	83.0
50	--	-	-	346.0	-	339.3	99.1	92.2	88.4
20	--	-	-	347.5	-	340.1	99.3	94.9	91.0
10	--	503.0	110.8	350.3	69.6	340.8	99.5	97.8	93.8
5	--	404.9	89.2	346.7	85.6	339.9	99.3	96.1	92.2
'Streuung'		98.1	21.6	8.5	16.0	11.4	3.4		
10	1.0			343.6		338.7	98.9	97.8	93.9
10	0.75			348.3		342.8	100.1	104.1	99.9
10	0.50			347.0		342.7	100.1	102.7	98.6

Simulationen: Durchgang hochenergetischer Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren mit unterschiedlichen Abschneideenergien

Tabelle 8.7.4 d)

8. Anhang

8.7.5. Zusätzliche Tabellen zu den Simulationen der elektromagnetischen Schauer in den Kalorimetern

Während der Simulationen der elektromagnetischen Schauer in den Kalorimetern, wurden die folgenden Größen für jeden Schritt eines geladenen Teilchens im Detektormaterial mit den angegebenen "Granularitäten" abgelegt (vgl. Kapitel 6.3). Die sich aus den minimal und maximal darstellbaren Ganzzahlgrößen ergebenden Wertebereiche für die physikalischen Größen (Fließkommawerte), sind aus der letzten Spalte der Tabelle zu ersehen.

Größen pro Schritt	Speicherplatz Granularität Offset	Wertebereich
Ortskoordinaten des Anfangspunktes: x,y,z Offset für z	3*2 Bytes 0.001 cm -30 cm	$\pm 32.7 \text{ cm}^2)$ -2.7..+62.7 cm
Komponenten der zurückgelegten Wegstrecke: dx,dy,dz Offset für dx,dy,dz	3*2 Bytes 1/2000 cm + 8 cm	$\pm 16.3 \text{ cm}$ -24.3..+8.3 cm
Teilchenart: e ⁻ und e ⁺ Betrag des Impulses: p = $\beta E/c$	zusammen 4 Bytes ³⁾ 0.001 MeV/c	3 für e ⁺ 4 für e ⁻ <1·10 ⁴ MeV/c
Energieverlust: dE	4 Bytes 0.1 keV	<2·10 ⁸ keV
Summe	20 Bytes	

**Rechnerinternes Format für die Größen,
die während der Simulationen gespeichert werden**

Tabelle 8.7.5

²⁾ Wertebereich wurde wie folgt berechnet:
 $\pm 2^{15} \cdot (1/1000) \text{ cm} = \pm 32768 \cdot 0.001 \text{ cm} = \pm 32.7 \text{ cm}$

³⁾ Die Zahl wird zusammengesetzt, indem der Code für die Teilchenart mit $1 \cdot 10^7$ multipliziert und der Wert für den Impuls hinzuaddiert wird. Hieraus ergibt sich der maximal darzustellende Impuls zu $(1 \cdot 10^7 - 1) \cdot 0.001 \text{ MeV/c} \approx 10 \text{ GeV/c}$.

8. Anhang

In den folgenden Tabellen sind die Zahlenwerte für die gemessenen Schauerentwicklungen für Kalorimeter 'A' und 'B' aus [Bor 88] und zum Vergleich dazu die in Kapitel 6.4. vorgestellten Simulationsergebnisse zusammengestellt.

8. Anhang

Kalorimeter 'A'; r = 2 cm; Detektoren: r = 1.6 cm, d = 0.019 cm					
Einschuß : in Richtung der z-Achse					
Messungen : 5 mm neben dem Zentrum der Stirnfläche					
Simulationen : zentral					
Schauertiefe		Messungen Meßzeit 'II'	Simulationen 300 Ereignisse		
Detekt. Nummer	t [X ₀]	<ε(vis)> [MeV]	<E(dep)> [MeV]	± σ / √300 [MeV]	[%]
1	1.07	0.4274	0.375	± 0.028	7.5
2	2.14	0.9359	0.887	± 0.063	7.1
3	3.20	1.2799	1.30	± 0.08	6.5
4	4.27	1.3467	1.48	± 0.09	6.4
5	5.34	1.3120	1.39	± 0.09	6.4
6	6.41	1.0530	1.11	± 0.07	6.7
7	7.48	0.7759	0.829	± 0.057	6.8
8	8.55	0.6158	0.622	± 0.045	7.2
9	9.61	0.4557	0.464	± 0.037	7.9
10	10.7	0.3050	0.322	± 0.029	8.9
11	11.8	0.2098	0.227	± 0.023	10.0
12	12.8	0.1389	0.132	± 0.016	12
13	13.9	0.0877	0.101	± 0.012	12
14	15.0	0.0619	0.0574	± 0.0084	15
15	16.0	0.0410	0.0446	± 0.0075	17
16	17.1	0.0231	0.0280	± 0.0058	21
Summe		9.07	9.37	± 0.08	0.87
σ		1.43	1.42		
17	18.2		0.0160	± 0.0043	27
18	19.2		0.0108	± 0.0033	31
19	20.3		0.0052	± 0.0018	35
20	21.4		0.0029	± 0.0017	60
21	22.4		0.0029	± 0.0012	40
22	23.5		0.0053	± 0.0028	54
23	24.6		0.0014	± 0.0011	78
24	25.6		0.0006	± 0.0005	74
25	26.7		0.0003	± 0.0003	100
Summe			9.41	± 0.08	0.87
σ			1.42		

Kalorimeter 'A'
Schauerentwicklung, E(in) = 2 GeV
Vergleich: Messungen, Simulationen

Tabelle 8.7.6 a)

8. Anhang

Kalorimeter 'A'; r = 2 cm; Detektoren: r = 1.6 cm, d = 0.019 cm						
Einschuß : in Richtung der z-Achse						
Messungen MZ 'II': 5 mm neben dem Zentrum der Stirnfläche						
MZ 'IIIa)': zentral						
Simulationen : zentral						
Schauertiefe		Messungen MZ 'II', 'IIIa)'		Simulationen 300 Ereignisse		
Detekt. Nummer	t [X ₀]	<Δ(vis)> [MeV]		<E(dep)> [MeV]	± σ / √300 [MeV]	[%]
1	1.07	0.5231	0.5468	0.479	± 0.035	7.4
2	2.14	1.3732	1.4044	1.32	± 0.09	6.7
3	3.20	2.1324	2.1968	2.12	± 0.13	6.4
4	4.27	2.4618	2.6312	2.58	± 0.16	6.2
5	5.34	2.6300	2.7236	2.68	± 0.17	6.2
6	6.41	2.3120	2.4830	2.33	± 0.14	6.2
7	7.48	1.7960	1.9108	1.94	± 0.12	6.4
8	8.55	1.5155	1.5784	1.58	± 0.10	6.5
9	9.61	1.1683	1.194	1.14	± 0.08	6.8
10	10.7	0.8356	0.8737	0.836	± 0.059	7.0
11	11.8	0.5836	0.6227	0.558	± 0.045	8.0
12	12.8	0.4101	0.4112	0.379	± 0.031	8.2
13	13.9	0.2641	0.2874	0.264	± 0.024	9.3
14	15.0	0.1959	0.1879	0.190	± 0.020	11
15	16.0	0.1273	0.1390	0.112	± 0.013	12
16	17.1	0.0773	0.0726	0.090	± 0.013	14
Summe		18.41	19.26	18.61	± 0.11	0.59
σ		2.03	----	1.91		
17	18.2			0.0566	± 0.0097	17
18	19.2			0.0319	± 0.0056	18
19	20.3			0.0349	± 0.0076	22
20	21.4			0.0192	± 0.0046	24
21	22.4			0.0047	± 0.0025	52
22	23.5			0.0031	± 0.0013	42
23	24.6			0.0063	± 0.0024	38
24	25.6			0.0065	± 0.0040	62
25	26.7			0.0013	± 0.0006	46
Summe				18.77	± 0.11	0.58
σ				1.87		

Kalorimeter 'A'
Schauerentwicklung, E(in) = 4 GeV
Vergleich: Messungen, Simulationen

Tabelle 8.7.6 b)

8. Anhang

Kalorimeter 'A'; r = 2 cm; Detektoren: r = 1.6 cm, d = 0.019 cm					
Einschuß		: in Richtung der z-Achse			
Messungen		: 5 mm neben dem Zentrum der Stirnfläche			
Simulationen		: zentral			
Schauertiefe		Messungen Meßzeit 'II'	Simulationen 300 Ereignisse		
Detekt. Nummer	t [X ₀]	<ε(vis)> [MeV]	<E(dep)> [MeV]	± σ / √300 [MeV]	[%]
1	1.07	0.5725	0.513	± 0.038	7.4
2	2.14	1.6215	1.498	± 0.098	6.5
3	3.20	2.6537	2.79	± 0.17	6.3
4	4.27	3.2617	3.71	± 0.23	6.1
5	5.34	3.7597	3.97	± 0.24	6.1
6	6.41	3.4420	3.58	± 0.22	6.1
7	7.48	2.8289	3.15	± 0.19	6.1
8	8.55	2.3697	2.54	± 0.16	6.2
9	9.61	1.9165	1.90	± 0.12	6.5
10	10.7	1.4171	1.44	± 0.10	6.8
11	11.8	1.0377	1.06	± 0.07	7.1
12	12.8	0.7331	0.696	± 0.051	7.4
13	13.9	0.4657	0.482	± 0.040	8.3
14	15.0	0.3381	0.311	± 0.028	9.0
15	16.0	0.2148	0.230	± 0.023	10
16	17.1	0.1289	0.119	± 0.014	12
Summe		26.76	27.98	± 0.14	0.50
σ		2.52	2.43		
17	18.2		0.088	± 0.014	16
18	19.2		0.0586	± 0.0090	15
19	20.3		0.0337	± 0.0059	17
20	21.4		0.0288	± 0.0065	23
21	22.4		0.0179	± 0.0049	27
22	23.5		0.0109	± 0.0036	33
23	24.6		0.0063	± 0.0018	29
24	25.6		0.0052	± 0.0020	39
25	26.7		0.0012	± 0.0009	78
Summe			28.23	± 0.14	0.49
σ			2.40		

Kalorimeter 'A'
Schauerentwicklung, E(in) = 6 GeV
Vergleich: Messungen, Simulationen

Tabelle 8.7.6 c)

8. Anhang

Kalorimeter 'B'; a=b = 9 cm; Detektoren: r = 3.44 cm, d = 0.026 cm					
Einschußenergie : 2 GeV Einschuß : zentral in Richtung der z-Achse					
		Messungen Meßzeit 'V'	Simulationen 500 Ereignisse		
Detekt. Nummer	t [X ₀]	<ε(vis)> [MeV]	<E(dep)> [MeV]	± σ / √500 [MeV]	[%]
1	1.07	0.5895	0.557	± 0.033	5.9
2	2.14	1.4652	1.41	± 0.07	5.3
3	3.20	2.2650	2.06	± 0.10	5.1
4	4.27	2.4817	2.39	± 0.12	5.0
5	5.34	2.3649	2.31	± 0.11	4.9
6	6.41	1.9568	1.95	± 0.10	5.0
7	7.48	1.6983	1.71	± 0.089	5.2
8	8.55	1.2746	1.28	± 0.071	5.5
9	9.61	0.9699	0.949	± 0.054	5.7
10	10.7	0.7245	0.719	± 0.044	6.1
11	11.8	0.5590	0.528	± 0.035	6.6
12	12.8	0.3860	0.390	± 0.029	7.5
13	13.9	0.3057	0.265	± 0.023	8.5
14	15.0	0.2104	0.228	± 0.021	9.2
15	16.0	0.1485	0.162	± 0.017	11
16	17.1	0.0985	0.103	± 0.012	12
Summe		17.50	17.00	± 0.11	0.67
σ		2.63	2.55		
17	18.2		0.0614	± 0.0086	14
18	19.2		0.0378	± 0.0064	17
19	20.3		0.0375	± 0.0065	17
20	21.4		0.0212	± 0.0048	23
21	22.4		0.0139	± 0.0043	31
22	23.5		0.0072	± 0.0022	31
23	24.6		0.0073	± 0.0027	37
24	25.6		0.0043	± 0.0018	42
25	26.7		0.0028	± 0.0015	56
Summe			17.20	± 0.12	0.67
σ			2.58		

Kalorimeter 'B'
Schauerentwicklung, E(in) = 2 GeV
Vergleich: Messungen, Simulationen

Tabelle 8.7.7 a)

8. Anhang

Kalorimeter 'B'; a=b = 9 cm; Detektoren: r = 3.44 cm, d = 0.026 cm					
Einschußenergie : 4 GeV Einschuß : zentral in Richtung der z-Achse					
		Messungen Meßzeit 'V'	Simulationen 300 Ereignisse		
Detekt. Nummer	t [X ₀]	<Δ(vis)> [MeV]	<E(dep)> [MeV]	± σ / √300 [MeV]	[%]
1	1.07	0.7302	0.715	± 0.055	7.7
2	2.14	2.0530	2.06	± 0.14	6.7
3	3.20	3.5560	3.25	± 0.21	6.4
4	4.27	4.4249	4.41	± 0.27	6.2
5	5.34	4.5624	4.59	± 0.28	6.2
6	6.41	4.1202	4.25	± 0.26	6.1
7	7.48	3.7074	3.74	± 0.24	6.3
8	8.55	2.9888	3.09	± 0.19	6.3
9	9.61	2.2786	2.26	± 0.15	6.6
10	10.7	1.7942	1.68	± 0.11	6.9
11	11.8	1.3795	1.31	± 0.09	7.2
12	12.8	0.9978	0.989	± 0.074	7.5
13	13.9	0.7460	0.627	± 0.052	8.3
14	15.0	0.5322	0.506	± 0.044	8.6
15	16.0	0.3527	0.307	± 0.031	10
16	17.1	0.2680	0.238	± 0.026	11
Summe		34.49	34.02	± 0.20	0.58
σ		3.70	3.43		
17	18.2		0.168	± 0.022	13
18	19.2		0.122	± 0.016	13
19	20.3		0.107	± 0.018	17
20	21.4		0.068	± 0.014	21
21	22.4		0.0434	± 0.0088	20
22	23.5		0.0302	± 0.0074	24
23	24.6		0.0203	± 0.0058	29
24	25.6		0.0094	± 0.0044	46
25	26.7		0.0066	± 0.0019	29
Summe			34.59	± 0.20	0.57
σ			3.40		

Kalorimeter 'B'
Schauerentwicklung, E(in) = 4 GeV
Vergleich: Messungen, Simulationen

Tabelle 8.7.7 b)

8. Anhang

Kalorimeter 'B'; a=b = 9 cm; Detektoren: r = 3.44 cm, d = 0.026 cm					
Einschußenergie : 6 GeV Einschuß : zentral in Richtung der z-Achse					
		Messungen Meßzeit 'V'	Simulationen 300 Ereignisse		
Detekt. Nummer	t [X ₀]	<Δ(vis)> [MeV]	<E(dep)> ± σ / √300 [MeV]	[MeV]	[%]
1	1.07	0.8208	0.771 ± 0.056		7.3
2	2.14	2.4736	2.36 ± 0.16		6.7
3	3.20	4.5744	4.35 ± 0.27		6.3
4	4.27	6.0034	5.80 ± 0.36		6.2
5	5.34	6.5846	6.46 ± 0.39		6.1
6	6.41	6.1827	6.40 ± 0.39		6.1
7	7.48	5.8019	5.72 ± 0.35		6.1
8	8.55	4.8160	4.90 ± 0.30		6.2
9	9.61	3.7575	3.93 ± 0.25		6.3
10	10.7	3.0205	2.95 ± 0.19		6.5
11	11.8	2.3714	2.26 ± 0.15		6.8
12	12.8	1.6941	1.70 ± 0.12		6.9
13	13.9	1.2747	1.14 ± 0.08		7.3
14	15.0	0.8957	0.797 ± 0.062		7.8
15	16.0	0.5923	0.666 ± 0.057		8.5
16	17.1	0.4562	0.452 ± 0.040		9.0
Summe		51.32	50.65 ± 0.27		0.5
σ		4.49	4.63		
17	18.2		0.270 ± 0.028		11
18	19.2		0.191 ± 0.022		12
19	20.3		0.148 ± 0.022		15
20	21.4		0.0955 ± 0.0145		15
21	22.4		0.0651 ± 0.0115		18
22	23.5		0.0327 ± 0.0064		20
23	24.6		0.0470 ± 0.0098		21
24	25.6		0.0191 ± 0.0057		30
25	26.7		0.0055 ± 0.0019		34
Summe			51.52 ± 0.26		0.51
σ			4.55		

Kalorimeter 'B'
Schauerentwicklung, E(in) = 6 GeV
Vergleich: Messungen, Simulationen

Tabelle 8.7.7 c)

8.8.

Programmquellen

Die wichtigsten der im Zusammenhang mit dieser Arbeit für die Simulationen verwendeten Programme beziehungsweise Unterprogramme, die der Benutzer von 'EGS' seinen Erfordernissen entsprechend erstellen oder anpassen muß, werden (in leicht überarbeiteter Form, was die Kommentare betrifft) in diesem Kapitel vorgestellt. Dieses sind im einzelnen:

- **Steuerprogramm** (JCL = Job Control Language)
 - Fordert vom Betriebssystem die benötigten Betriebsmittel an (virtueller Speicher, CPU-Zeit),
 - ruft die Serviceprogramme (MORTAN Preprozessor, FORTRAN Compiler, Linker) und Benutzerprogramme auf und
 - ordnet den logischen Ein-/Ausgabekanälen die gewünschten physikalischen Dateien oder Geräte zu.

- **Hauptprogramm**, welches folgende Aufgaben erfüllen soll (vgl. auch Kapitel 3.1.):
 - Daten der Geometrie einlesen,
 - Steuerparameter einlesen,
 - das eigentliche Simulationsprogramm 'EGS' aufrufen,
 - Vorauswertungen vornehmen und in Tabellenform ausgeben.

(Das Hauptprogramm wurde in drei Teile zerlegt, um die Übersichtlichkeit für die Programmpflege zu verbessern: K#INITi, K#MAINj, K#RESUk, wobei i, j und k Versionsnummern darstellen.)

- Unterprogramm **KAMAKE**, setzt Kalorimeter aus gleichartigen Sandwiches zusammen
- Unterprogramm **HOWFAR** (vgl. Kapitel 3.1.)
- Unterprogramm **AUSGAB** (vgl. Kapitel 3.1)

8.8. Anhang - Programmquellen

8.8.1. Steuerprogramm (JCL)

Der folgende Ausdruck zeigt das Steuerprogramm für die Simulation von Durchgängen monoenergetischer Elektronen durch einen Si-Detektor:

```
//P140050E JOB USER=P140050,TIME=(10,00),
//  MSGLEVEL=(0,0),MSGCLASS=X,REGION=2000K,NOTIFY=P140050
//***** GTIME ? *****
//* ----- *
//* 01/08/88          P140050.EGS.S(#SI)          JCL *
//* *****
/*JOBPARM LINES=6
/*ROUTE PRINT RMT9
//* *****
//* Zusammenfassung der Ausgabedateien:
//* Tabellen:      FT10F001 DD DSN=P140050.EGS4.E#TAB(T001)
//* Protokoll:     FT13F001 DD DSN=P140050.EGS4.E#PROT.T001
//* Parameter:     FT29F001 DD DSN=P140050.EGS4.E#PAR(T001)
//* Tracks:        FT30F001 DD DSN=P140050.EGS4.E#DAT.T001
//* *****
//* Ausführbares Programm *
//* liegt in übersetzter und gelinkter Form vor: *
//* *
//EGS EXEC PGM=SI750
//STEPLIB DD DSN=P140050.EGS.LOAD,UNIT=SYSDA,DISP=SHR
//* -----
//* Aenderung : RUN - Nummer      :      suche VVV      -
//* -----
//* 86B3, 85BV5, 85BV7, 85B6
//* E(in) = 750 MeV, E(cut) = nn keV, ESTEPE = n.n %
//FT05F001 DD *
Run 053: Detektor 86B3
E(in) = 750 MeV, E(cut) = 1000 keV
&INLIST IXX      =          0,      TRACK = 0, IPARA  = 0,
GTIME  = 10.00, NORUN  = 053, ITEST  = 0, NESTEP  = 0,
NPRSET  = 5000,
EEI     = 750., IQI     = -1,
XI = 0.0, YI = 0.0, ZI = 0.0,
UI = 0.0, VI = 0.0, WI = 1.0,
CONTRK  = .TRUE.,&END
&PRLIST FISHO  =          1, NOSHO  =          1,
          PRTFL1 = 0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,&END
/*
//* ===== *
//FT06F001 DD SYSOUT=*
//* ===== *
//* ----- K#INIT ----- *
//* --- Eingabe : Kalorimeter - GEOMETRIE / MATERIALIEN *
//* --- *
//* 86B3, 85BV5, 85BV7, 85B6
//FT07F001 DD DSN=P140050.EGS.S(A#86B3),DISP=SHR
//*FT07F001 DD DSN=P140050.EGS.S(A#85BV5),DISP=SHR
//*FT07F001 DD DSN=P140050.EGS.S(A#85BV7),DISP=SHR
```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

/**FT07F001 DD DSN=P140050.EGS.S(A#85B6),DISP=SHR
/** ===== *
/** ----- HATCH ----- *
/** --- Echo - Ausgabe der PEGS - Daten : *
/** --- *
/**FT08F001 DD DUMMY
/** ===== *
/** ----- K#RESU ----- *
/** --- Ausgabe : Tabelle : *
/** --- *
/**          RUN ----- VVV          noch einer
/**FT10F001 DD DSN=P140050.EGS4.E#TAB(R053),
/**  DISP=SHR
/**  DISP=(NEW,CATLG,DELETE),
/**  UNIT=SYSDA,VOL=SER=LFD01D,SPACE=(TRK,(5,5,5),RLSE),
/**  DCB=(RECFM=FB,LRECL=120,BLKSIZE=2880,DSORG=PO)
/** ===== *
/** ----- SAVTRK ----- *
/** --- Ausgabe : fuer Zeichnung der Tracks *
/** --- *
/**FT11F001 DD DUMMY
/** --- *
/** ===== *
/** ----- HATCH ----- *
/** --- *
/**          RUN ----- VVV          noch einer
/** --- Eingabe : PEGS Daten :
/**FT12F001 DD DSN=P140050.PEGS4.SI.R233(CUT1000),DISP=SHR
/** --- vorhanden fuer ECUT = 2 5 10 20 50 100 500 1000 keV *
/** ===== *
/** ----- AUSGAB ----- *
/** --- *
/** --- (Ausgabe : Energiespektrum der Elektronen )
/** --- Ausgabe : Protokoll der deponierten Energien
/** --- Energieverluste
/**O.FT13F001 DD DUMMY
/**          RUN ----- VVV          noch einer
/**FT13F001 DD DSN=P140050.EGS4.E#PROT.R053,
/**  DISP=SHR
/**  DISP=(NEW,CATLG,DELETE),
/**  UNIT=SYSDA,VOL=SER=LFD01D,SPACE=(TRK,(5,5),RLSE),
/**** DESY Computer Center User's Guide S. 4-23
/****   R01DCB.VBS (bin. dataset) :
/**   DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=6233,LRECL=6229,DSORG=PS)
/****   R01DCB.TP32 (bin. TAPE dataset) :
/**   DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=32640,LRECL=32636,DSORG=PS)
/** --- *
/** ===== *

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

//* ----- K#INIT ----- *
//* ----- K#RESU ----- *
//* --- Ausgabe : Kalorimeter-, Schauerparameter *
//* --- *
//*          RUN ----- VVV          noch einer
//FT29F001 DD DSN=P140050.EGS4.E#PAR(R053),
//  DISP=SHR
//*  DISP=(NEW,CATLG,DELETE),
//*  UNIT=SYSDA,VOL=SER=LFD01D,SPACE=(TRK,(5,5,5),RLSE),
//*  DCB=(RECFM=FB,LRECL=80,BLKSIZE=2960,DSORG=PO)
//* ===== *
//* ----- MRKRSP ----- *
//* --- *
//* --- Ausgabe : Track-Informationen im Detektormaterial :
//*FT30F001 DD DUMMY
//*          RUN ----- VVV
//FT30F001 DD DSN=P140050.EGS4.E#DAT.R053,
//*  DISP=SHR
//  DISP=(NEW,CATLG,DELETE),
//  UNIT=SYSDA,VOL=SER=LFD01D,SPACE=(TRK,(5,5),RLSE),
//** DESY Computer Center User's Guide S. 4-23
//**   R01DCB.VBS (bin. dataset) :
//  DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=6233,LRECL=6229,DSORG=PS)
//**   R01DCB.TP32 (bin. TAPE dataset) :
//*  DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=32640,LRECL=32636,DSORG=PS)
//* ===== *
//*
//*****
//* -----< Beschreibung der einzugebenden Groessen >----- *
//* ----- *
//* TRACK  = Track-Ausgaben (fuer Zeichnung)  1=ja / 0=nein *
//* IXX    = Erste Zufallszahl (0 = wird selbst bestimmt) *
//* GTIME  = CPU - Zeit fuer Job                (min.sec) *
//*        Ungefähre Zeiten fuer Steps MO,FORT,LKED : *
//*                13.6 + 5.8 + 0.7 = 20.1 sec *
//*        Zeit fuer Abschluss des Runs :      1.0 sec *
//* NORUN  = Nummer des Runs *
//* NPRSET = Anzahl der Events *
//* ITEST  = Test - Label (0=aus / 1=ein) *
//* *
//* EEI    = Einschussenergie in MeV (max. 100000 MeV) *
//* IQI    = Ladung des eingeschossenen Teilchens (-1,0,1) *
//* XI,YI,ZI = Einschusskoordinaten *
//* UI,VI,WI = Einschusswinkel (cosinus der Winkel) *
//* ----- *
//

```

8.8. Anhang - Programmquellen

8.8.2. Steuerdatei für KAMAKE (Einzeldetektor)

Ausdruck einer Datei, die vom Hauptprogramm eingelesen wird und von KAMAKE ausgewertet wird, und

- einen **einzelnen Detektor** beschreibt (Beispiel: 85BV5, $d = 0.259$ mm, $r = 8$ mm, Funktion = 1 (= Detektor)),
- das Material in der 'PEGS'-Datei benennt (damit sind AE und AP vorgegeben),
- die Abschneideenergien ECUT und PCUT bestimmt,
- die Weglängenbeschränkung ESTEPE festlegt.

P140050.EGS.S(A#85BV5):

```
&KALIST NSAND = 1,
RADIUS = 0.8,
XMAX = 0.0, YMAX = 0.0,
MREG = 0,21,0,
ZREG = 0.0,
      0.0259, 0.0,&END
```

```
--- 85BV5 -----
Nummer   Name des Mediums          FUNKT   ECUTI   PCUTI  ESTEPE
-----
MED  -1 : SI-ECUT=5KEV-2.33      1       0.516   0.010  0.010
MED  -1 : SI-ECUT=10KEV-2.33     1       0.521   0.010  0.010
MED  -1 : SI-ECUT=20KEV-2.33     1       0.531   0.010  0.010
MED  -1 : SI-ECUT=50KEV-2.33     1       0.561   0.010  0.010
MED  -1 : SI-ECUT=100KEV-2.33    1       0.611   0.010  0.010
MED  -1 : SI-ECUT=500KEV-2.33    1       1.011   0.010  0.010
MED   1 : SI-ECUT=1000KEV-2.33   1       1.511   0.010  0.010
MED  -6 : PB-ECUT=500KEV         2       1.011   0.010
MED  -9 :                          0       1.500   0.001
MED -10 :                          0       1.500   0.001
```

```
//* ----- *
//* Jede positive Mediumnummer ist gueltig und darf nur einmal *
//* vorkommen. Hieraus wird die Anzahl der verschiedenen Medien*
//* ermittelt, d.h. es duerfen keine Luecken in den Nummern *
//* bestehen - die Reihenfolge ist aber egal. *
//* (z.B. : MED = 1, -2, 3, 4, 2, -6, -7, -8, -9, -10) *
//* - - - - - *
//* ----- *
//* -----< Beschreibung der einzugebenden Groessen >----- *
//* ----- *
//* NSAND = Anzahl der Detektoreinheiten (maximal 25) *
//* *
//* RADIUS = Zylinder : Radius des Kalorimeters in cm *
//* bei Radius = 0 : unbeschraenkt *
//* XMAX = Quader : Kantenlaenge in x-Richtung (in cm) *
//* YMAX = Kantenlaenge in y-Richtung (in cm) *
//* ZREG = Dicken der Regionen in cm *
```

8.8. Anhang - Programmquellen

```
/** *
/** MREG = xy : x = Sandwich-Code, *
/** Sandwich wiederholt sich NSAND mal *
/** 0 = einmalige Region *
/** 1 = gehoert zum Sandwich, feste Dicke *
/** 2 = gehoert zum Sandwich, individuelle Dicke *
/** y = Material der Region : 0 = Vakuum *
/** *
/** ----- *
/** MAT 1 .. MAT 10 Namen der Medien *
/** *
/** FUNKT = Funktionen der einzelnen Medien : *
/** 0 = nichts besonderes *
/** 1 = Detektormaterial *
/** 2 = Schauermaterial *
/** *
/** ECUTI = Abschneideenergien fuer Elektronen/Positronen *
/** PCUTI = Abschneideenergien fuer Photonen *
/** ----- *
```

8.8. Anhang - Programmquellen

8.8.3. Steuerdatei für KAMAKE (Kalorimeter)

Beispiel für eine Datei, die vom Hauptprogramm eingelesen wird und vom Unterprogramm **KAMAKE** ausgewertet wird, und

- ein Kalorimeter, bestehend aus 25 Sandwiches, beschreibt:

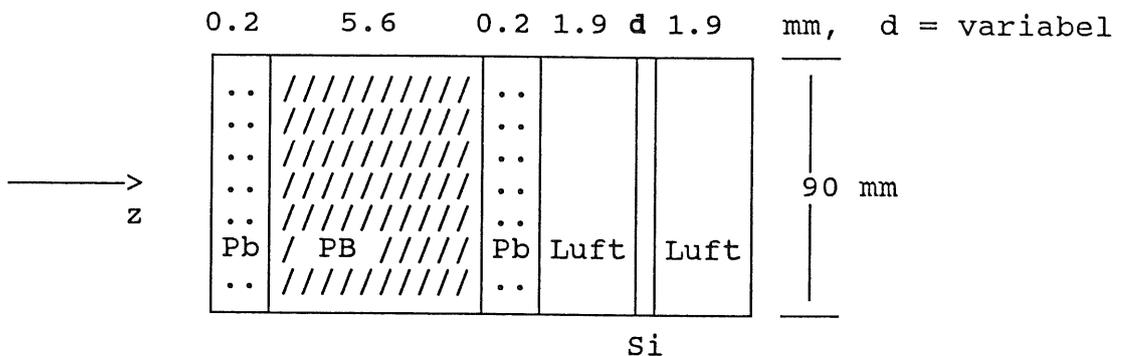
ein Sandwich ist folgendermaßen zusammengesetzt (alle Angaben, die sich auf die Detektoren beziehen, wurden hervorgehoben):

Code = MREG: > 10 : Definition Sandwich, feste Dicke
> 20 : Definition Sandwich, variable Dicke

Einerstelle: 1 = Silizium,
2 = Luft,
3 = Blei, ECUT = $mc^2 + 0.5 \text{ MeV}$
4 = Blei, ECUT = $mc^2 + 0.1 \text{ MeV}$

==> 14 13 14 12 21 12

Dicke = ZREG



Funktion: 12 12 12 0 11 0

Einerstelle : 1 = Detektor
2 = Absorber

Zehnerstelle : 1 = mit ESTEPE-Beschränkung
(hier für Silizium und Blei: 0.01 = 1 %)

- Querschnitt quadratisch: 90*90 mm²
- das Material in der 'PEGS'-Datei benennt (damit sind AE und AP vorgegeben),
- die Abschneideenergien ECUT und PCUT bestimmt,
- die Weglängenbeschränkung ESTEPE festlegt.

8.8. Anhang - Programmquellen

P140050.EGS.S(A#HAMBURG):

```

&KALIST NSAND = 25,
RADIUS = 0.0,
XMAX = 9.0, YMAX = 9.0,
MREG = 0, 14,13,14, 12, 21, 12, 0,
ZREG = 0.0,
      0.020, 0.560, 0.020, 0.19, 0.0193, 0.19,
      0.0189, 0.0200, 0.0202,
      0.0189, 0.0190, 0.0194, 0.0187,
      0.0180, 0.0179, 0.0182, 0.0176,
      0.0195, 0.0184, 0.0196, 0.0199,
      0.0195, 0.0184, 0.0196, 0.0199,
      0.0195, 0.0200, 0.0184, 0.0196, 0.0199, 0.0,&END
    
```

Nummer ESTEPE	Name des Mediums	FUNKT	ECUTI	PCUTI
MED 1 :	SI-ECUT=100KEV	11	0.611	0.010 0.01
MED 2 :	AIR-ECUT=100KEV	0	0.611	0.010 0.00
MED 3 :	PB-ECUT=500KEV	12	1.011	0.010 0.01
MED 4 :	PB-ECUT=100KEV	12	0.611	0.010 0.01
MED -5 :		0	1.500	0.001
MED -6 :		0	1.500	0.001
MED -7 :		0	1.500	0.001
MED -8 :		0	1.500	0.001
MED -9 :		0	1.500	0.001
MED -10 :		0	1.500	0.001

```

/** ----- *
/** Jede positive Mediumnummer ist gueltig und darf nur einmal *
/** vorkommen. Hieraus wird die Anzahl der verschiedenen Medien*
/** ermittelt, d.h. es duerfen keine Luecken in den Nummern *
/** bestehen - die Reihenfolge ist aber egal. *
/** (z.B. : MED = 1, -2, 3, 4, 2, -6, -7, -8, -9, -10) *
/** - - - - - *
/** ----- *
/** -----< Beschreibung der einzugebenden Groessen >----- *
/** ----- *
/** NSAND = Anzahl der Detektoreinheiten (maximal 25) *
/** *
/** RADIUS = Zylinder : Radius des Kalorimeters in cm *
/** bei Radius = 0 : unbeschraenkt *
/** XMAX = Quader : Kantenlaenge in x-Richtung (in cm) *
/** YMAX = Kantenlaenge in y-Richtung (in cm) *
/** ZREG = Dicken der Regionen in cm *
/** *
/** Dicken der Detektoren in cm *
/** 1 .. 4 : 0.0193 ,0.0189, 0.0200, 0.0202, ..'84*
/** 5 .. 9 : 0.0191, 0.0190, 0.0194, 0.0187, *
/** 9 .. 12 : 0.0180, 0.0179, 0.0182, 0.0176, *
/** *
/** 1 .. 4 : 0.0193 ,0.0189, 0.0200, 0.0202, 29.03.85*
/** 5 .. 9 : 0.0189, 0.0190, 0.0194, 0.0187, *
    
```

8.8. Anhang - Programmquellen

```
/**          9 .. 12 :  0.0180, 0.0179, 0.0182, 0.0176,          *
/**          13 .. 16 :  0.0195, 0.0184, 0.0196, 0.0199,          *
/**                                                  *
/**                                                  *
/** MREG      = xy : x = Sandwich-Code,                          *
/**                    Sandwich wiederholt sich NSAND mal        *
/**          0 = einmalige Region                                *
/**          1 = gehoert zum Sandwich, feste Dicke              *
/**          2 = gehoert zum Sandwich, individuelle Dicke       *
/**                    y = Material der Region : 0 = Vakuum      *
/**                                                  *
/** -----                                                  *
/** MAT 1 .. MAT 10  Namen der Medien                            *
/**                                                  *
/** FUNKT      = Funktionen der einzelnen Medien :              *
/**          0 = nichts besonderes                               *
/**          1 = Detektormaterial                               *
/**          2 = Schauermaterial                                *
/**                                                  *
/** ECUTI      = Abschneideenergien fuer Elektronen/Positronen  *
/** PCUTI      = Abschneideenergien fuer Photonen               *
/** -----                                                  *
```

Es ist allerdings anzumerken, daß dieses Beispiel lediglich die Möglichkeit verdeutlichen soll, wie der Benutzer erreichen kann, daß jeder Siliziumdetektor eines Sandwiches eine individuelle Dicke erhält. Bei den für diese Arbeit durchgeführten Simulationen wurde für jedes Sandwich eines Kalorimeters dieselbe Detektordicke (0.190 mm bzw. 0.260 mm) verwendet. Die Variable 'MREG' für die Detektoren wurde entsprechend auf '11' statt auf '21' gesetzt und die individuellen Detektordicken weggelassen.

8.8. Anhang - Programmquellen

8.8.4. Hauptprogramm (INIT)

Das folgende Hauptprogramm wurde erstellt zur Simulation eines elektromagnetischen Schauers in einem Kalorimeter, aufgebaut als Stack aus Scheiben, die parallel zur x-y-Ebene angeordnet sind und einen gemeinsamen Außenmantel besitzen, der zylindrisch oder quaderförmig sein kann.

Teil 1: Initialisierung

```
" ----- "
" 06/07/86      P140050.EGS.S(K#INIT7)      MORTRAN "
" ----- "
" Datum:      Aenderungen: "
" ----- "
"====> 07/07/88      Schalter IFORM fuer Wahl des Parameter- "
"                   formates aus P170060.EGS.S(K#INIT6) "
" 22/04/88      Verschiedene ESTEPE fuer versch. Medien "
" 08/12/87      Ausgabe: Ueberschrift und Runnummer "
" 29/10/87      Neue Variable in TRKOUT : CONTRK "
"                   .TRUE. - verbindet aufeinanderfolgende "
"                   Tracks (default) "
"                   .FALSE. - verbindet Tracks nicht "
" 22/10/87      Fuer jedes Medium kann die ESTEPE - "
"                   Beschraenkung eingeschaltet werden. "
"                   (War bisher fuer alle Medien ein Wert.) "
" ----- "
" 06/07/87      Berechnung der Laenge des Absorbermaterial "
"                   in Strahlungslaengen auch bei "
"                   verschiedenen Medien "
" 23/06/87      Ausgabe der Kalorimeter- und "
"                   Simulationsparameter "
" 22/06/87      Kalorimeter-Geometrie aus Datei einlesen "
" 12/05/87      Feld zum Speichern der Energiewerte: "
"                   ESUM ($MXREG, 5, 2) "
"                   ESUM (      i, j, k) "
"                   i = Regionsnummer "
"                   j = 1 : dep. Energie ohne gestoppte Teilch. "
"                   2 : dep. Energie durch gestoppte Teilch. "
"                   3 : dep. Energie durch dx * dE/dx "
"                   4 :      frei "
"                   5 :      frei "
"                   k = 1 : Einzelschauer, 2 : Summe ueber alle "
" 23/04/87      Alle Materialien gleichberechtigt "
" 10/04/87      Erweiterung : max. 10 Materialien "
"                   max. 50 Siliziumscheiben "
" 24/09/86      Auslagern      : KAMAKE      (Kalorimeter "
"                   zusammenstellen) "
" 22/09/86      Einbau      : HDOUT      (Überschrift) "
"*****"

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

"*      Programm, um elektromagnetische Schauer          *"
"*      in einem Kalorimeter zu simulieren              *"
"*      -----"
"*      Teil A) : Initialisierung                        *"
"*****"
"-----      User-Macros :   siehe EGS.S(UMACRO)      -----"
"*****"
" --- COMMON-Vereinbarungen in Member E#MACRO (EGS) ---"
;COMIN/BOUNDS,EGSERR,EGSPRF,EPCONT,MEDIA,MISC,RANDOM,USEFUL/;
;COMIN/PASSIT,LINES,TOTALS/;

" --- Speicher fuer Track-Informationen --- "
INTEGER KOHCA(1); INTEGER*2 KOHCA2; LOGICAL CONTRK;
COMMON /TRKOUT/ ITLUND,NSTPHC,KOHCA2(10000),CONTRK;
EQUIVALENCE (KOHCA2(1),KOHCA(1));

"--- EGS-Macro (z.Zt. DOUBLE PRECISION) : ---"
$ENERGY PRECISION EI,EKIN,TOTKE,ETOT,EMAT,ELOST,EUCUT;

" --- Variablen fuer Materialien (Name, ESTEPE, ...),
      Funktionen der Mat. (Absorber, Detektor)

      Maximalwerte: 10 versch. Materialien
                    50 Detektorschichten,
                    200 Schichten insgesamt   --- "
INTEGER      TEMP(24,10),MREG(200),FUNKT(10),FU(10),
              FUNK1(10);

REAL         ZREG(200),ZSILI(50), ECUTI(10), PCUTI(10),
              EC(10),      PC(10),
              ESTEPE(10), ESTEP1(10),
              ZMAT(10), ZMATS, ZMATR;

REAL         EX1, EX2, EX3, EX4, EX5;

" --- Steuerparameter --- "
INTEGER      PRTFL1(10) /10*0/;
INTEGER      IMAT(10), ITEST, NSAND, TRACK, IPARA, IFORM;

" --- Ueberschriften, Uhrzeit, Laufzeit --- "
LOGICAL * 1 DATLO(8), HEAD1(65), HEAD2(65);
INTEGER      RTIME, TIME0, TIME1, TIMEA, TIMEE, TIMES,
              JTIME, JSTD, JMIN, JSEC,
              JJMIN, JJSEC, JJTIME, KTIME;
INTEGER      MEDNUM, FISHO, NOSHO, IFPRT, K29;
REAL * 8     DATUM;
REAL         GTIME, TINI, TSIM, TSMID, TSMAX, TSGEV;
REAL         E1, E2, E3, E4, ESIMRK,
              PRNT7, PRNT8, PRNT7I, PRNT7P, PRNT8P;
"-----"
EQUIVALENCE (DATUM,DATLO);

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```
" --- Eingabelisten --- "
NAMELIST /INLIST/TRACK,IXX,GTIME,NORUN,NPRSET,
          ITEST, IPARA, IFORM, EEI,IQI,XI,YI,ZI,UI,VI,WI,
          NESTEP, CONTRK;
NAMELIST /KALIST/NSAND,
          RADIUS, XMAX,YMAX, ZREG, MREG;
NAMELIST /PRLIST/IFPRT,FISHO,NOSHO,PRTFL1;
"-----"
DATA ZREG,MREG /200*0.0,200*99/;
"-----"
"--- FORMAT STATEMENTS FOR JCL-INPUT ---"
:AFORM:FORMAT(3X,I4,3X,24A1,I4,F10.3,F10.3,F8.4);
"-----"
"--- Bedeutung der Eingabe-Variablen
-----
--- Steuerparameter:

IFORM =   Formatiert schreiben 1=ja(default) / 0=nein
TRACK  =   Track-Ausgaben (fuer Zeichnung) 1=ja / 0=nein
IXX    =   Erste Zufallszahl (0 = wird selbst bestimmt)
GTIME  =   CPU-Zeit fuer den Job           (min.sec)
NORUN  =   Nummer des Runs
NPRSET =   Anzahl der zu simulierenden Schauer
ITEST  =   Testausgaben - (0=aus / 1=ein)
IPARA  =   Parameter - (0 = normale Simulation)
          (1 = nur Parameterdatei erzeugen)
NSAND  =   Anzahl der Sandwich-Einheiten

CONTRK =   Verbindet aufeinanderfolgende Tracks
          .TRUE. - ja (default)
          .FALSE. - nein

--- Parameter des einfliegenden Teilchens:

EEI    =   Energie in MeV
IQI    =   Ladung (-1,0,1)
XI,YI,ZI =   Startkoordinaten
UI,VI,WI =   COSINES OF ANGLES

--- Geometrie und Materialeigenschaften:

      Es wird jeweils von einer Geometrie
      symmetrisch zur z-Achse ausgegangen

RADIUS =   Radius des Stacks in cm
          die Vorgabe des Radius hat Vorrang !

XMAX   =   Kantenlaenge des Stacks in x-Richtung in cm
YMAX   =   Kantenlaenge des Stacks in y-Richtung in cm
(RADIUS muss auf 0.0 gesetzt werden,
 wird umgerechnet zu +/- XMAX/2 und +/- YMAX/2)
```


8.8. Anhang - Programmquellen

```

IF (RADIUS(1) .EQ. 0.0)
  <" Umrechnung: Kantenlaenge in +/- Maximalwert "
  XMAX = XMAX/2.; YMAX = YMAX/2.;>
ELSE
  <XMAX = 0.0; YMAX = 0.0; >
"-----"
"----- Schritt 1. Initialisierung fuer HATCH -----"
"-----"
NMED = 0;
  " Kommentare weglesen : " READ(7); READ(7); READ(7);

"--- Materialnamen und -parameter einlesen --- "
DO J=1,10
  <READ (7,:AFORM:) MEDNUM, (TEMP(I,J),I=1,24),
  FU(J), EC(J), PC(J), ESTEP1(J);
  IF (MEDNUM.GT.0)
    <NMED = NMED+1;
    DO I=1,24 <MEDIA(I,MEDNUM) = TEMP(I,J);>
      ESTEPE(MEDNUM) = ESTEP1(J);
      FUNKT (MEDNUM) = FU(J);
      FUNK1 (MEDNUM) = MOD (FU(J),10);
      ECUTI (MEDNUM) = EC(J);
      PCUTI (MEDNUM) = PC(J);
    IF (FUNK1(MEDNUM) .EQ. 1) <ISIDET = MEDNUM;> >
  >
"-----"
" --- Ueberschrift ausgeben --- "
%F
  IF (IPARA.EQ.0) THEN
    WRITE (6,('1 ',65A1 )) HEAD1
    WRITE (6,( 5X, 65A1 )) HEAD2
    WRITE (6,(/5X,A,I4/)) 'Nummer des Runs :',NORUN
  END IF
%M
"-----"
"----- Schritt 2. Initialisierung fuer HOWFAR -----"
"-----"

"--- Aufbau des Kalorimeters --- "
CALL KAMAKE (NSAND, MREG, ZREG, FUNK1,
            ZMAT, IMAT, ZSILI, TRACK);

"-----"
"--- Setzen der Abschneideenergien in den Regionen ----"
DO I=1,NSLABS
  <IF (MED(I).NE.0)
    <ECUT(I) = ECUTI(MED(I)); PCUT(I) = PCUTI(MED(I));>>

DUNIT=1; " --- Laengeneinheit ist cm --- "
"-----"

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

"----- Schritt 3. HATCH-Aufruf -----"
"-----"
IF (IPARA.NE.0) <CALL HDOUT (6,DATUM,NORUN,HEAD1,HEAD2);>
CALL HATCH;

IF (NESTEP.NE.0) " --- ESTEPE - Beschraenkung --- "
  <DO I=1,NMED
    < IF (FUNKT(I).GE.10)
      <CALL FIXTMX(ESTEPE(I),I); " TMXS - Korrektur ">
    >
  >
"-----"
"--- Korrektur der Abschneideenergien in den Regionen ---"
DO I=1,NSLABS
  <IF (MED(I).NE.0)
    <ECUTI(MED(I)) = ECUT(I); PCUTI(MED(I)) = PCUT(I);>>
"-----"
" --- Ausgabe in Parameterdatei
  wird fuer Auswertung gelesen --- "

  K29 = 29;

" Formatiert schreiben (KOPIERT von M.Eberle) "
  IF IFORM .EQ. 1 <
%F
C -----"
  WRITE (K29,'(//5X,65A1)') HEAD1
  WRITE (K29,'( 5X,65A1)') HEAD2
  WRITE (K29,'(/ 5X,
& ' ' IXX0 NORUN NPRSET NESTEP ' '))
  WRITE (K29,'( 5X,5I9)') IXX0,NORUN, NPRSET,NESTEP
C WRITE (K29,'(/ 5X,' ' E(i), ESTEPE : ' ',2F9.3)')
& EEI,ESTEPE
  WRITE (K29,'(/ 5X,' ' E(i) : ' ',F9.3)') EEI
  WRITE (K29,'( 5X,' ' ESTEPE(Medium) : ' '))
  WRITE (K29,'( 5X,10F7.4)') ESTEPE
  WRITE (K29,'( 5X,' ' x(i),y(i),z(i) : ' ',3F9.3)')
& XI,YI,ZI
  WRITE (K29,'( 5X,' ' u(i),v(i),w(i) : ' ',3F9.3)')
& UI,VI,WI
C
  WRITE (K29,'(/ 5X,' ' Sandwiches, Scheiben, Medien ' '))
  WRITE (K29,'( 5X,3I9/ )') NSAND,NSLABS, NMED
C
  WRITE (K29,'(5X,I5,2X,24A1,5X,I4,F10.3,F10.3)')
& (J, (MEDIA(I,J),I=1,24),
& FUNKT(J) , ECUTI(J) , PCUTI(J),J=1,NMED)
C
  WRITE (K29,'(/ 5X,' ' Radius, xmax,ymax : ' ',3F9.3)')
& RADIUS,XMAX,YMAX
C
  WRITE (K29,'(5X,I4,4X,F9.4,I9,F9.4)')
& (I, ZBORD(I),MED(I),ECUT(I),I=1,NSLABS)
C-----"

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

%M
"IF (IPARA.NE.0) <WRITE(K29,'(5X,I9)') NPRSET; STOP;> "
      >
      ELSE      < " --- unformatiert schreiben --- "
WRITE (K29)  HEAD1;
WRITE (K29)  HEAD2;
WRITE (K29)  IXX0,NORUN,  NPRSET,NESTEP;
WRITE (K29)  EEI, ESTEPE;
WRITE (K29)  XI,YI,ZI;
WRITE (K29)  UI,VI,WI;

WRITE (K29)  NSAND,NSLABS, NMED;
WRITE (K29)  (J, (MEDIA(I,J),I=1,24),
              FUNKT(J) , ECUTI(J), PCUTI(J),J=1,NMED);
WRITE (K29)  RADIUS,XMAX,YMAX;
WRITE (K29)  (I, ZBORD(I), MED(I), ECUT(I), I=1,NSLABS);
IF (IPARA.NE.0) <WRITE(K29) NPRSET; STOP;>
      >
"-----"
"----- Schritt 5. Initialisierung fuer AUSGAB -----"
"--- Set flags for AUSGAB
      B = BEFORE , A = AFTER ---"

IAUSFL($TRANAUSA+1) = 0;  " PARTICLE HAS BEEN TRANSPORTED "
IAUSFL($BREMAUSB+1) = 1;  " BREMSSTRAHLUNG "
IAUSFL($BREMAUSA+1) = 0;
IAUSFL($MOLLAUSB+1) = 1;  " MOLLER INTERACTION "
IAUSFL($MOLLAUSA+1) = 0;
IAUSFL($BHABAUSB+1) = 1;  " BHABHA INTERACTION "
IAUSFL($BHABAUSA+1) = 0;
IAUSFL($ANNIHFAUSB+1) = 1;  " ANNIHILATION IN FLIGHT "
IAUSFL($ANNIHFAUSA+1) = 0;
IAUSFL($ANNIHRAUSA+1) = 1;  " ANNIHILATION AT REST "
IAUSFL($PAIRAUSB+1) = 1;  " PAIR PRODUCTION "
IAUSFL($PAIRAUSA+1) = 0;
IAUSFL($COMPAUSB+1) = 1;  " COMPTON INTERACTION "
IAUSFL($COMPAUSA+1) = 0;
IAUSFL($PHOTOAUSB+1) = 1;  " PHOTOELECTRIC INTERACTION "
IAUSFL($PHOTOAUSA+1) = 0;
IAUSFL($RAYLAUSB+1) = 0;  " RAYLEIGH SCATTERING "
IAUSFL($RAYLAUSA+1) = 0;
IAUSFL($SAVEDDX+1) = 1;  " SAVE DEDX * STEP "
IAUSFL($PART-IN-NEW-MED+1) = 1;
"-----"

"--- Vorbelegen der Energie-Speicher ---"
DO I=1,$MXREG <ESUM (I,1,2) = 0.D0;      ESUM (I,2,2) = 0.D0;
              ESUM (I,3,2) = 0.D0;      ESUM (I,4,2) = 0.D0;
              ESUM (I,5,2) = 0.D0;>

DO I=1,10      <NDIERR(I) = 0;>

NDEST = 10;    " Nummer des Kanals fuer Ergebnis-Ausgaben "
NLINES = 0;    " Zaehler fuer Ausgabezeilen Kontrollbogen "

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```
NWRITE = 50;      " Anzahl der Ausgabezeilen Kontrollbogen      "  
"-----"  
"-- Schritt 6. Parameter fuer einfliegendes Teilchen setzen --"  
"-----"  
EI = DBLE(EEI);      " Einschussenergie (total) in MeV      "  
PEEI = EI;      " Totale Energie in DOUBLE PRECISION fuer AUSGAB"  
EKIN = EI-PRM;      " kinetische Energie - PRM ist Ruhemasse      "  
IRI = 2;      " Eingeschossenes Teilchen beginnt in Region 2"  
      " = erstes echtes Material im Kalorimeter      "  
WTI = 1.0;      " WEIGHT FACTOR - NOT USED IN CALCULATION,      "  
      " BUT IS A PARAMETER IN SUBROUTINE SHOWER;      "  
      " HENCE DEFINE AS UNITY      "  
NCASES = 0;      " Event-Zaehler zuruecksetzen      "  
ICODE = -1;      " Ausgabeparameter um das eingeschossene      "  
      " Teilchen zu markieren      "  
"-----"  
" --- Kontrollausgabe: --- "  
  
      WRITE (6, '(/5X, '' NSAND = '',I5/  
      5X, '' NSLABS = '',I5/  
      5X, '' MXREG = '',I5/)' ) NSAND, NSLABS, $MXREG;  
  
"===== Fortsetzung : EGS.S(K#MAIN) ====="  
" vvvvvvvvvvvv "
```

8.8. Anhang - Programmquellen

8.8.5. Hauptprogramm (MAIN)

Teil 2: Aufruf des Simulationsprogramms (in einer Schleife über alle Ereignisse)

```
*****
"      11/06/87          EGS.S(K#MAIN2)          MORTRAN  "
" ----- "
"      22/09/86          Einbau : HDOUT          "
"      11/06/87          Aufrufe von TRKTAP      "
*****
"*      Programm, um elektromagnetischen Schauer  *"
"*      in Kalorimeter zu simulieren            *"
"* ----- *"
"*      Teil B) : Aufrufe der Simulationen        *"
*****
"      ^^^^^^^^^^^^
"===== Fortsetzung : EGS.S(K#INIT) ====="

" --- Fuer die Laufzeitkontrolle: JOB-Zeit --- "
JJMIN  = INT(GTIME);           " in min      "
JJSEC  = INT( (GTIME-FLOAT(JJMIN)) * 100.);    " in sec   "
JJTIME = JJMIN*60 + JJSEC;     " in sec   "

" --- Korrektur JOB-Zeit => Zeit fuer GO-STEP --- "
KTIME  = JJTIME - 22;         " 22 sec fuer steps : MO,FO,LKED "
KTIME  = KTIME - 1;          " 1 sec fuer Rest vom Job      "

IFULL  = 99; CALL TRKTAP (IFULL); " Zaehler zuruecksetzen "
MXTIMS = 0;

"----- STEP 7. SHOWER-CALL -----"
CALL HDOUT (NDEST,DATUM,NORUN,HEAD1,HEAD2);
OUT(UNIT NDEST); (' Kontrollbogen :',
  //,9X,'E',7X,'x',6X,'y',6X,
  'RAD',5X,'z',8X,'u',6X,'v',6X,'w',4X,'IQ',1X,'IR',1X,'IC');
CALL CLOCKM (TIME1); " GO-Zeit fuer Initialisierung "

"-----"
" --- Anfang der SHOWER-CALL LOOP --- "

:SHOWERCALL:
CALL CLOCKM (TIMEA); " Zeit zu Beginn eines Schauers"

"--- Kontrollbogen fuer die ersten Schauer ---"
IF (NLines.LT.NWRITE)
  <RADPAR = SQRT(XI*XI+YI*YI);
  OUT(UNIT NDEST) EI,XI,YI,RADPAR,ZI,UI,VI,WI,IQI,IRI,ICODE;
  (//,6X,F8.0,2F7.2,F8.3,4F7.2,2X,3I3);
  NLines = NLines+1;>
```

8.8. Anhang - Programmquellen

```
" --- Energiespeicher fuer Events zuruecksetzen --- "  
DO IH=1,$MXREG <ESUM (IH,1,1) = 0.0D0; ESUM (IH,2,1) = 0.0D0;  
ESUM (IH,3,1) = 0.0D0; ESUM (IH,4,1) = 0.0D0;  
ESUM (IH,5,1) = 0.0D0;>  
  
" ----- "  
" --- Der eigentliche Aufruf des Simulationsprogramms --- "  
CALL SHOWER(IQI,EI,XI,YI,ZI,UI,VI,WI,IRI,WTI);  
  
" ----- "  
IFULL = 0; CALL TRKTAP (IFULL); " Schauer rausschreiben "  
NCASES = NCASES+1; " Anzahl simulierter Ereignisse "  
  
CALL CLOCKM (TIMEE); " Zeit am Ende des Schauers (ms) "  
TIMES = TIMEE-TIMEA; " Zeit fuer letzten Schauer (ms) "  
  
" --- Kontrollausgabe fuer die ersten 10 Events: --- "  
IF (ITEST.EQ.1 .OR. NCASES.LE.10)  
  <OUTPUT NCASES, TIMEE/1000, TIMES;  
    (5X,'Event No. ',I5,' : ',I7,' sec, ',I7,' ms');>  
  
"--- Hier koennte eine Auswertung  
nach jedem Schauer erfolgen ... ----"  
  
" --- Maximale Zeit fuer einen Schauer --- "  
IF (TIMES .GT. MXTIMS) <MXTIMS = TIMES;>  
  
" --- Kann oder muss noch ein Schauer gerechnet werden ? ---"  
IF ((TIMEE+MXTIMS)/1000. .GE. KTIME) <GOTO :EXIT:;>  
IF (NCASES .EQ. NPRSET) <GOTO :EXIT:;>  
  
GOTO :SHOWERCALL:; " --- Schleife --- "  
  
" --- Ende der SHOWER-CALL LOOP --- "  
"-----"  
:EXIT:  
"===== Fortsetzung : EGS.S(K#RESU) ===== "  
" vvvvvvvvvvvv "
```

8.8. Anhang - Programmquellen

8.8.6. Hauptprogramm (RESU)

Teil 3: Kurze Auswertung, Ausgabe von Tabellen

```
*****"
"      06/07/87                EGS.S(K#RESU5)                MORTRAN  "
" -----"
"==> 22/04/88   Verschiedene ESTEPE fuer verschieden Medien  "
"      18/02/88   NOSCAT wird auf IERR(50) uebertragen      "
"      24/06/87   Ausgaben auf Kanal 29 (Eingabeparameter)  "
"                Ausgaben auf Kanal 29 (Ergebnisse)       "
"      13/04/87   Erweiterung : 10 Materialien              "
"      15/04/87   Voellige Umstrukturierung                 "
"      22/09/86   Einbau      : HDOUT                       "
*****"
"*      Programm, um elektromagnetische Schauer             *"
"*                in Kalorimeter zu simulieren             *"
"* -----"
"*      Teil C) : Auswertung                                *"
*****"
"                ^^^^^^^^^^^"
"===== Fortsetzung : EGS.S(K#MAIN) ====="
FCASES = FLOAT(NCASES); " --- Zum rechnen "
TOTKE  = EKIN;          " --- Totale eingesch. kin. Energie "
ZLEN   = ZBORD(NSLABS); " --- Laenge des Kalorimeters  "
"=====
"                IE = 2*(NSLABS+1);
DO I=1,IE
  <ESUM (I,1,2) = ESUM (I,1,2) / FCASES;
    ESUM (I,2,2) = ESUM (I,2,2) / FCASES;
    ESUM (I,3,2) = ESUM (I,3,2) / FCASES;
    ESUM (I,4,2) = ESUM (I,4,2) / FCASES;
    ESUM (I,5,2) = ESUM (I,5,2) / FCASES;>
"=====
" Unformatiertes schreiben                wichtig fuer Einlesen !!! "
WRITE (K29) NCASES;                        " INTEGER                : NCASES, IE "
WRITE (K29) IE,TOTKE;                      " DOUBLE PRECISION : TOTKE, ESUM "
WRITE (K29) ((ESUM(I,I1,2),I=1,IE),I1=1,5);
"=====
ETOT = 0.D0;  EMAT = 0.D0;  ELOST = 0.D0;  EUCUT = 0.D0;
```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

DO I=1,NMED <
"--- Blatt 1 fuer jedes Medium : -----"

CALL HDOUT (NDEST,DATUM,NORUN,HEAD1,HEAD2);

OUT(UNIT NDEST) I;
(' ',5X,
 'Zusammenfassung der deponierten Energien im Medium ',I3/
 ', ',5X,
 '-----');

OUT(UNIT NDEST) (MEDIA(J,I),J=1,24);
(10X,'Medium : ',24A1);

OUT(UNIT NDEST) ECUTI(I) ,PCUTI(I);
(/' ',5X,'ECUT = ',F10.3,' MeV'/,
 ', ',5X,'PCUT = ',F10.3,' MeV'/);

IF (FUNK1(I).EQ.1) <
OUT(UNIT NDEST);
(' ',,' Det.# Dicke : (I) Deponierte Energie',4X,
 '! ',2X,'(II) Von e-,e+ mit E < ECUT');>
ELSE <
OUT(UNIT NDEST);
(' ',,' Region Dicke : (I) Deponierte Energie',4X,
 '! ',3X,'(II) Von e-,e+ mit E < ECUT');>

OUT(UNIT NDEST);
(' ',,' (cm) : % von TOTKE !',
 4X,' % von (I)');
OUT(UNIT NDEST);
(' ',2X,'-----+-----',
 '---+-----');
"--- Energie, die in jeder Region deponiert wurde
 berechnen und ausdrucken ----"
PRNT7 = 0.0; PRNT8 = 0.0;

NSL=0;

DO IE=2,NSLABS < "--- Schleife ueber alle Scheiben : ---"
IF (MED(IE).EQ.I)
<
ILOST=IE+NSLABS+1;
"--- Summen der Energien - in jeder Region deponiert,
 - aus jeder Region verloren,
 - im Material insgesamt deponiert ---"

E1 = ESUM (IE, 1,2); " deponiert "
E2 = ESUM (ILOST,1,2); " Verlust "
E3 = ESUM (IE, 2,2); " unter ECUT "

ETOT = ETOT +E1+E2+E3;
EMAT = EMAT +E1+ E3;
PRNT7 = PRNT7+E1+ E3;
EUCUT = EUCUT+ E3;

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

PRNT8 = PRNT8+      E3;
ELOST = ELOST+     E2;

PRNT1 =      E1      ;
PRNT2 =      (E1+   E3);
PRNT4 =      E3      ;

      "--- Anteil in jeder Region in % ---"
IF ((E1+E3) .NE. 0.0)
      <PRNT4P = 100.D0 * E3 / (E1+E3);>
ELSE <PRNT4P = 0.0;>
PRNT2P = 100.D0 * (E1+E3) / TOTKE;

NSL = NSL+1;  FIE = FLOAT(NSL);   " Scheiben-Nummer "

IF (FUNK1(MED(IE)).EQ.1)
  <OUT(UNIT NDEST)
      NSL, ZSILI(NSL), PRNT2, PRNT2P, PRNT4, PRNT4P;
      (' ',2X,I3,3X,F6.4,' : ',F10.5,' MeV = ',F6.3,' % ! - ',
      F10.5,' MeV = ',F5.2,' %');>
ELSE
  <Z = ZBORD(IE)-ZBORD(IE-1);
      OUT(UNIT NDEST) IE, Z, PRNT2, PRNT2P, PRNT4, PRNT4P;
      (' ',2X,I3,3X,F6.4,' : ',F10.5,' MeV = ',F6.3,' % ! - ',
      F10.5,' MeV = ',F6.3,' %');>
>>

PRNT7P = 100.D0 * PRNT7 / TOTKE;
IF (PRNT7.NE.0.0) <PRNT8P = 100.D0 * PRNT8 / PRNT7;>
ELSE <PRNT8P = 0.D0;>
PRNT7I = PRNT7;

OUT(UNIT NDEST)      PRNT7, PRNT7P, PRNT8, PRNT8P;
('
  '   Summe          : ',F10.5,' MeV = ',F6.3,' % ! - ',
                    F10.5,' MeV = ',F6.3,' %');

OUT(UNIT NDEST);
(/,' ',15X,': (III) Radialer Verlust ',2X,'!',
  4X,'      dE/dx * step');

OUT(UNIT NDEST);
(' ',15X,':          % von TOTKE !',
  4X,'          % von (I)');

OUT(UNIT NDEST);
(' ',2X,'-----+-----',
  '-----+-----');

NSL=0;
PRNT7 = 0.0;  PRNT8 = 0.0;

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

DO IE=2,NSLABS < "---- Schleife ueber alle Medien : ----"
IF (MED(IE).EQ.I)
  <ILOST=IE+NSLABS+1;
      E1          = ESUM  (IE,  1,2);  " deponiert  "
      E2          = ESUM  (ILOST,1,2); " Verlust    "
      E3          = ESUM  (IE,  3,2);  " dx * dE/dx "
      E4          = ESUM  (IE,  2,2);  " unter ECUT "

  PRNT7 = PRNT7+  E2;
  PRNT8 = PRNT8+  E3;

  PRNTLO =          E2  ;          " radiale Verluste  "
  PRNT3  =          E3  ;          " DEDX * STEP      "

  NSL=NSL+1;      FIE = FLOAT(NSL); " Nummer der Scheibe "

  IF ((E1+E4) .NE. 0.0)
    <PRNT3P = 100.D0 * E3 / (E1+E4);>
  ELSE <PRNT3P = 0.0;>
  PRNTLP = 100.D0 * E2 / TOTKE;
  OUT(UNIT NDEST) IE,PRNTLO,PRNTLP,PRNT3,PRNT3P;
    (' ',2X,I3,9X,      ' : ',F10.5,' MeV = ',F6.3,' % ! ',
      F10.5,' MeV = ',F6.2,' %');>>

  PRNT7P = 100.D0 * PRNT7 / TOTKE;
  IF (PRNT7I.NE.0.0) <PRNT8P = 100.D0 * PRNT8 / PRNT7I;>
  ELSE <PRNT8P = 0.D0;>

  OUT(UNIT NDEST)      PRNT7, PRNT7P, PRNT8, PRNT8P;
    ('      :          ! //
    '  Summe : ',F10.5,' MeV = ',F6.3,' % ! ',
      F10.5,' MeV = ',F6.2,' %');

  > " Ende DO-Loop ueber alle Medien "
"=====
"--- Blatt 2 : -----"

CALL HDOUT (NDEST,DATUM,NORUN,HEAD1,HEAD2);
OUT(UNIT NDEST) JSTD,JMIN,JSEC;
(' ',5X,I2.2,'.',I2.2,'.',I2.2/
 ' ',5X,'-----',/);

OUT(UNIT NDEST) EI;
(' ',5X,'Tot. Energie des einf. Teilchens = ',F10.3,' MeV//);

DO I=1,NMED
  <OUT(UNIT NDEST) I, (MEDIA(J,I),J=1,24),
  ECUTI(I),FUNKT(I),PCUTI(I);
  (6X,I3,'. Medium : ',24A1,' - ECUT = ',F7.3,' MeV',I5/
  9X, ' ',24X,' PCUT = ',F7.3,' MeV');

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

OUT(UNIT NDEST); (' ');
IF (FUNKT(I).GT.10)
  <ESTEPE(I)=ESTEPE(I)*100.;
  OUT(UNIT NDEST) ESTEPE(I);
  (' ',5X,'ESTEPE' = ',F10.3,' %');
  >
ELSE
  <OUT(UNIT NDEST);
  (' ',5X,'Keine Beschraenkung durch ESTEPE');>
  >

OUT(UNIT NDEST) NSAND;
  (//',5X,'Anzahl der Detektoreinheiten = ',I2);

ZMATS = 0.0; ZMATR = 0.0;
DO I=1,10 <IF (IMAT(I).NE.0)
  <ZMATS = ZMATS + ZMAT(I);
  ZMATR = ZMATR + ZMAT(I)/RLC(IMAT(I));>>

IF (ZMATS.NE.0.0)
  <OUT(UNIT NDEST) ZMATS;
  (' ',5X,'Dicke des Schauer - Materials = ',F6.4,' cm');

  OUT(UNIT NDEST) ZMATR;
  (' ',5X,' = ',
  F6.4,' Strahlungslaengen',/);>
ELSE <OUT(UNIT NDEST);
  (' ',5X,'Individuelle Dicken des Schauer - Materials',/);>

OUT(UNIT NDEST) ZLEN;
  (' ',5X,'Totale Laenge des Zylinders = ',F6.3,' cm');

IF (RADIUS(1).NE.0.0)
  <OUT(UNIT NDEST) RADIUS(1);
  (' ',5X,'Radius des Zylinders = ',F6.3,' cm',/);>
ELSEIF (XMAX.NE.0.0 .OR. YMAX.NE.0.0)
  <OUT(UNIT NDEST) XMAX,YMAX;
  (' ',5X,'Halbe Kantenlaenge in x-Richtung = ',F6.3,' cm',/,
  ' ',5X,'Halbe Kantenlaenge in y-Richtung = ',F6.3,' cm',/);>
ELSE
  <OUT(UNIT NDEST);
  (' ',5X,'In x- und y-Richtung unbeschraenkt',/);>

OUT(UNIT NDEST) NCASES,IXX0;
  (' ',5X,'Anzahl der Schauer = ',I5,/,
  ' ',5X,'Erste Zufallszahl = ',I12,//);

"=====
EMATP = 100.*EMAT /TOTKE;      ELOSTP = 100.*ELOST/TOTKE;
                                EUCTP  = 100.*EUCUT/TOTKE;

OUT(UNIT NDEST) EMAT,EMATP;
  (' ',7X,'Im Material : ',F8.3,' MeV = ',F8.3,' %');
OUT(UNIT NDEST) EUCUT,EUCTP;
  (' ',7X,'e-, e+ mit E < ECUT : ',F8.3,' MeV = ',F8.3,' %');

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

OUT(UNIT NDEST) ELOST,ELOSTP;
(//,' ',7X,'Radiale Verluste      : ',F8.3,' MeV = ',F8.3,' %');

"-----"
" Unformatiertes schreiben          wichtig fuer Einlesen !!! "
" Inzwischen geaendert: auch formatiertes Schreiben          "

WRITE (K29) EMAT,EUCUT,ELOST;          " DOUBLE PRECISION          "
"=====

"--- IE=1 : Vakuum vor Kalorimeter (Rueckstreuung) ---"
E1      = ESUM (1,1,2);
PRNT1   = E1;
ETOT    = ETOT+E1;          PRNT1P = 100.D0 * E1 / TOTKE;
OUT(UNIT NDEST) PRNT1, PRNT1P;
(//,' ',7X,'Rueckstreuung      : ',F8.3,' MeV = ',F8.3,' %');

"--- Vakuum nach Kalorimeter ---"
NVAC=NSLABS+1;
E1      = ESUM (NVAC,1,2);
PRNT1   = E1;
ETOT    = ETOT+E1;          PRNT1P = 100.D0 * E1 / TOTKE;
WRITE (9,:HFORM2:) PRNT1;          " Longitud. Verluste "
OUT(UNIT NDEST) PRNT1, PRNT1P;
( ' ',7X,'Longit. Verluste      : ',F8.3,' MeV = ',F8.3,' %');

ETOT = 100.* ETOT/TOTKE; " Der gesamte verfolgte Energieanteil "

OUT(UNIT NDEST) ETOT;
(///,' ',7X,'Verfolgter Anteil der Energie   =' ,G15.7,' %',///);
"-----"
TINI    = FLOAT(TIME1)          / 1000.;
TSIM    = FLOAT(TIMEE-TIME1)    / 1000.;
TSMID   = TSIM / FCASES;
TSGEV   = 1000. * TSMID         / EEI;
TSMAX   = FLOAT(MXTIMS)        / 1000.;

OUT(UNIT NDEST) TINI, TSIM, TSMID, TSGEV, TSMAX;
(' ',5X,'Zeit fuer Initialisierung          : ',F8.2,' sec'/
 ' ',5X,'Zeit fuer alle Schauer             : ',F8.2,' sec'/
 ' ',5X,'Zeit fuer einen Schauer im Mittel : ',F8.2,' sec'/
 ' ',5X,'Zeit fuer einen Schauer pro GeV   : ',F8.2,' sec'/
 ' ',5X,'Zeit fuer einen Schauer maximal   : ',F8.2,' sec');
"=====

"--- Blatt 5 : -----"
" Ueberschrift "
CALL HDOUT (NDEST,DATUM,NORUN,HEAD1,HEAD2);

IERR(50) = NOSCAT;          " NOSCAT = Zaehler(50) "
CALL ERROUT (NDEST);       " Ausgabe der Zaehler "
"=====

STOP;
END;

```

8.8. Anhang - Programmquellen

8.8.7. Macro-Definitionen

Macrodefinitionen des Benutzers für die Programme:

```
"      12/05/87          P140050.EGS.S(UMACRO)          MORTRAN  "
"%N          NO MORTRAN-LISTING  "
"*****"
"*          User - Macro - Definitons          *"
"*          *"
"*      15/04/87          COMMON PASSIT erweitert          *"
"*      12/05/87          MXREG = 1000          *"
"*          ESUM          ($MXREG,5,2)          *"
"*****"
"-----          User-over-ride-of-EGS-macros  -----"

" Ueberschreiben der maximalen Anzahl der Regionen
          = ((NSANDMAX-1)*4+6)*2 = ((25-1)*4+6)*2
          = ( 96 + 6 ) * 2          = 102 * 2 = 204  "

" ACHTUNG !!! Bei Aenderung dieses Parameters
          kann nicht die vorhandene
          EGS-Bibliothek verwendet werden !!!!  "

%'$MXREG'='1000'
"*****"
"-----          Eigene COMMON-Bereiche          -----"

%' ;COMIN/PASSIT/;'=' ;COMMON/PASSIT/ZBORD(200) ,
          RADIUS(1) ,XMAX,YMAX,NSLABS,ISIDET;'

"--- Fuer Testausgaben
          und Zaehler fuer Fehler in HOWFAR (rudimentaer)---"

%' ;COMIN/LINES/;'=' ;COMMON/LINES/NLINES,NWRITE,
          LTFLAG,NZFLAG,NDIERR(10) ;'

"--- Speicher fuer die Energiedepositionen
          und Test der Energieerhaltung          ----"

%' ;COMIN/TOTALS/;'=' ;COMMON/TOTALS/ILAND, PEEI,
          NVERL, EEC, NBRE,
          ESUM($MXREG,5,2);
          REAL          NVERL, EEC;
          $ENERGY PRECISION PEEI, ESUM;'

"*****"
"-----          Macro fuer formatierte Textausgabe          -----"

%' ;OUT(UNIT#)#;'=' ;@LG@LS1WRITE(#1,@LC10)#2;@LC10FORMAT@LU1'
"*****"
```

8.8. Anhang - Programmquellen

8.8.8. Unterprogramm KAMAKE

Unterprogramm **KAMAKE** (Kalorimeter aus Sandwich-Einheiten zusammensetzen):

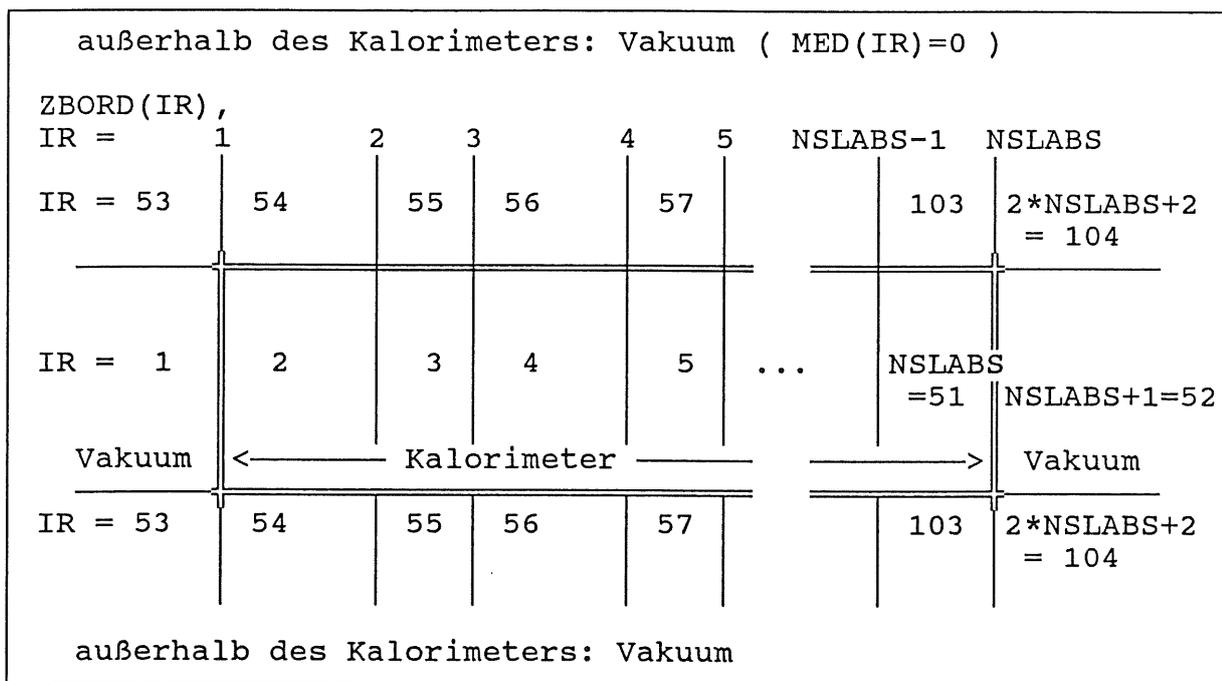
Definition eines Kalorimeters (Beispiel: NSLABS=51):

IR ist der Index der Region:

Medium = MED(IR)
 Abschneideenergie = ECUT(IR)
 Grenze in der x-y-Ebene = ZBORD(IR)

ZBORD (1) = 0.0

ZBORD (NSLABS) = Gesamtlänge des Kalorimeters



Die ('deponierten') Energien werden im Beispiel in folgenden Regionen registriert:

Verluste nach vorn : Region = 1
 im Kalorimeter
 deponierte Energie : Region = IR = 2 .. 51
 longitudinale Verluste : Region = NSLABS + 1 = 52
 radiale Verluste aus IR: Region = IR + NSLABS + 1 = 54 .. 103

Diese Definition eines Kalorimeters ist mit der Arbeitsweise der Unterprogramme **HOWFAR** (Verfolgung des Teilchens im Kalorimeter) und **AUSGAB** (Registrierung der deponierten Energien in den Zellen) sowie dem dritten Teil des Hauptprogramms **KARESU** (Ausgabe der deponierten und verlorenen Energien in Tabellenform) abgestimmt und darf nicht unkontrolliert geändert werden.

8.8. Anhang - Programmquellen

```

*****
"      06/07/87      P140050.EGS.S(K#MAKE3)      MORTRAN  "
*****
"*      Unterprogramm, welches ein Kalorimeter aus den      *"
"*      Angaben fuer ein Sandwich                          *"
"*      und die Anzahl der Sandwiches zusammensetzt        *"
*****
"*      24/03/87      NSLCH, ZREGM (20)                *"
"*      10/04/87      Freie Aenderung der Materialnummern  *"
*****
      SUBROUTINE KAMAKE (NSAND, MREG, ZREG,  FUNKT,
                        ZMAT,  IMAT, ZSILI,  TRACK);
*****
"-----      User-macros :      -----"
"      siehe EGS.S(UMACRO)      "
*****
;COMIN/MISC,PASSIT/;

INTEGER I1,I2,      MREG(200), FUNKT(10), IMAT(10);
REAL      ZREG(200), ZSILI(50), ZMAT(10);
INTEGER NSLCH(20)/20*0/; "---- Sandwich-Einheiten, bei denen
                        individuelle Dicken auftreten "
REAL      ZREGM(20)/20*0.0/; "---- Speicher fuer konstante Dicken"

INTEGER NSAND, TRACK;
INTEGER ISAND, ISLAB, NSLPSU, I,JM,JZ,IIM;
REAL      XA,XB, ZA,ZB;
"-----"
"---- Bedeutung der Eingabe-Variablen
-----"
TRACK      = Track-Ausgaben (fuer Zeichnung)  1=ja / 0=nein.
NSAND      = Anzahl der Sandwich-Einheiten.
RADIUS     = Radius der Scheiben in cm.
ZREG (n)   = Dicke      des Materials in Region n (cm).
MREG (n)   = Nummer    des Materials in Region n.
FUNKT(n)   = Funktion  des Materials in Region n :
              0 = keine besondere Funktion
              1 = Detektormaterial
              2 = Schauermaterial
-----"
"---- Dicke des Schauermaterials zuruecksetzen : ----"
DO IIM=1,10 <ZMAT(IIM) = 0.; IMAT(IIM) = 0;>
IIM = 0;

"---- Grenzen in z-Richtung : ----"
MED(1)     = 0;      " Erstes Medium : Vakuum "
ZBORD(1)   = 0.0;    " Ende vom Vakuum      "
      IF (TRACK.NE.0)
      <XA=RADIUS(1); XB=-RADIUS(1);
      ZA=ZBORD(I);  ZB=ZA;
      CALL SAVLOC(XA, 0.0, ZA);
      CALL SAVTRK(XB, 0.0, ZB, 0.0, 2, 0);>

I = 2;  JM = 2;  JZ = 2;  " Erstes wirkliches Medium "

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```
IDET = 0;

"--- Material vorm eigentlichen Kalorimeter ---"
LOOP<IF (MREG(JM).GE.10)
  <EXIT;          "--- Beginn der Sandwich-Beschreibung ---">
  ELSE
    <MED(I) = MREG(JM);  ZBORD(I) = ZBORD(I-1)+ZREG(JZ);
    IF (MED(I).NE.0)
      <IF (FUNKT(MED(I)).EQ.1)
        <IDET = IDET+1;  ZSILI(IDET) = ZREG(JZ);>>
      IF (TRACK.NE.0)
        <ZA=ZBORD(I);  ZB=ZA;
        CALL SAVLOC(XA, 0.0, ZA);
        CALL SAVTRK(XB, 0.0, ZB, 0.0, 2, MED(I));>
      I = I+1;  JM = JM+1;  JZ = JZ+1;>
  >REPEAT

ISLAB=0;          " -- Aktuelle Scheibe im Sandwich      -- "
NSLPSU=0;        " -- Anzahl der Scheiben im Sandwich  -- "

"--- Beschreibung des ersten Sandwiches ---"

LOOP<IF (MREG(JM).LT.10 .OR. MREG(JM).EQ.99)
  <EXIT;          "--- Ende der Sandwich-Beschreibung ---">
  ELSE
    <ISLAB      = ISLAB+1;          NSLPSU = NSLPSU+1;
    ZBORD(I) = ZBORD(I-1)+ZREG(JZ);
    " -- Speicher fuer konstante Dicken -- "
    ZREGM(ISLAB) = ZREG(JZ);
    IF (MREG(JM).LT.20)
      <" -- Medien mit konstanten Dicken -- "
      MED(I) = MREG(JM)-10;
      IF (MED(I).NE.0)
        <IF (FUNKT(MED(I)).EQ.2) " -- Schauermaterial -- "
          <IIM      = IIM+1;      " Ein mehr          "
          ZMAT(IIM) = ZREG(JZ); " Dicke Schauermaterial "
          IMAT(IIM) = MED(I);  >>
        NSLCH(ISLAB) = 0;>
      ELSE
        <" Medien mit individuellen Dicken "
        MED(I) = MREG(JM)-20;
        NSLCH(ISLAB) = 1;>
    IF (MED(I).NE.0)
      <IF (FUNKT(MED(I)).EQ.1)      " -- Detektormaterial -- "
        <IDET = IDET+1;  ZSILI(IDET) = ZREG(JZ);>>
    IF (TRACK.NE.0)
      <ZA=ZBORD(I);  ZB=ZA;
      CALL SAVLOC(XA, 0.0, ZA);
      CALL SAVTRK(XB, 0.0, ZB, 0.0, 2, MED(I));>
    I = I+1;  JM = JM+1;  JZ = JZ+1;
  >
  >REPEAT
```

8.8. Anhang - Programmquellen

"--- Aufbau der anderen Sandwiches (2..NSAND) ---"

```

IF (NSAND.GT.1)
  <DO ISAND=2,NSAND                " -- Fuer alle Sandwiches  "
    <DO ISLAB=1,NSLPSU              " -- Fuer alle Scheiben  "
      <MED(I) = MED(I-NSLPSU);
      IF (NSLCH(ISLAB).EQ.0)
        <ZBORD(I) = ZBORD(I-1)+ZREGM(ISLAB);
        IF (MED(I).NE.0)
          <IF (FUNKT(MED(I)).EQ.1) " -- Detektor -- "
            <IDET=IDET+1; ZSILI(IDET)=ZREGM(ISLAB);>>
        ELSE
          <ZBORD(I) = ZBORD(I-1)+ZREG(JZ);
          IF (MED(I).NE.0)
            <IF (FUNKT(MED(I)).EQ.1) " -- Detektor -- "
              <IDET = IDET+1; ZSILI(IDET) = ZREG(JZ);>>
          JZ = JZ+1;>
      IF (TRACK.NE.0)
        <ZA=ZBORD(I); ZB=ZA;
        CALL SAVLOC(XA, 0.0, ZA);
        CALL SAVTRK(XB, 0.0, ZB, 0.0, 2, MED(I));>
      I = I+1;          " Naechstes Medium ">
    >
  >

```

"--- Medien nach den Sandwiches ---"

```

LOOP<IF (MREG(JM).GE.10)
  <EXIT;          "--- Ende der Kalorimeter-Beschreibung ---">
  ELSE
    <MED(I) = MREG(JM); ZBORD(I) = ZBORD(I-1)+ZREG(JZ);
    IF (MED(I).NE.0)
      <IF (FUNKT(MED(I)).EQ.1) " -- Detektor -- "
        <IDET = IDET+1; ZSILI(IDET) = ZREG(JZ);>>
    IF (TRACK.NE.0)
      <ZA=ZBORD(I); ZB=ZA;
      CALL SAVLOC(XA, 0.0, ZA);
      CALL SAVTRK(XB, 0.0, ZB, 0.0, 2, MED(I));>
    I = I+1; JM = JM+1; JZ = JZ+1;>
  >REPEAT

IF (MED(I-1).NE.0) " -- Kein Vakuum nach Kalorimeter !!  -- "
  <MED(I) = 0;
  NSLABS = I-1; " -- Anzahl der Scheiben insgesamt  -- ">
ELSE <NSLABS = I-2;>

I1 = NSLABS + 1;
I2 = 2 * (NSLABS + 1);
DO I=I1, I2 <MED(I) = 0;> " Vakuum um das Kalorimeter "
DO I=I2+1,$MXREG <MED(I) = 0;> " Der Rest des Kalorimeters "

```

8.8. Anhang - Programmquellen

" --- Kontrollausgabe --- "

```
OUTPUT IDET, NSLPSU, NSLABS, IIM;
  (// '    --- KAMAKE - Kontrolle ---' /
  '      Anzahl der Detektoren           : ', I5/
  '      Anzahl der Scheiben pro Sandwich : ', I5/
  '      Anzahl der Scheiben insgesamt   : ', I5/
  '      Schauermaterial-Scheiben pro Sandwich : ', I5/);
RETURN;
END;
```

8.8. Anhang - Programmquellen

8.8.9. Unterprogramm HOWFAR

```
" 08/08/85                P140050.EGS.S(HOWFAR1)        MORTRAN
-----
Aenderungen:
-----
30/06/87                Angabe des Radius hat Vorrang

                                Fehler korrigiert :
01/04/87                Aufweichung der Grenzen fuer grosse z
                                war nicht ausreichend.

20/08/86                Aufrufe zaehlen, zusaetzliche Ausgaben
-----"
" %N "                " Kein MORTRAN-Ausdruck der Source "
"-----"
SUBROUTINE HOWFAR;
"-----"
COMIN/EPCONT,EGSERR,EGSPRF,MISC,STACK,PASSIT,LINES/;

IERR(9)=IERR(9)+1; " Aufrufe zaehlen "

"--- Teilchen ausserhalb des Materials ? ---"
IF (IR(NP).GT.NSLABS .OR. IR(NP).EQ.1)

"--- Test-Ausgabe --- "
<IF (PRTFL(2).EQ.1)
<OUTPUT E(NP),IQ(NP),IR(NP),NP,
        X(NP),Y(NP),Z(NP), USTEP,DNEAR(NP);
(' HOWFAR >>IDISC = 1<< : E,      IQ, IR, NP  :', F10.4,3I5/
,                          : X,Y,Z, USTEP,DNEAR :',
                                                3F10.4,2X,2F10.4);>

IDISC = 1; RETURN;>

" --- Korrekturen ( abs(cos(a)) <= 1 ) --- "
IF (W(NP) .GT. 1.0) <W(NP) = 1.0; NDIERR(2) = NDIERR(2)+1;>
IF (W(NP) .LT. -1.0) <W(NP) = -1.0; NDIERR(2) = NDIERR(2)+1;>
"-----"
Code fuer laterale Geometrie der Scheiben
1 : XMAX <> 0 und YMAX <> 0 : Rechteck
2 : RADIUS <> 0 : Kreisscheibe
-----"

DNEAR(NP) = 1.E+60;
IF (RADIUS(1).NE.0.0) " Kreis - Scheibe "
<$CYLNDR(1,1,IHIT,TCYL);
IF (IHIT.EQ.1 )
<IF (TCYL.EQ.0.0) <$FAST-STEP (IR(NP)+NSLABS+1);>
                $CHGTR (TCYL,IR(NP)+NSLABS+1);>

>
```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

ELSEIF (XMAX.NE.0.0 .AND. YMAX.NE.0.0)                                " Rechteck "
  <XRELP = X(NP) - XMAX;
  XRELN = X(NP) + XMAX;
  DEPS = MAX ($DSAVE, ABS(X(NP))*$DSAVE);
  $BACK-WALL (XRELN,U(NP),IR(NP)+NSLABS+1);
  $FRONT-WALL(XRELP,U(NP),IR(NP)+NSLABS+1);

  YRELP = Y(NP) - YMAX;
  YRELN = Y(NP) + YMAX;
  DEPS = MAX ($DSAVE, ABS(Y(NP))*$DSAVE);
  $BACK-WALL (YRELN,V(NP),IR(NP)+NSLABS+1);
  $FRONT-WALL(YRELP,V(NP),IR(NP)+NSLABS+1);
  >

IF (W(NP) .NE. 0.0)                                                  " Scheiben ( in z-Richtung ) "
  <ZRELP = Z(NP)-ZBORD(IR(NP));
  ZRELN = Z(NP)-ZBORD(IR(NP)-1);
  DEPS = MAX ($DSAVE, ABS(Z(NP))*$DSAVE);
  $BACK-WALL (ZRELN,W(NP),IR(NP)-1);
  $FRONT-WALL(ZRELP,W(NP),IR(NP)+1);>

" --- Kontrollausgabe --- "
IF (PRTFL(2).EQ.1)
  <OUTPUT E(NP),IQ(NP),IR(NP),NP,
        X(NP),Y(NP),Z(NP), USTEP,DNEAR(NP);
  ('   HOWFAR : E,      IQ, IR, NP  :', F10.4,3I5/
  '           : X,Y,Z, USTEP,DNEAR :', 3F10.4,2X,2F10.4);>

RETURN;
END;
"-----"
*           End of subroutine HOWFAR                                     *
"-----"
%E         " -- EJECT = Seitenvorschub "
%L         " -- Ausdruck der MORTRAN-Source einschalten "

```

8.8. Anhang - Programmquellen

8.8.10. Macro-Definitionen für Unterprogramm HOWFAR

```
"%N   Kein MORTRAN-Ausdruck"
"*****
*    06/05/86          EGS.S (GEOMAC)          *
*    21/01/86          EPS3.S (MACRO)          MORTRAN2 *
*****
*                      MORTRAN Macros fuer EGS.S(HOWFAR1) *
*****"
%IO
"=====
MACROS und MACRO-Routinen fuer die Geometrie
-----"
% '$FAST-STEP(#);'='IRNEW = #1;   USTEP = 0.0; DNEAR(NP) = 0.0;
RETURN;'

%E
"=====
MACRO-ROUTINE FOR CYLINDRICAL GEOMETRY      (CERN VERSION)
-----"
benoetigte COMMONS : STACK, PASSIT
INPUT              : #1 = Nummer des Zylinders
                  : #2 = gefragte Richtung : 0 = zur      Achse hin
                  :                      1 = von der Achse weg
OUTPUT            : #3 = Treffer gefunden  : 0 = nein
                  :                      1 = ja
                  : #4 = Weg zur naechsten Grenze

Skizze der Verhaeltnisse:
-----"
Legende:   !           = Grenze
           I!         = aufgeweichte Grenze
           .           = Teilchen
           ---->      = Flugrichtung

die Faelle a)..g) finden sich in der Reihenfolge im Macro
$CYLNDR wieder
(im Macro selbst duerfen KEINE KOMMENTARE stehen !!!)
```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

                ! #2 = 1                ! #2 = 0
                ! nach draussen        ! nach drinnen
-----
    aussen ! innen                innen ! aussen
    !
b) :      I!---->                a) :      I!---->
    !
c) :      . !I                    d) :      . !I
    !
e) :      ! <----.                f) :      ! <----.
    !                                     ! .---->
    !                                     !
    !                                     ! IR
r <-----> r
    CCYL>0 ! CCYL<0                CCYL<0 ! CCYL>0
-----"
%'$RSAVE'='1.0E-04'

%'$CYLNDR(##,##,##,##);'=
'#3 = 1; #4 = 0.0;
ACYL = SQRT(U(NP)*U(NP) + V(NP)*V(NP));
IF (ACYL .EQ. 0.0) <#3 = 0;>
ELSE
<BCYL = (X(NP)*U(NP) + Y(NP)*V(NP))/ACYL;
CCYL = X(NP)*X(NP) + Y(NP)*Y(NP) - RADIUS(#1)*RADIUS(#1);
RNEAR = SQRT(ABS(CCYL));
IF (DNEAR(NP).GT.RNEAR) <DNEAR(NP) = RNEAR;>
ARGCY = BCYL*BCYL - CCYL;
IF (ARGCY .LT. 0.0) <#3 = 0;>
ELSE
<IF      (ABS(CCYL).LT.$RSAVE .AND. #2.EQ.0
          .AND. BCYL.GE.0.0)
          <#3 = 0;>
ELSEIF  (ABS(CCYL).LT.$RSAVE .AND. #2.EQ.1
          .AND. BCYL.LT.0.0)
          <#4 = -2.0*(BCYL/ACYL);>
ELSE
<IF      (#2.EQ.1 .AND. CCYL.GT.-$RSAVE) <#4 = 0.0;>
ELSEIF  (#2.EQ.0 .AND. CCYL.LT. $RSAVE) <#4 = 0.0;>
ELSE
<ROOTCY = SQRT(ARGCY);
IF      (CCYL.LT.0.0) <#4 = (-BCYL+ROOTCY) / ACYL;>
ELSEIF  (BCYL.LT.0.0) <#4 = (-BCYL-ROOTCY) / ACYL;>
ELSE
          <#3 = 0;>
>
>
>
>'
; "---- inserted extra semi-colon here to flush input buffer ----"
%E

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

=====
MACRO-ROUTINE FOR CYLINDRICAL GEOMETRY      (CERN VERSION)
I think, I would be between cylinder #1 and #3
-----
COMMONS needed : STACK, PASSIT              for CYLNDR
COMMONS needed : EPCONT for USTEP, IRNEW in CHGTR
INPUT          :      #1 = number of                inner cylinder
                  #2 = number of region after inner border
                  #3 = number of                outer cylinder
                  #4 = number of region after outer border
OUTPUT         : WAYTOB = way to next border
-----"
%'$CYL2(##,##,##,##);'=
'$CYLNDR(#1,0,IHIT,WAYTOB);
IF (IHIT.EQ.1) <$CHGTR(WAYTOB,#2);>
ELSE
  <$CYLNDR(#3,1,IHIT,WAYTOB);
  IF (IHIT.EQ.1) <$CHGTR(WAYTOB,#4);>>'
; "---- inserted extra semi-colon here to flush input buffer ----"
%E
=====

```

```

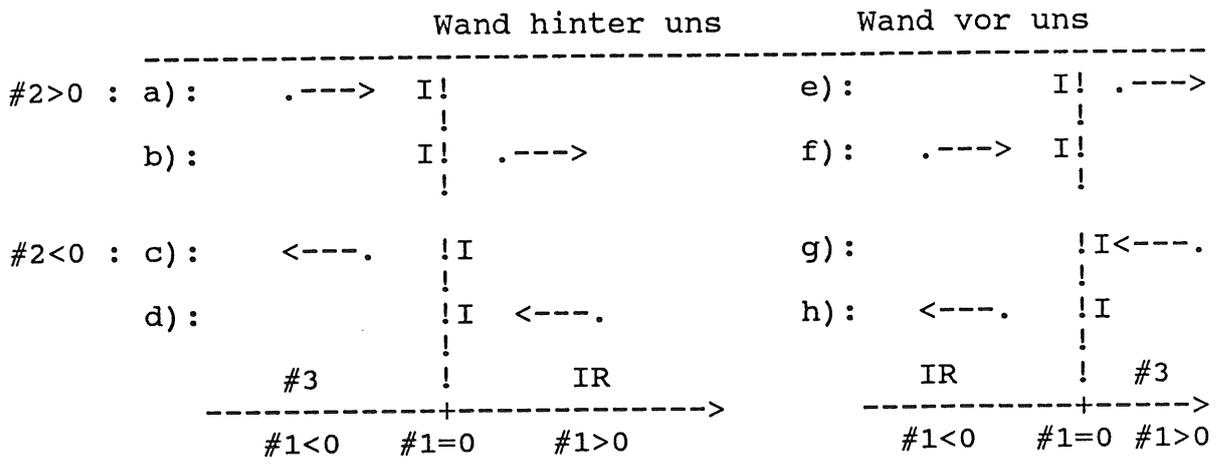
=====
MACRO-Routine fuer Scheiben senkrecht einer Achse
(HAMBURG VERSION)
-----
benoetigte COMMONS : STACK fuer DNEAR(NP)
INPUT              : #1 = relative Koordinate
                  #2 = COS des Winkels zur Achse
                  #3 = Nummer der Region hinter der Grenze

```

Skizze der Verhaeltnisse:

- Legende:
- ! = Grenze
 - I! = aufgeweichte Grenze
 - . = Teilchen
 - > = Flugrichtung

die Faelle a)..d) (bzw. e)..h)) finden sich in der Reihenfolge im Macro \$BACK-WALL (bzw. \$FRONT-WALL) wieder



8.8. Anhang - Programmquellen

DSAVE = $1 \cdot 10^{-5}$ cm = 0.1 um (Aufweichung der Uebergaenge)

weil die Aufweichung relativ zum Absolutbetrag der Koordinate
gesehen werden muss (RUNDUNGSFEHLER !!):
in HOWFAR : DEPS = AMAX (DSAVE, Z*DSAVE)

```
-----"
%'$DSAVE'='1.E-5'

%'$BACK-WALL(##,##)'=
' IHIT = 1;
IF      (#2.EQ.0.0)      <IHIT = 0;>
ELSEIF  (#2.GT.0.0)
  <IF (#1.LE.-DEPS) <$FAST-STEP(#3);>
  ELSE      <IHIT = 0;>>
ELSE
  <IF (#1.LT. DEPS) <$FAST-STEP(#3);>
  ELSE      <WAYTOB = -(#1)/#2;
            $CHGTR(WAYTOB,#3);>>
RNEAR = ABS(#1);
IF (DNEAR(NP).GT.RNEAR) <DNEAR(NP) = RNEAR;> '

%'$FRONT-WALL(##,##)'=
' IHIT = 1;
IF      (#2.EQ.0.0)      <IHIT = 0;>
ELSEIF  (#2.GT.0.0)
  <IF (#1.GT.-DEPS) <$FAST-STEP(#3);>
  ELSE      <WAYTOB = (-#1)/#2;
            $CHGTR(WAYTOB,#3);>>
ELSE
  <IF (#1.GE. DEPS) <$FAST-STEP(#3);>
  ELSE      <IHIT = 0;>>
RNEAR = ABS(#1);
IF (DNEAR(NP).GT.RNEAR) <DNEAR(NP) = RNEAR;>'

%E
"=====
      MACRO-Routine um Region zu wechseln          (SLAC VERSION)
-----"
benoetigte COMMONS : EPCONT fuer USTEP, IRNEW
INPUT              : #1 = Weg zur naechsten Grenze
                   : #2 = Nummer der naechsten Region
-----"

%'$CHGTR(##,##)';'=
';IF (#1.LE.USTEP) <USTEP = #1; IRNEW = #2;>'
-----"
; "--- inserted extra semi-colon here to flush input buffer ---"

%E
%L
```

8.8. Anhang - Programmquellen

8.8.11. Unterprogramm AUSGAB

```
*****"
"      23/10/85                EGS.S(AUSGAB)                MORTRAN  "
*****"
"      03/09/86                Aufrufe zaehlen                "
"      22/09/86                Elektronenenergie (Detektor)  "
"      12/05/87                ESUM ($MXREG,5,2)              "
"                                Lokale Groesse IRNP = IR(NP)  "
"      10/06/87  =====>    Aufruf von MRKRSP              :    "
"                                wenn MED(IRNP) = ISIDET      :    "
"                                und IARG = $EGSCUTAUS (1)    "
"                                oder IARG = $PEGSCUTAUS (2)    vgl.  "
"                                oder IARG = $TRANAUSB (0)    P120060.GHEISH7.S "
"                                oder IARG = $PHOTXAUS (4)    ($$AUSGAB)  "
"                                "
"      MRKRSP wandelt die Groessen ins INTEGER-FORMAT und ruft "
"      TRKTAP, welches die Informationen eines Track            "
"      auf Datei (TAPE) schreibt                               "
*****"
" %N      No MORTRAN-listing "
*****"
      SUBROUTINE AUSGAB(IARG);
*****"
" Lokale Groessen : "
INTEGER IRNP;

" COMMONS, die in AUSGAB benoetigt werden: "
COMIN/EGSERR,EPCONT,MISC,STACK,USEFUL/;
;COMIN/LINES,PASSIT,TOTALS/;

INTEGER III;
REAL XYZ(3),EDS;
LOGICAL WARDA/.FALSE./;

"----- 03/09/86 Aufrufe zaehlen : -----"
IERR(2) =IERR(2) +1;
IERR(IARG+20)=IERR(IARG+20)+1;

IF (.NOT.WARDA) " 1. Zufallszahl fuer GHEISHA-Ausgabe setzen "
  <WARDA=.TRUE.; CALL TIME (III);
  III = 2*III +1; CALL RNSET(III);>

IRNP = IR(NP);
```

8.8. Anhang - Programmquellen

```
"--- Deponierte Energien fuer jede Region
      werden in ESUM(i,j,k) gespeichert ---"

LWORK = 0; " --- Bisher wurde nichts getan --- "
"-----"
IF (IARG.EQ.$EGSCUTAUS .OR. IARG.EQ.$PEGSCUTAUS)
  <IF (MED(IRNP).EQ.ISIDET)
    <CALL FILLRS (1,EDS,XYZ,IARG);
    CALL MRKRSP (EDS,XYZ);>
    EKIN=E(NP); IF (IQ(NP).NE.0) <EKIN=EKIN-RM;>
    CALL SAVTRK (X(NP),Y(NP),Z(NP),EKIN,IQ(NP),IARG);

  IF (IQ(NP).NE.0 .AND. IRNP.LE.NSLABS .AND. IRNP.NE.0)
    "--- Nur wenn sich Elektron oder Positron
      im Material befinden ---"
    <EDEPRL = SNGL(EDEP); " Real von EDEP "
    LWORK = 1; " Label, dass was getan wurde "
    " Summe der deponierten Energien durch E < ECUT : "
    ESUM (IRNP,2,1) = ESUM (IRNP,2,1) + EDEP; " ein Schauer "
    ESUM (IRNP,2,2) = ESUM (IRNP,2,2) + EDEP; " alle Schauer "

    " --- Ausgabe auf Kontrollbogen --- "
    IF (NLINES.LT.NWRITE)
      <IF (IARG .EQ. $PEGSCUTAUS)
        < "--- Teilchen wird vernichtet, weil
          Energie kleiner als AE oder AP ---"
          OUT(UNIT 10)
            E(NP),X(NP),Y(NP),RADPAR,Z(NP),U(NP),V(NP),W(NP),
              IQ(NP),IRNP,IARG;
            (5X,'P',F8.3,2F7.2,F8.3,4F7.2,2X,3I3);
            NLINES = NLINES+1; >>
        >
      >
"-----"
  IF (MED(IRNP).EQ.ISIDET) " nur fuer Teilchen im Detektor "
    <IF (IARG.EQ.$STRANAUSB)
      <CALL FILLRS (0,EDS,XYZ,IARG);
      CALL MRKRSP (EDS,XYZ);>
    "-----"
    ELSEIF (IARG.EQ.$PHOTXAUS)
      <CALL FILLRS (1,EDS,XYZ,IARG);
      CALL MRKRSP (EDS,XYZ);>>
"-----"
IF (IARG .EQ. $SAVEDDX) " Save DEDX * STEP "
  < " Summe der deponierten Energien durch (dx * dE/dx) : "
  ESUM (IRNP,3,1) = ESUM (IRNP,3,1) + EDEP; " ein Schauer "
  ESUM (IRNP,3,2) = ESUM (IRNP,3,2) + EDEP; " alle Schauer ">
```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

"----- 22/09/86 ----- Elektronenenergie (Detektor) -----"
"   Wenn geladenes Teilchen in Detektor wechselt, Ausgabe von
      Energie und Winkel zur z-Achse (fuer Spektren) "
IF (      IARG .EQ. $PART-IN-NEW-MED
    .AND. IQ(NP).NE.0 .AND. MED(IRNP).EQ.ISIDET)
  < IF (W(NP).GT. 1.) <W(NP)= 1.;>
    IF (W(NP).LT.-1.) <W(NP)=-1.;>
    EKIN=E(NP)-RM; WIN=ACOS(W(NP)) * 57.2958; "(180/PI)"
    RADPAR = SQRT(X(NP)*X(NP)+Y(NP)*Y(NP));
    WRITE (13) IARG,IRNP,IQ(NP),EKIN,WIN,RADPAR;>
"-----"
" Wenn Energie deponiert wurde,
      dies aber noch nicht gespeichert wurde "
IF (IARG.LT.5 .AND. LWORK.EQ.0)
  <
    " Summe der deponierten Energien : "
    ESUM (IRNP,1,1) = ESUM (IRNP,1,1) + EDEP; " ein Schauer "
    ESUM (IRNP,1,2) = ESUM (IRNP,1,2) + EDEP; " alle Schauer "
    RADPAR = SQRT(X(NP)*X(NP)+Y(NP)*Y(NP));

"--- Ausgabe auf Kontrollbogen --- "
IF (NLINES.LT.NWRITE)
  <IF (IARG .EQ. $USERDAUS)
    <OUT(UNIT 10)
      E(NP),X(NP),Y(NP),RADPAR,Z(NP),U(NP),V(NP),W(NP),
      IQ(NP),IRNP,IARG;
      (5X,'U',F8.3,2F7.2,F8.3,4F7.2,2X,3I3);
      NLINES = NLINES+1; >>

IF (NLINES.LT.NWRITE)
  < "--- Teilchen wird vernichtet,
      weil Energie < ECUT oder PCUT
      oder < AE oder AP ----"
    IF (IARG.EQ.$PEGSCUTAUS)
      <OUT(UNIT 10)
        E(NP),X(NP),Y(NP),RADPAR,Z(NP),U(NP),V(NP),W(NP),
        IQ(NP),IRNP,IARG;
        (6X,F8.3,2F7.2,F8.3,4F7.2,2X,3I3);
        NLINES = NLINES+1; >>
"--- End of IF(IARG.LT.5)-case ---">
"-----"
RETURN; " Der Rest ist zur Zeit unwirksam - KEIN SAVTRK !!! "
"-----"
IF (IARG .EQ. $USERDAUS)
  <EKIN=E(NP); IF (IQ(NP).NE.0) <EKIN=EKIN-RM;>
  CALL SAVTRK (X(NP),Y(NP),Z(NP),EKIN,IQ(NP),IARG);>

```

8.8. Anhang - Programmquellen

```

" - - - - - "
  IF (IARG .EQ. $BREMAUSB .OR. IARG .EQ. $MOLLAUSB
    .OR. IARG .EQ. $BHABAUSB .OR. IARG .EQ. $ANNIHFAUSB
    .OR. IARG .EQ. $ANNIHRAUSA .OR. IARG .EQ. $PAIRAUSB
    .OR. IARG .EQ. $COMPAUSB .OR. IARG .EQ. $PHOTOAUSB
    .OR. IARG .EQ. $PART-IN-NEW-MED)
    <EKIN=E(NP); IF (IQ(NP).NE.0) <EKIN=EKIN-RM;>
    CALL SAVTRK (X(NP),Y(NP),Z(NP),EKIN,IQ(NP),IARG);>
" - - - - - "
RETURN;
END;      "---- Last statement of subroutine AUSGAB ----"
%E

"*****"
"*****"
"*                                           *"
"*   Ausgabe der Koordinaten der Tracks fuer Zeichnung   *"
"*   gerufen von KAMAKE und AUSGAB                       *"
"*                                           *"
"* SAVLOC = SAVE LOCation ((Anfangs-)Position merken)    *"
"* SAVTRK = SAVE TRAcK      (Anfangs- und Endposition ausgeben)*"
"*****"

SUBROUTINE SAVTRK (X,Y,Z,E,IQ,IARG);

INTEGER IQ,IARG;
REAL    X,Y,Z,E;
COMMON /SAV/XOLD,YOLD,ZOLD;

WRITE(11) XOLD, YOLD, ZOLD, X, Y, Z, E, IQ, IARG;

XOLD = X; YOLD = Y; ZOLD = Z;

RETURN; END;
"*****"
SUBROUTINE SAVLOC(X,Y,Z);

COMMON /SAV/XOLD,YOLD,ZOLD;
XOLD = X; YOLD = Y; ZOLD = Z;

RETURN; END;
%L

```

8.9.

Stichwortverzeichnis

Stichwort	Seite
α -Eichung	70
α -Quelle	70
β -Präparat	50
π^0 -Option	20
3- σ -cut	131
Abschneideenergie	85
Abschneideenergie im Absorbermaterial	123
ANNIH	21
Annihilation	44
Anzahl der Stützstellen in PEGS	18
AUSGAB	25
AUSGAB (Initialisierung für)	218
AUSGAB (Unterprogramm)	240
Benutzerprogramme	23
Bethe-Bloch-Gleichung	37
Bhabha-Streuung	28
BHABHA	21
BREMS	21
Bremsstrahlung	6, 27, 43
COMPT	21
Comptonstreuung	45
Crossing	9
CYLTRAN	42
Detektorliste	52, 69
Detektorrauschen	14
Dichte für Silizium	32
Dichtekorrektur	31
Diskrete Streuprozesse	28
DNEAR	25
EBR1	18
EDEDX	17
EGS 3	16
EGS 4	16
EGS-Unterprogramm ANNIH	21
EGS-Unterprogramm BHABHA	21
EGS-Unterprogramm BREMS	21
EGS-Unterprogramm COMPT	21
EGS-Unterprogramm ELECTR	20
EGS-Unterprogramm FIXTMX	41, 42
EGS-Unterprogramm HATCH	20
EGS-Unterprogramm MOLLER	21
EGS-Unterprogramm MSCAT	21, 42
EGS-Unterprogramm PAIR	21
EGS-Unterprogramm PHOTO	21
EGS-Unterprogramm PHOTON	20
EGS-Unterprogramm SHOWER	20
EGS-Unterprogramm UPHI	20
EGS-Variable AP	43
EGS-Variable DNEAR	25
EGS-Variable ECUT	18, 24
EGS-Variable ESTEPE	41, 42

8.9. Anhang - Stichworte

EGS-Variable IARG	25
EGS-Variable IDISC	25
EGS-Variable IRNEW	25
EGS-Variable NOSCAT	42
EGS-Variable PCUT	18, 24
EGS-Variable USTEP	25
Eichung	56, 70
ELECTR	20
Elektronisches Rauschen	14, 52, 79
Elwert Faktor	44
Energieauflösung	12, 127
Energiebereich für EGS	18
Energielinearität	132
ESIG	17
ESTEPE	42, 85
ESTEPE-Beschränkung im Blei	124
Event	126
Fensterdiskriminator	50
Fingerdetektor	67
Fitprogramm von H. Blok	56, 60, 70, 79
FIXTMX	41, 42
FIXTMX (Aufruf von)	217
Flußdiagramm für EGS	21
Gauß-Verteilung	39
Gaußfunktion	56
GBR1	18
GBR2	18
GMFP	17
HATCH	20, 42
HATCH (Aufruf von)	217
Hauptprogramm	23
Hauptprogramm für EGS	212
Heitler	44
High frequency limit	44
Homogene Schauerzähler	8
HOWFAR	25, 123, 234
IARG	25
IDISC	25
Integral-Sinus und -Cosinus	38
Integralexponentialfunktion	38
Ionisation	27
IRNEW	25
JCL	23, 204
Kalorimeter 'A'	119
Kalorimeter 'B'	119
Kalorimetereffizienz	127, 130, 137
KAMAKE	25
KAMAKE (Benutzer-Unterprogramm)	123, 229
Kaskade	6
Katz, Penfold	86
Kontinuierlicher Energieverlust	29, 43, 86
Konversionselektronen	50
Kritische Energie	6
Landau-Parameter	34

8.9. Anhang - Stichworte

Landau-Verteilung	33, 57, 60, 74, 79
Laplace-Transformation	36
Longitudinale Schauerentwicklung	7
Macros (Geometrieroutinen)	236
Macros (vom Benutzer definiert)	228
Meßzeit 'II'	119, 127
Meßzeit 'IIIa)'	119, 127
Meßzeit 'V'	119, 135
Mittlere freie Weglänge	46
MOLLER	21
Møller-Streuung	28
Monte-Carlo-Methode	15
Monte-Carlo-Simulation	15
MORTRAN	19
MSCAT	21, 41, 42
NOSCAT	40, 42
Oberflächensperrschicht	11
Online-Summe	131
Paarbildung	6
Paarerzeugung	45
PAIR	21
Parametrisierungen der Schauerentwicklungen	128
PBR1	18
PBR2	18
PDEDX	17
PEGS	17
PEGS-Funktion EBR1	18
PEGS-Funktion EDEDX	17
PEGS-Funktion ESIG	17
PEGS-Funktion GBR1	18
PEGS-Funktion GBR2	18
PEGS-Funktion GMFP	17
PEGS-Funktion PBR1	18
PEGS-Funktion PBR2	18
PEGS-Funktion PDEDX	17
PEGS-Funktion PSIG	17
PEGS-Funktion TMXS	17, 41
PEGS-Variable AE	17
PEGS-Variable AP	17
PHOTO	21
Photoeffekt	45
Photomultiplier	67
PHOTON	20
Plasmaenergie	32
Plug-Kalorimeter	12
Polarisation der Materie	31
Programm EGS 3	16
Programm EGS 4	16
Programm CYLTRAN	42
PSIG	17
Radiale Energieverluste	123, 141
Rechenzeitbedarf	116
Rechenzeitverbrauch	125, 143
Rechenzentrum am DESY	26

8.9. Anhang - Stichworte

Rechenzentrum der Universität Hamburg	26
Rechnertyp (verwendeter)	26
Reichweite von Elektronen in Silizium	86
Restricted energy loss	86
Run	126
Sampling-Fluktuationen	9, 12
Sampling-Kalorimeter	8
Samplingrate	8
Sandwich	120
Sandwich-Schauerzähler	8
Schauer	6
Schwellenenergie	16
Selektierte Ereignisse	89
SHOWER	20
SHOWER (Aufruf von)	221
Silizium-Detektoren	11
Simulationsprogramm EGS	16
Spezifischer Energieverlust	57, 63, 74
Standardabweichung	100
Steuerprogramm	23, 204
Strahlungslänge	7, 43
Suppression effect	44
Tabata	86
Testpulsgenerator	71
Teststrahl 26 am Hamburger DESY	48, 67
TMXS	17, 41
Tracks	125
Triggerung der Meßelektronik	67
Unterprogramm HOWFAR	25
Unterprogramm KAMAKE	25
UPHI	20, 41
USTEP	25
Variable DNEAR	25
Variable IDISC	25
Variable IRNEW	25
Variable USTEP	25
Vavilov-Parameter	37
Vavilov-Verteilung	36, 57
Veto-Detektor	67
Vielfachstreuenergie	13
Vielfachstreuung	27, 39, 41, 63
Vielkanal-Analysator	69
Wahrscheinlichste Energieverluste	80
Wismutpräparat	50

8.10.

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

	Seite
Abbildung 2.1: Bahnen der e^- , e^+ und Photonen eines simulierten Schauers in einem Sampling-Kalorimeter	7
Abbildung 3.1: Flußdiagramm des Simulationsprogramms für elektromagnetische Schauer (EGS)	22
Abbildung 4.1: Spezifischer Energieverlust von Elektronen in Silizium; ohne $E(\text{cut})$ und $E(\text{cut}) = 0.512, 0.611, 1.5 \text{ MeV}$	30
Abbildung 4.2: Landau-Verteilung	35
Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Vielfachstreuung in EGS	39
Abbildung 5.1.1: Skizze der Meßanordnung für die Messung der Energiedeposition beim Durchgang von niederenergetischen Elektronen in dünnen Detektoren - in Seitenansicht	49
Abbildung 5.1.2: Energiespektrum der Elektronenquelle ^{207}Bi , aufgenommen mit dem Detektor 85B6 ($d = 0.560 \text{ mm}$)	51
Abbildung 5.1.3: a) Prinzipschaltbild und b) elektronischer Aufbau für die Messungen der deponierten Energien in dünnen Si-Detektoren, beim Durchgang von niederenergetischen Elektronen	53
Abbildung 5.1.4: Gemessene Spektren der deponierten Energie beim Durchgang von Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$) im Vergleich zur Landau- und Vavilov-Verteilung für den theoretischen Energieverlust; a) $d=0.266 \text{ mm}$, b) $d=0.560 \text{ mm}$	58
Abbildung 5.1.5: Gemessenes Spektrum der deponierten Energie im Vergleich zu Messungen von Berger, Seltzer u.a. [Ber 69]	66
Abbildung 5.2.1: Versuchsanordnung zur Messung der deponierten Energie in dünnen Si-Detektoren, beim Durchgang hochenergetischer Elektronen - in Seitenansicht (Skizze)	68
Abbildung 5.2.2: Elektronischer Aufbau für die Aufnahme der α -Spektren	71
Abbildung 5.2.3: Elektronischer Aufbau für die Aufnahme der Testpulser-Spektren	72

8.10. Anhang - Verzeichnis der Abbildungen

- Abbildung 5.2.4: Elektronischer Aufbau während der Messung der Energiedeposition in dünnen Si-Detektoren, beim Durchgang von hochenergetischen Elektronen 73
- Abbildung 5.2.5: Deponierte Energie beim Durchgang von Elektronen durch Silizium-Detektoren der Dicke d
Messungen: $E(\text{in}) = 750 \text{ MeV}$, jeweils mit Landau-Verteilung
a) $d = 0.213 \text{ mm}$, b) $d = 0.259 \text{ mm}$,
c) $d = 0.560 \text{ mm}$, d) $d = 0.938 \text{ mm}$ 75
- Abbildung 5.2.6: Energieverluste / deponierte Energien; 'theoretische' Energieverluste von Elektronen ($E(\text{in}) = 750 \text{ MeV}$) in dünnen Si-Detektoren, experimentelle Ergebnisse für die deponierten Energien, a) Mittelwerte und b) wahrscheinlichste Werte 81
- Abbildung 5.3.1: Skizze der Versuchsanordnung für den simulierten Durchgang niederenergetischer Elektronen durch einen Detektor - in Seitenansicht 88
- Abbildung 5.3.2: Spektren der deponierten Energie beim Durchgang von Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$ (kinetisch)) durch dünnen Si-Detektor mit einer Dicke von 0.266 mm
a) Simulationen ohne ESTEPE,
 $E(\text{cut}) = 2, 5, 10, 50, 100, 500 \text{ keV}$
b) Simulationen mit $E(\text{cut}) = 10 \text{ keV}$
ohne ESTEPE, ESTEPE = 1%
c) Simulationen mit $E(\text{cut}) = 100 \text{ keV}$,
ohne ESTEPE, ESTEPE = 10, 5, 1 %
jeweils mit gemessenem Spektrum hinterlegt 90
- Abbildung 5.3.3: Spektren der deponierten Energie beim Durchgang von Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$ (kinetisch)) durch dünnen Si-Detektor mit einer Dicke von 0.560 mm
Simulationen ohne ESTEPE, $E(\text{cut}) = 10, 100 \text{ keV}$
Simulationen mit ESTEPE=1%, $E(\text{cut}) = 10, 100 \text{ keV}$
jeweils mit gemessenem Spektrum hinterlegt 95
- Abbildung 5.3.4: Mittlere deponierte Energie beim Durchgang von Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$ (kinetisch)) durch dünne Si-Detektoren; Messungen und Simulationen mit versch. $E(\text{cut})$ und ESTEPE 97
- Abbildung 5.3.5: Mittlere deponierte Energie beim Durchgang von Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$ (kinetisch)) durch dünne Si-Detektoren; Messungen, Simulationen mit versch. ESTEPE 98
- Abbildung 5.3.6: Anzahl der aus jeweils 5000 Simulationen gemäß dem Experiment selektierten Ereignisse für verschiedene Abschneideenergien 99

8.10. Anhang - Verzeichnis der Abbildungen

Abbildung 5.3.7: Standardabweichung der mittleren deponierten Energie beim Durchgang von Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$ (kinetisch)) durch dünne Si-Detektoren; Messungen und Simulationen mit versch. $E(\text{cut})$ und ESTEPE	100
Abbildung 5.3.8: Rechenzeitverbrauch (CPU-Zeit) für jeweils 5000 Simulationen des Durchgangs von Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$ (kinetisch)) durch dünne Si-Detektoren	101
Abbildung 5.3.9: Simulierte Versuchsanordnung zum Durchgang hochenergetischer Elektronen durch dünne Si-Detektoren in Seitenansicht (Skizze)	105
Abbildung 5.3.10: Spektren der deponierten Energie beim Durchgang von Elektronen ($E_0 = 750 \text{ MeV}$) durch dünne Si-Detektoren der Dicke d ; Simulationen ohne ESTEPE und $E(\text{cut}) = 10, 100 \text{ keV}$; jeweils im Vergleich zu den Messungen a) $d = 213 \mu\text{m}$ b) $d = 259 \mu\text{m}$ c) $d = 560 \mu\text{m}$ d) $d = 938 \mu\text{m}$	106
Abbildung 5.3.11: Mittelwerte der deponierten Energie beim Durchgang eines Elektrons ($E_0 = 750 \text{ MeV}$): Simulationen der deponierten Energie mit versch. $E(\text{cut})$, 'theoretische' Mittelwerte des Energieverlustes nach 'PEGS 4' und Messungen der deponierten Energie; a) alle Detektoren, b) jeweils ein Ausschnitt für $d=213\mu\text{m}$, $d=259\mu\text{m}$, $d=560\mu\text{m}$, $d=938\mu\text{m}$	111
Abbildung 5.3.12: Standardabweichungen der deponierten Energie beim Durchgang hochenergetischer Elektronen ($E_0 = 750 \text{ MeV}$) durch dünne Si-Detektoren: Simulationen mit versch. $E(\text{cut})$ und Messungen	114
Abbildung 5.3.13: Rechenzeitverbrauch für jeweils 5000 simulierte Durchgänge von hochenergetischen Elektronen ($E_0 = 750 \text{ MeV}$) durch dünne Siliziumdetektoren bei verschiedenen Abschneideenergien $E(\text{cut})$	116
Abbildung 6.1: Schematische Darstellung zweier Sandwich-Einheiten eines Sampling-Kalorimeters	120
Abbildung 6.2: Schauerentwicklungen in Kalorimeter 'A' Einschußenergien: $E(\text{in}) = 2, 4, 6 \text{ GeV}$ Vergleich: Messungen, Simulationen	129
Abbildung 6.3: Energielinearität von Kalorimeter 'A' $E(\text{in}) = 2, 4, 6 \text{ GeV}$; Vergleich: Messungen, Simulationen	132

8.10. Anhang - Verzeichnis der Abbildungen

Abbildung 6.4: Kalorimeter 'A' $k = \sigma/\epsilon(\text{vis}) * \sqrt{E(\text{in}) / 1 \text{ GeV}}$ Vergleich: Messungen $E(\text{in}) = 1,2,3,4,5,6 \text{ GeV};$ Simulationen $E(\text{in}) = 2,4,6 \text{ GeV}$	133
Abbildung 6.5: Schauerentwicklungen in Kalorimeter 'B' $E(\text{in}) = 2,4,6 \text{ GeV};$ Vergleich: Messungen, Simulationen	136
Abbildung 6.6: Energielinearität von Kalorimeter 'B' $E(\text{in}) = 2,4,6 \text{ GeV};$ Vergleich: Messungen, Simulationen	138
Abbildung 6.7: Kalorimeter 'B' $k = \sigma/\epsilon(\text{vis}) * \sqrt{E(\text{in}) / 1 \text{ GeV}}$ Vergleich: Messungen, Simulationen $E(\text{in}) = 2,4,6 \text{ GeV}$	139
Abbildung 8.7.1: Spektrum des Bi-Präparats mit Testpulspeak und Testpulspeaks für Eichung des Testpulsers für Detektor 78B3, $d = 266 \mu\text{m}$	174
Abbildung 8.7.2: Spektrum des Bi-Präparats mit Testpulspeak und Testpulspeaks für Eichung des Testpulsers für Detektor 85B6, $d = 560 \mu\text{m}$	175
Abbildung 8.7.3: Eichung des Testpulsers Detektoren: 78B3 ($d=266\mu\text{m}$) und 85B6 ($d=560\mu\text{m}$)	176
Abbildung 8.7.4: Testpulspeaks für die Messungen Detektoren: 78B3 ($d=266\mu\text{m}$) und 85B6 ($d=560\mu\text{m}$)	177
Abbildung 8.7.5: Eichgeraden der Energie/Kanal-Eichung Detektoren: 78B3 ($d=266\mu\text{m}$) und 85B6 ($d=560\mu\text{m}$)	178
Abbildung 8.7.6: α -Spektren (Beispiele), mit Test: Bestimmung der Maxima mit Fit-Programm von H.P. Blok	179
Abbildung 8.7.7: Testpulsler-Spektren (Beispiele), mit Test: Bestimmung der Maxima mit Gauß-Fit	180
Abbildung 8.7.8: Eichkurven für die Energie/Kanaleichung, Zwischenwerte mit quadr. Interpolation berechnet	181

8.10. Anhang - Verzeichnis der Tabellen

	Seite
Tabelle 4.1: Werte für die Variablen der Dichtekorrektur für Silizium nach Sternheimer	32
Tabelle 5.1.1: In ^{207}Bi entstehende Konversionselektronen mit einer kin. Energie im Bereich um 0.56 MeV und 1 MeV	50
Tabelle 5.1.2: Dicken der für die Experimente eingesetzten Si-Detektoren ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$)	52
Tabelle 5.1.3: Energieverluste / deponierte Energien; 'theoretische' mittlere und wahrscheinlichste Energieverluste für Elektronen ($E(\text{in}) = 1 \text{ MeV}$) in dünnen Si-Detektoren ($d = 0.266 \text{ mm}$ und 0.560 mm), experimentelle Werte für die deponierte Energie	61
Tabelle 5.1.4: Spezifischer Energieverlust von Elektronen mit kinetischen Energien zwischen 1.1 MeV und 0.5 MeV durch Ionisation in Silizium (nach 'PEGS 4')	63
Tabelle 5.2.1 : Dicken der für die Experimente eingesetzten Si-Detektoren ($E(\text{in})=750 \text{ MeV}$)	69
Tabelle 5.2.2: Experimentelle Ergebnisse für die deponierten Energien im Vergleich zu 'theoretischen' Energieverlusten für Elektronen in dünnen Silizium-Detektoren ($E(\text{in}) = 750 \text{ MeV}$; $d = 0.213 \text{ mm}, 0.259 \text{ mm}, 0.560 \text{ mm}, 0.938 \text{ mm}$)	80
Tabelle 5.2.3: Experimentelle Ergebnisse für die deponierten Energien im Vergleich zu 'theoretischen' Energieverlusten für Elektronen in dünnen Silizium-Detektoren ($E(\text{in}) = 3000 \text{ MeV}$; $d = 0.213 \text{ mm}, 0.259 \text{ mm}, 0.560 \text{ mm}, 0.938 \text{ mm}$)	83
Tabelle 5.3.1: Extrapolierte Reichweite von niederenergetischen Elektronen in Silizium (nach Katz/Penfold [Kat 52] und Tabata u.a. [Tab 72])	87
Tabelle 5.3.2: Simulierter Durchgang von hochenergetischen Elektronen durch Detektoren: Elektronenenergie $E_0 = 750 \text{ MeV}$, Abschneideenergie $E(\text{cut}) = 100 \text{ keV}$ (kinetisch). Mittlere deponierte Energie ('reduziert') und deren Standardabweichungen in Abhängigkeit von ESTEPE (ohne, 1 %)	115

8.10. Anhang - Verzeichnis der Tabellen

Tabelle 6.1: Parameter der in [Bor 88] beschriebenen und getesteten Sampling-Kalorimeter (Typ 'A' und 'B')	121
Tabelle 6.2: Zusammensetzung eines Sandwiches der in [Bor 88] beschriebenen Sampling-Kalorimeter (Typ 'A' und 'B')	122
Tabelle 6.3: Summe der deponierten Energien in den Detektoren '1'..'16'; Vergleich: Messungen, Simulationen; ohne ESTEPE-Beschränkung im Blei (Voruntersuchung)	125
Tabelle 6.4: Parameter für die Simulationen von elektromagn. Schauern in Kalorimeter 'A' . . .	128
Tabelle 6.5: Kalorimeter 'A' Summe der deponierten Energien in Detektoren '1'..'16' und deren Standardabweichungen (RMS) Vergleich: Messungen, Simulationen	131
Tabelle 6.6: Schauerentwicklungen in Kalorimeter 'A' Einschußenergien: $E(in) = 2,4,6$ GeV Vergleich: Messungen, Simulationen	134
Tabelle 6.7: Parameter für die Simulationen von elektromagnetischen Schauern in Kalorimeter 'B'	135
Tabelle 6.8: Kalorimeter 'B' Summe der deponierten Energien in Detektoren '1'..'16' und deren Standardabweichungen (RMS) Vergleich: Messungen, Simulationen	137
Tabelle 6.9: Schauerentwicklungen in Kalorimeter 'B' Einschußenergien: $E(in) = 2,4,6$ GeV Vergleich: Messungen, Simulationen	140
Tabelle 6.10: Kalorimeter 'A' Summe der deponierten Energien in Detektoren '1'..'25' und die radialen Energieverluste Vergleich: Simulationen mit $r=2.0$ cm, Auswertungen für $r=1.6$ cm	142
Tabelle 6.11: Kalorimeter 'B' Summe der deponierten Energien in Detektoren '1'..'25' und die radialen Energieverluste Vergleich: Simulationen mit $a=b=9$ cm (rechteckig), Auswertungen für $r=3.44$ cm (rund) . .	143
Tabelle 6.12: Rechenzeitverbrauch für die Simulationen von elektromagnetischen Schauern in Kalorimeter 'A' und 'B'; $E(in) = 2,4,6$ GeV	144

8.10. Anhang - Verzeichnis der Tabellen

Tabelle 8.1.1: Verschiedene Werte für die Größe ϵ_{crit0} zur Berechnung der kritischen Energie . . .	150
Tabelle 8.1.2: Materialkonstanten für einige in der Kalorimetrie gebräuchlichen Substanzen .	152
Tabelle 8.1.3: Parameter der longitudinalen Schauerentwicklung aus 'Rossi's Approximation B' und nach Amaldi	154
Tabelle 8.1.4: Molière-Radien einiger Materialien . . .	156
Tabelle 8.3.1: Perioden der einzelnen Dualziffern für die Zufallszahlen eines multiplikativen Generators der Form $x'_n = c \cdot x'_{n-1}$ mit $c = K \cdot 2^s + 1$	161
Tabelle 8.3.2: Die zwei Typen von Folgen für die Zufallszahlen eines multiplikativen Generators der Form $x'_n = c \cdot x'_{n-1}$ mit $c = 5 \pmod{8}$	162
Tabelle 8.7.1 : Parameter der in den Experimenten eingesetzten Si-Detektoren	173
Tabelle 8.7.2: Simulationen: Durchgang niederenergetischer Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren mit unterschiedlichen Abschneideenergien und Werten für ESTEPE a) 0.266 mm; Mittl. depon. Energien, Standardabw. b) 0.266 mm; Anzahl der selekt. Ereignisse, CPU-Zeit c) 0.560 mm; Mittl. depon. Energien, Standardabw. d) 0.560 mm; Anzahl der selekt. Ereignisse, CPU-Zeit	183
Tabelle 8.7.3: Hilfsgrößen zum Vergleich der 'theoretischen' Energieverluste in dünnen Si-Detektoren mit den exp. Ergebnissen für die Energiedeposition a) durch Elektronen einer Energie von 750 MeV b) durch Elektronen einer Energie von 3000 MeV .	187
Tabelle 8.7.4: Energieverlust / deponierte Energie / Standardabweichung: 'Theorie', Messungen, Simulationen: Durchgang hochenergetischer Elektronen durch dünne Siliziumdetektoren mit unterschiedlichen Einschuß- und Abschneideenergien	191
Tabelle 8.7.5: Rechnerinternes Format für die Größen, die während der Simulationen der Schauer in den Kalorimetern gespeichert werden	195
Tabelle 8.7.6: Schauerentwicklungen in Kalorimeter 'A' Einschußenergien: $E(\text{in}) = 2,4,6 \text{ GeV}$ Vergleich: Messungen, Simulationen	197

8.10. Anhang - Verzeichnis der Tabellen

Tabelle 8.7.7: Schauarentwicklungen in Kalorimeter 'B'	
Einschußenergien: $E(\text{in}) = 2,4,6 \text{ GeV}$	
Vergleich: Messungen, Simulationen	200

8.11.

Quellenverzeichnis

- | Kurzbezeichnung | Literaturquelle |
|-----------------|---|
| [Ama 81] | U. Amaldi,
" Fluctuations in Calorimetry Measurements ",
Physica Scripta, Vol. 23, (1981), 409-424 |
| [Ber 64] | Martin J. Berger and Stephen M. Seltzer,
" Tables of Energy-Losses and Ranges
of Electrons and Positrons ",
Kapitel 10 in:
Studies in Penetration of Charged Particles in Matter,
Nuclear Science Series,
Report No. 39, Publication 1133, (1964) |
| [Ber 69] | M.J. Berger, S.M. Seltzer, e.a.,
" Response of Silicon Detectors to monoenergetic
Electrons with Energies between 0.15 and 5.0 MeV ",
Nuclear Instruments and Methods 69 (1969), 181-193 |
| [Blo 75] | H.P. Blok, J.C. de Lange and J.W. Schotman,
" A New Peak Search Method
for an Automatic Spectrum Analysis Program ",
Nuclear Instruments and Methods 128 (1975), 545-556 |
| [Bör 61] | Wolfgang Börsch-Supan,
" On the Evaluation of the Function ...
for Real Values of λ ",
Journal of Research of the Nat. Bureau of Standards - B,
Vol. 65B, No. 4, (1961), 245-250 |
| [Bor 88] | Michael Bormann,
" Entwicklung und Test zweier mit Silizium-Detektoren
instrumentierter Prototyp-Kalorimeter zum Nachweis
hochenergetischer Elektronen ",
Experimentell-physikalische Diplomarbeit
am I. Institut für Experimentalphysik,
Universität Hamburg, (1988) |
| [Coo 75] | A.J. Cook and L.J. Shustek,
" A User's Guide to MORTRAN 2 ",
Computation Research Group, CGTM 165,
SLAC, Stanford, California, (1975) |
| [Coo 83] | A.J. Cook,
" MORTRAN 3 User's Guide "
Computation Research Group, CGTM 209,
SLAC, Stanford, California, (January 1983) |

8.11. Anhang - Quellenverzeichnis

- [DES 83] Desy
" Computer Center User's Guide"
DESY, (August 1983)
- [Dov 64] O.I. Dovzhenko and A.A. Pomanskii
" Radiation Units and Critical Energies
for various Substances "
Journal for Experimental and Theoretical Physics (JETP)
(U.S.S.R.), Vol. 18, No. 1, (January 1964), 187-194
- [Foo 86] Christian Foos
" Monte Carlo Studies for the H1 Detector "
II. Institut für Experimentalphysik, Uni HH
Internal Report, DESY-F 14-86-01, (June 1986)
- [Fre 72] E.Freytag,
" Strahlenschutz an Hochenergiebeschleunigern ",
G.Braun, Karlsruhe, (1972)
- [FrH 79] H.Frauenfelder, M.Henley,
" Teilchen und Kerne - Subatomare Physik ",
R.Oldenbourg Verlag, (1979)
- [H1 86] H1 Collaboration
" Technical Proposal for the H1 Detector "
DESY (March 1986)
- [Hen 78] W.Henarter, R.Theodorescu,
" Einführung in die Monte Carlo-Methode ",
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1978)
- [Jul 78] C.Julliot and M.Cantin
" Response of Silicon Detectors to Relativistic
Pions and Electrons ",
Nucl. Instr. and Meth. 157 (1978), 235-245
- [Kat 52] L.Katz and A.S.Penfold,
" Range-Energy Relations for Electrons
and the Determination of Beta-Ray
End-Point Energies by Absorption ",
Reviews of Modern Physics, Vol. 24, (1952), 28-44
- [Kle 84] K.Kleinknecht,
" Detektoren für Teilchenstrahlung ",
Teubner (1984)
- [Koc 59] H.W. Koch and J.W. Motz,
" Bremsstrahlung Cross-Section Formulas
and Related Data",
National Bureau of Standards, Washington, D.C.
Review of Modern Physics,
Vol. 31, No 4, (1959), 920-955

8.11. Anhang - Quellenverzeichnis

- [Köl 84] K.S. Kölbig and B. Schorr,
" A Program Package for the Landau Distribution ",
Data Handling Division, CERN,
Computer Physics Communications,
Vol. 31, (1984), 97-111
- [Lan 44] L.D. Landau,
" On the Energy Loss of fast Particles by Ionization "
J. Phys U.S.S.R., Vol. 8, 201 (1944)
Nachdruck: Collected Papers of L.D. Landau,
Pergamon Press (1965), Chapter 56, 417-424
- [Loh 83] E.Lohrmann,
" Einführung in die Elementarteilchenphysik ",
Teubner (1983)
- [Lon 75] E. Longo and I. Sestili,
" Monte Carlo Calculation of Photon-Initiated
Electromagnetic Showers in Lead Glass ",
Nuclear Instruments and Methods 128 (1975), 283-307
- [PDG 84] Particle Data Group,
Review of Particle Properties, Review of Modern Physics,
Vol. 56, No. 2, Part II, (1984)
- [Per 87] Donald H. Perkins,
" Introduction to High Energy Physics ",
Addison-Wesley Publishing Company, Third Edition (1987)
- [Rog 84] D.W.O. Rogers,
" Low Energy Electron Transport with EGS ",
Nuclear Instr. and Methods in Physics Research,
Vol. 227 (1984), 535-548
- [Roh 54] F. Rohrlich and B.C. Carlson,
" Positron-Electron Differences in Energy Loss
and Multiple Scattering ",
Physical Review, Vol 93, No 1, (1954), 38-44
- [RZM 88] RZ Memo
Regionales Rechenzentrum der Universität Hamburg,
Jahrgang 1, Nummer 1, (Juli 1988)
- [Sel 64] Stephen M. Seltzer and Martin J. Berger,
" Energy-Loss Straggling of Protons and Mesons:
Tabulation of the Vavilov Distribution ",
Kapitel 9 in:
Studies in Penetration of Charged Particles in Matter,
Nuclear Science Series,
Report No. 39, Publication 1133, (1964)

8.11. Anhang - Quellenverzeichnis

- [SLAC 210] Richard L.Ford, Walter R.Nelson,
" The EGS Code System:
Computer Programs for the Monte-Carlo Simulation
of Electromagnetic Cascade Showers (Version 3) ",
Stanford Linear Accelerator Center,
Stanford University, Stanford, California, USA,
SLAC-210, UC-32, (June 1978)
- [SLAC 265] W.R. Nelson, Hideo Hirayama and David W.O. Rogers,
" The EGS4 Code System ",
Stanford Linear Accelerator Center,
Stanford University, Stanford, California,
SLAC-265, UC-32, (Dec. 1985)
- [Ste 66] R.M. Sternheimer,
" Density Effect for the Ionization Loss
of Charged Particles",
Phys. Rev., Vol. 145, No. 1, (1966), 247-250
- [Ste 71] R.M. Sternheimer and R.F. Peierls,
" General Expression for the Density Effect
for the Ionization Loss of Charged Particles ",
Phys. Review B, Vol 3, No 11, (1971), 3681-3691
- [Ste 84] R.M. Sternheimer, M.J. Berger and S.M. Seltzer,
" Density Effect for the Ionization Loss of Charged
Particles in various Substances ",
Atomic Data and Nuclear Data Tables,
Vol. 30, (1984), 261-271
- [Tab 72] T.Tabata, R.Ito and S.Okabe,
" Generalized semiempirical Equations for the
extrapolated Range of Electrons ",
Nuclear Instruments and Methods 103 (1972), 85-91
- [Tsa 74] Yung-Su Tsai,
" Pair Production and Bremsstrahlung
of Charged Leptons ",
Review of Modern Physics,
Vol. 46, No.4, (October 1974), 815-851
- [Vav 57] P.V. Vavilov,
" Ionization Losses of High-Energy Heavy Particles ",
Soviet Physics JETP,
Vol. 5, No. 4, (1957), 749-751
- [Wei 88] Harald Weiß,
" Untersuchungen an einem Si-instrumentierten
Sampling-Kalorimeter
mit Pb und Cu als Absorbermaterialien ",
Experimentell-physikalische Diplomarbeit
am I. Institut für Experimentalphysik,
Universität Hamburg, (1988)

8.11. Anhang - Quellenverzeichnis

- [Wil 66] C.F.Williamson, J.-P.Boujot, J.Picard,
" Tables of Range and Stopping Power
of chemical Elements for charged Particles
of Energy 0.05 to 500 MeV ",
Commissariat à l'Energie Atomique, Rapport CEA-R 3042,
France (1966)
- [Wol 86] Günter Wolf
" HERA: Physics, Machine and Experiments "
DESY 86-089, (August 1986)
- [Yud 70] T.Yuda, A. Masaike et al.
" Electron-Induced Cascade Showers in Lead, Copper
and Aluminium "
Il Nuovo Cimento, Vol. LXV A, N.1 (1970), 205-228
- [Zie 78] Ryszard Zielinski,
" Erzeugung von Zufallszahlen ",
Verlag Harri Deutsch, Taschenbuch Nr. 27,
Thun und Frankfurt am Main (1978)

Danksagung:

Herrn Prof. Dr. G. Lindström danke ich für die Aufgabenstellung, die Ermöglichung der Teilnahme an der Konferenz 'Workshop on shower simulation for LEP experiments' am CERN (im Januar 1985) und die vertiefenden Gespräche.

Herrn Dr. E. Fretwurst und Herrn Dr. V. Riech danke ich für viele Gespräche und Anregungen.

Allen Mitgliedern des Detektorlabors wird hiermit für tatkräftige Unterstützung bei den Messungen und die angenehme Arbeitsatmosphäre gedankt.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir die Ausbildung ermöglicht haben.

Erklärung:

Ich versichere hiermit, die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

Hamburg, den

Mit einer Ausleihe der Arbeit bin ich einverstanden.