

SIMULATIONEN
ELEKTROMAGNETISCHER SCHAUER
IN SILIZIUMINSTRUMENTIERTEN
KALORIMETERN
- PARAMETERSTUDIEN AN EGS4 -

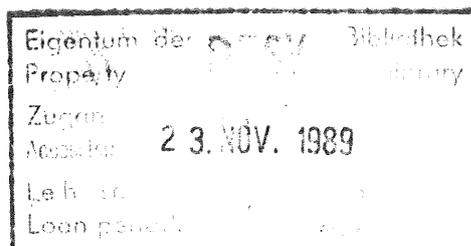
MARTIN EBERLE

DIPLOMARBEIT

VORGELEGT AM FACHBEREICH PHYSIK

DER UNIVERSITÄT HAMBURG

12. JUNI 1989



Inhaltsverzeichnis

0.	Einleitung	1
1.	Entwicklung und Nachweis elektromagnetischer Schauer	4
1.1.	Übersicht	
1.2.	Wechselwirkungen von Elektronen und Positronen	
1.3.	Wechselwirkungen von Photonen	
1.4.	Typische Schauergrößen	
1.5.	Techniken der Kalorimetrie	
1.6.	Energieauflösung von Kalorimetern	
1.7.	Silizium als Auslesematerial	
2.	Simulation elektromagnetischer Schauer mit EGS4	24
2.1.	Das Monte-Carlo-Verfahren	
2.2.	Konzept und implementierte Wechselwirkungen	
2.3.	Programmstruktur	
2.4.	Simulationsparameter	
2.5.	Teilchentransport in EGS4	
2.6.	Einfluß der Parameter	
3.	Problemstellung und Vorgehensweise	52
4.	Untersuchungen zum Verhalten niederenergetischer Elektronen	56
4.1.	Reichweiten und totale Weglängen in Aluminium und Blei	
4.2.	Energiedeposition in dünnen Siliziumschichten	
5.	Schauersimulationen in einem Silizium-Testkalorimeter	74
5.1.	Optimierung der Simulationsparameter in EGS4	
5.2.	Elektronenflußspektren	
5.3.	Energiedepositionsspektren	
5.4.	Vergleich von simulierten und experimentellen Ergebnissen	
5.5.	Der G10-Effekt - Versuch einer Deutung	
6.	Bemerkungen zur Parameteroptimierung	110
7.	Zusammenfassung und Ausblick	114
	Literaturverzeichnis	
	Danksagung	

0. Einleitung

Seit jeher versuchen die Menschen, die sie umgebende Welt zu verstehen und Ursachen für ihre Existenz zu finden. Gegenstand der Physik ist in diesem Zusammenhang die Entwicklung von Modellen, die in der Lage sind, Vorgänge in der Natur zu beschreiben und richtig vorauszusagen.

In den letzten Jahrzehnten sind die Physiker bei ihren Forschungen in immer kleinere Dimensionen vorgedrungen, geleitet von der Hoffnung, einige wenige elementare Teilchen zu finden, mit denen Aufbau und Eigenschaften der Materie erklärt werden können. Die Suche nach diesen Elementarteilchen und das Studium ihrer Wechselwirkungen erfordert die Verwendung immer höherer Teilchenenergien. Während das vor 25 Jahren bei DESY fertiggestellte Elektronensynchrotron bei einem Umfang von 300 m Elektronen bis zu einer Energie von 6 GeV beschleunigte, wird im nächsten Jahr ebenfalls bei DESY die neue Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA in Betrieb gehen, die bei einer Gesamtlänge von 6.3 km Elektronen bis zu 30 GeV und Protonen bis zu 820 GeV beschleunigen kann. Zukünftige Beschleuniger für noch höhere Energien sind geplant.

Entsprechend ist die Entwicklung im Bereich der experimentellen Meßapparaturen verlaufen, die benötigt werden, um die bei den Wechselwirkungen auftretenden Teilchen zu registrieren. Ein Teilgebiet beschäftigt sich mit der genauen Energiebestimmung der hochenergetischen Reaktionsprodukte. Dies ist besonders kompliziert, da hochenergetische Teilchen beim Durchgang durch Materie nicht nur ihre Energie durch Ionisation und andere Prozesse quasi kontinuierlich verlieren, sondern auch wiederum neue Teilchen erzeugen. Eine relativ neue Meßmethode für die Bestimmung der Teilchenenergien besteht darin, die gesamte bei der Absorption entstehende Schauerkaskade aller Sekundärteilchen vollständig zu erfassen. Apparaturen, die dieses leisten, heißen in Analogie zu Meßverfahren des thermischen Energieinhaltes Kalorimeter. Kalorimeter sind dementsprechend in jedem Experiment der Hochenergiephysik von zentraler Bedeutung.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einem im Vergleich zum Gesamtkomplex winzigen, aber nicht unbedeutenden Teilaspekt der geschilderten Suche nach den Bausteinen der Materie, nämlich mit der Möglichkeit, die Eigenschaften solcher Kalorimeter durch Computersimulationen vorauszusagen. Diese Simulation des Verhaltens hochenergetischer Teilchen in Materie trägt wesentlich zur instrumentellen Entwicklung von Kalorimetern bei, da durch sie ein Teil der gewünschten Informationen auch ohne aufwendige Experimente erlangt werden kann. Zusätzlich kann durch die Auswertung mikroskopischer und experimentell nicht meßbarer Details das Verständnis der in den Kalorimetern auftretenden physikalischen Prozesse verbessert werden. Üblich ist die Verwendung der auf stochastischen Prinzipien basierenden Monte-Carlo-Methode, da sie die natürlichen Fluktuationen in der Entwicklung von Teilchenkaskaden beinhaltet. Ein auf elektromagnetischem Gebiet seit langem bewährtes Programmpaket ist der "Electron-Gamma-Showercode" [NEL85].

Die Gruppe, in der die vorliegende Arbeit durchgeführt wurde, ist Mitglied der H1-Kollaboration bei HERA und im Rahmen dieses Experiments für Entwicklung, Bau und Betrieb des mit Siliziumdetektoren bestückten PLUG-Kalorimeters verantwortlich. Im Fall dieses speziellen Gerätes, das den vom Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht erfaßten Bereich extremer Vorwärtswinkel abdecken soll, war die Instrumentierung mit Siliziumdetektoren naheliegend, da allein die hiermit erzielbare kompakte Bauform den geometrischen Randbedingungen gerecht wird.

Aber auch darüber hinaus hat der Einsatz von Siliziumdetektoren in Kalorimetern in den letzten Jahren immer mehr an Bedeutung gewonnen. Beispielsweise wird zur Zeit bei CERN ein hadronisches Testkalorimeter dieser Bauart untersucht, und für den in den USA geplanten SSC-Beschleuniger wurde ein vollständig mit Siliziumdetektoren bestücktes 4π -Kalorimeter vorgeschlagen [BRA89].

Für den Einsatz von Siliziumdetektoren sprechen eine Reihe von Gründen, von denen die wichtigsten die erreichbare kompakte Bauform, die absolute Energielinearität dieser Detektoren und ihr unübertroffen gutes Signal-Rausch-Verhältnis sind. Im Zusammenhang mit den erwähnten Simulationen erfordern Siliziumdetektoren aber eine besondere Rücksichtnahme auf ihre im Vergleich zu anderen Detektoren sehr geringe Dicke von weniger als 1 mm. Insbesondere ist eine realistische Behandlung der niederenergetischen Teilchen notwendig, da diese in Siliziumdetektoren wesentlich zum Signal beitragen.

Eine Aufgabe dieser Arbeit war es daher, die aktuelle 4. Version von EGS den speziellen Anforderungen der Simulation von Schauern in Sampling-Kalorimetern mit dünnen aktiven Siliziumschichten anzupassen. Die Simulation von durch Primärteilchen im GeV-Bereich ausgelösten elektromagnetischen Schauern mit mikroskopischer Exaktheit auch unterhalb von 1 MeV ist eine für EGS4 neue Anwendung.

Das Arbeitsziel sollte entsprechend der Eignung von EGS4 auf die Simulation elektromagnetischer Schauer beschränkt bleiben. Die Anpassung der Simulation an das untersuchte Problem erfolgte durch die Wahl geeigneter Werte für die Simulationsparameter in EGS4. Die Ergebnisse, die aus dem systematischen Studium des Einflusses der verschiedenen Simulationsparameter auf die experimentell nachprüfbaren Eigenschaften eines Kalorimeters gewonnen wurden, sollten dann mit den Resultaten entsprechender Testexperimente verglichen werden.

Ein besonderes Teilziel war hierbei, den sogenannten "G10-Effekt"¹ zu verstehen, eine Verminderung der aus einem elektromagnetischen Schauer sichtbaren Energie durch vor oder hinter den Detektoren platzierte Schichten von Absorbern mit niedriger Kernladungszahl Z . Es besteht die Hoffnung, daß bei geeigneter Wahl der Absorbermaterialien durch Ausnutzung dieses Effektes das gewünschte gleichartige Ansprechen auf elektromagnetische und hadronische Schauerkomponenten auch in siliziuminstrumentierten Kalorimetern realisiert werden kann.

1. G10, oder auch ein ähnlicher Kunststoff, wird als Material der "read-out-boards", auf denen die Detektoren montiert sind, verwendet.

1. Entwicklung und Nachweis elektromagnetischer Schauer

1.1. Übersicht

Beim Durchdringen von Materie wechselwirken hochenergetische Teilchen mit deren Atomen. Die in diesen Prozessen entstehenden Sekundärteilchen wechselwirken ihrerseits mit der umgebenden Materie, es kommt zur Ausbidung einer Teilchenkaskade. Ist das Primärteilchen ein Elektron, Positron oder Photon, entsteht ein *elektromagnetischer Schauer*.

Auf ihrem Weg durch die Materie deponieren die Teilchen Energie, die sich zumindestens partiell nachweisen läßt, etwa durch die erzeugte Ionisation oder Anregung. *Kalorimeter* sind Anordnungen, die auf der Grundlage dieses Prinzips die Primärenergie eines hochenergetischen Teilchens nachweisen. Die Bezeichnung wurde in Anlehnung an die in der Thermodynamik zur Messung von Wärmekapazitäten verwendeten Apparaturen gewählt. Die elektromagnetischen Prozesse, über die Elektronen, Positronen und Photonen ihre Energie abgeben, und deren Nachweis sind Thema dieses Kapitels.

Die Prozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung werden durch die Quantenelektrodynamik beschrieben. Mit Hilfe dieses Formalismus lassen sich die Wirkungsquerschnitte der elementaren Prozesse exakt berechnen. Das beim Durchgang von Strahlung durch Materie untrennbare Ineinandergreifen von Richtungsänderung und Energieverlust - zusammenfassend als Streuabsorptionsprozeß bezeichnet - ist jedoch bis heute auch mit dieser Methode nicht zufriedenstellend zu beschreiben. Man ist somit gezwungen, zur Darstellung des Elektronentransportes eine künstliche Trennung einzuführen zwischen Energieverlust einerseits und Winkelstreuung andererseits, diese eventuell noch weiter unterteilt in Einzel-, Mehrfach- und Vielfachstreuung. Von den vielen Näherungen, die in diesem Bereich existieren, wird man diejenige auswählen, die für das betrachtete Problem die besten Ergebnisse liefert. Deren Umsetzung in den Computercode EGS4 ist das 2. Kapitel gewidmet. An dieser Stelle sollen zunächst die elementaren Prozesse in einer vereinfachten Form dargestellt werden.

1.2. Wechselwirkungen von Elektronen und Positronen

Wie schon eingangs erwähnt, wechselwirken hochenergetische geladene Teilchen in Materie sowohl mit deren Elektronen als auch mit den Atomkernen. Aus der Coulomb-Wechselwirkung mit den Hüllen-/Bandelektronen resultiert Ionisationsenergieverlust, der im folgenden beschrieben ist.

Energieverlust durch Ionisation.

Das Teilchen gibt durch Austausch eines virtuellen Photons einen Energiebetrag ΔE ab und kann so das Atom des Mediums anregen oder ionisieren. Aus den bekannten Wirkungsquerschnitten für diesen Prozeß läßt sich der differentielle Energieverlust pro durchlaufener Strecke dE/dx durch Integration über ΔE von einem "mittleren Ionisationspotential" bis zum maximalen Energieübertrag auf das gestoßene Elektron berechnen [PER87]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 e^4 Z}{m v^2 A} \left[\ln\left(\frac{mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \text{(Bethe-Bloch-Formel)}$$

mit den Bezeichnungen:

- m = Elektronenruhemasse
- v = Elektronengeschwindigkeit
- β = v/c
- N_0 = 6.023×10^{23} (Avogadro-Zahl)
- Z = Kernladungs- und Ordnungszahl
- A = Nukleonen- und Atommassenzahl
- I = mittleres Ionisationspotential des Mediums
 $\approx 10Z$ eV

Bild 1.1. zeigt den Energieverlust von Elektronen durch Ionisation in Silizium als Funktion der Elektronenenergie. Er fällt zunächst bei kleinen Energien wie $1/E_{kin}$ bis zu einem Minimum bei $\beta\gamma = p/m_e c \approx 4$ um dann mit wachsender Energie wieder anzusteigen. Die Polarisation des Mediums durch sehr schnelle Elektronen begrenzt diesen Anstieg auf einen asymptotischen Wert, der in Gasen cirka 50%, in Festkörpern cirka 10% über dem Minimum liegt. (Die oben angeführte Bethe-Bloch-Formel enthält die dieser Polarisation Rechnung tragende Dichtekorrektur noch nicht.)

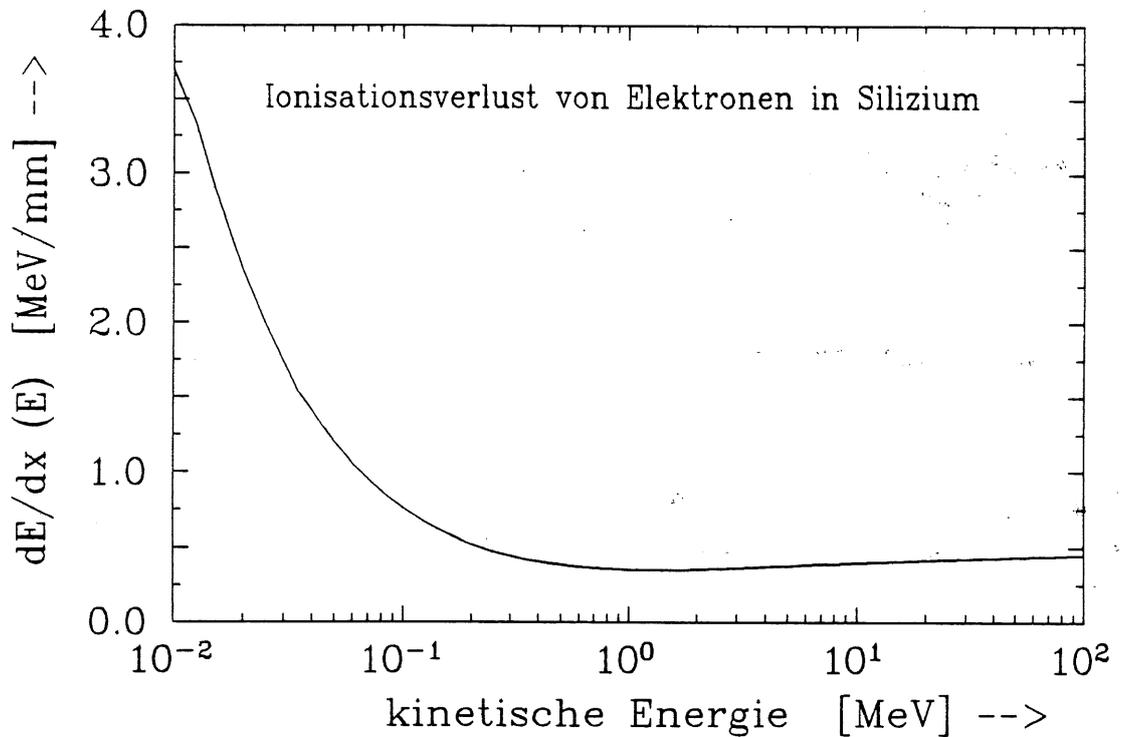


Bild 1.1. Ionisationsverlust von Elektronen in Silizium nach Daten von Berger-Seltzer [BER82]

Der Energieverlust durch Ionisation ist nicht gaußförmig um den angegebenen Mittelwert verteilt. Die Verteilung entspricht vielmehr einer Landauverteilung, sie ist asymmetrisch mit einem Ausläufer zu hohen Energieüberträgen, hervorgerufen durch einzelne Stöße mit kleinem Stoßparameter. Diese Stöße sind bekannt als Moller-(e^-e^-) und Bhaba-(e^+e^-) Streuung, die herausgeschlagenen Elektronen mit hoher kinetischer Energie heißen δ -rays. (Strenggenommen sind natürlich alle Streuungen zwischen zwei Elektronen entweder Moller- oder Bhaba-Streuungen, die Begriffe werden jedoch als Abgrenzung gegen den quasi-kontinuierlichen Energieverlust in der angeführten Weise verwendet.) Die Wirkungsquerschnitte sind, wie auch aus Bild 1.2. zu entnehmen, unterschiedlich für Elektronen und Positronen aufgrund des bei der Moller- Streuung auf die halbe kinetische Energie begrenzten Energieübertrages.

Die Coulomb-Wechselwirkung von Elektronen² mit dem Kernfeld kann auf zwei Arten erfolgen:

Elastische Streuung am Kern

Aufgrund der stark unterschiedlichen Massen der Streupartner trägt die elastische Kernstreuung nur unwesentlich zum Energieverlust des gestreuten Teilchens bei ($dE/dx \sim 1/A$ mit A =Atommasse des streuenden Kerns). Wichtiger Effekt ist hier die Impuls(Richtungs)-Änderung des Elektrons um einen Winkel Θ in das Raumwinkelelement Ω , deren Wirkungsquerschnitt in erster Näherung beschrieben wird durch die Rutherford-Streuformel [PER87]:

$$\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{Z e^2}{p v} \right)^2 (\sin(\Theta/2))^{-4}$$

Bei hohen Elektronenenergien ist die Rutherford-Streuformel eine gute Näherung, bei niedrigeren Energien sind Korrekturen anzubringen u.A. für Berücksichtigung von Spins, Abschirmung durch Hüllenelektronen, sowie der endlichen Ausdehnung und Masse des Kerns.

Aussagen zu machen über die Streuwinkelverteilung nach Durchqueren einer endlich dicken Schicht Materie mit einer großen Zahl von Einzelstreuungen ist Aufgabe der Vielfachstreuungstheorie. Trotz der vielen Methoden zur Beschreibung der Vielfachstreuung ist es noch nicht gelungen, eine geschlossene Theorie zu entwickeln, die alle Phänomene in diesem Bereich erklären kann. Es ist vielmehr erforderlich, jeweils die dem Problem am besten angepasste Näherung herauszufinden. Eine Darstellung der zwei in EGS verwendeten Vielfachstreuemodelle findet sich in Kapitel 2.5..

Bremsstrahlung

Stark inelastische Streuungen eines hochenergetischen Elektrons am Kernfeld oder dem eines Hüllenelektrons sind die Ursache der Bremsstrahlung. Wird ein Elektron im Kernfeld beschleunigt ("gebremst"), kann es unter Energieverlust ein Photon abstrahlen. Durch Austausch eines weiteren, virtuellen Photons nimmt der Kern die zur Erfüllung der Erhaltungssätze notwendigen Beträge an Impuls und Energie auf.

2. Wenn hier und im folgenden von Elektronen die Rede ist, so sind damit auch immer gleichermaßen Positronen gemeint. Ausnahmen sind gekennzeichnet oder werden aus dem Kontext deutlich.

Die spektrale Verteilung der emittierten Photonen ist kontinuierlich und reicht bis zur Energie E_e des Elektrons vor dem Stoß. Sie ist näherungsweise proportional zu $(E_\gamma)^{-1}$. Der über diese Verteilung integrierte Energieverlust des Elektrons durch Bremsstrahlung ist im Mittel (die Abstrahlung erfolgt quantisiert!) nach [PER87]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = \frac{E_e}{X_0} \quad \text{mit}$$

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z(Z+1)r_0^2 N}{137A} \ln\{183Z^{-1/3}\} \quad \left| \begin{array}{l} r_0 \cdot \text{klassischer} \\ \text{Elektronenradius} \end{array} \right.$$

Die *Strahlungslänge* X_0 ist die Länge, nach der im Mittel E_e durch Bremsstrahlungsverluste auf das $1/e$ -fache der Anfangsenergie E_0 abgefallen ist. Sie läßt sich durch folgende Näherungsformel auf 20% genau abschätzen:

$$X_0 \text{ [g/cm}^2\text{]} = 180 \frac{A}{Z^2} \quad \left| (Z > 13) \right.$$

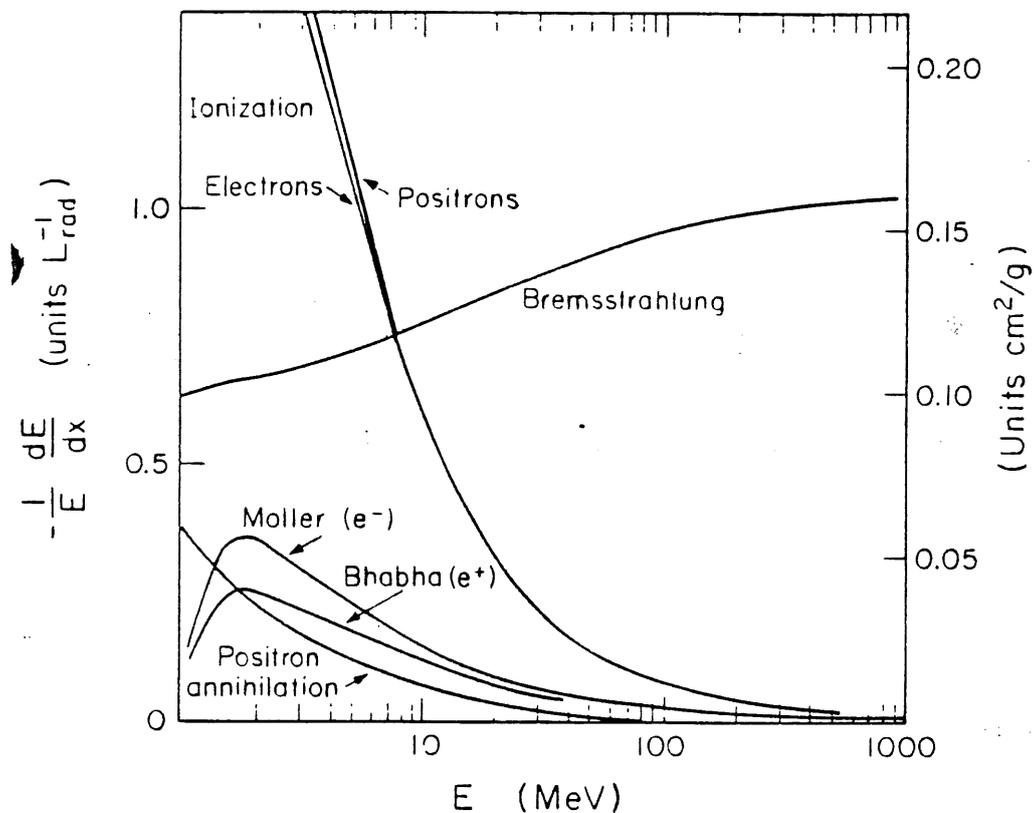


Bild 1.2.: Beiträge zum Energieverlust von Elektronen

Paarvernichtung

Trifft ein Positron auf ein Elektron, können sie unter Emission von γ -Quanten annihilieren. Der Wirkungsquerschnitt der Paarvernichtung ist relativ klein (siehe Bild 1.2.), deshalb werden die meisten Positronen zunächst durch das Medium abgebremst und bilden mit einem Elektron einen gebundenen Zustand, das Positronium. Je nach der Orientierung der beiden Spins zueinander zerfällt das Positronium dann in zwei oder drei γ -Quanten.

Aufgrund der Proportionalität der Bremsstrahlungsverluste zur Elektronenenergie ist für hochenergetische Elektronen Bremsstrahlung die dominierende Wechselwirkung (siehe auch Bild 1.2). Für die kritische Energie E_{crit} , definiert durch das Produkt aus minimalem spezifischen Energieverlust $(dE/dx)_{\text{min}}$ und der Strahlungslänge X_0 , sind Bremsstrahlungs- und Ionisationsanteile am Energieverlust ungefähr gleich groß. E_{crit} und $(dE/dx)_{\text{min}}$ lassen sich abschätzen nach [AMA81] durch:

$$E_{\text{crit}} \approx 550/Z \text{ MeV} \quad \left| \text{rel. Fehler} < 10 \% \text{ für } Z > 13 \right.$$

$$(dE/dx)_{\text{min}} \approx 3 Z/A \text{ MeV cm}^2/\text{g} \quad \left| \text{rel. Fehler} < 20 \% \text{ für } Z > 13 \right.$$

Bild 1.3. zeigt die Anteile der geschilderten Prozesse am Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei. Der Gesamtbetrag dieses Verlusts $(dE/dx)_{\text{tot}}$ ist die Summe aus Strahlungs- und Ionisationsanteilen. Integriert man $(dE/dx)^{-1}$ über E erhält man im *csda*-Modell³ die totale Weglänge, die ein Elektron der Energie E_0 im Mittel noch zurücklegen kann:

$$R_{\text{path}} = \int_1^{E_0} (dE/dx)_{\text{tot}}^{-1} dE$$

Die Angabe einer äquivalenten Beziehung für die Reichweiten R_{ex} eines Elektrons, also die Projektion seiner Spur auf eine Achse, ist bis heute aufgrund des schon erwähnten Fehlens einer geschlossenen Streutheorie nicht möglich. Es existieren aber "semi-empirische" Formeln, entstanden durch Anpassung an experimentelle Daten [TAB72].

3. "*continuous-slowng-down-approximation*", Modell, in dem Elektronen ausschließlich auf kontinuierlichem Weg Energie verlieren

1.3. Wechselwirkungen von Photonen

Von den vielen möglichen Wechselwirkungen zwischen γ -Strahlung und Materie sollen hier die drei für die Belange der Kalorimetrie Bedeutsamen kurz vorgestellt werden.

Photoabsorption

Die Photoabsorption ist die Wechselwirkung eines Photons mit einem gebundenen Elektron. Das Photon wird absorbiert und seine Energie auf ein freiwerdendes Hüllenelektron übertragen, vermindert um dessen Bindungsenergie. Der Photoabsorptionquerschnitt σ_{Phot} steigt mit zunehmender Bindungsenergie der Atomelektronen, am wahrscheinlichsten ist also eine Reaktion mit Elektronen aus der "K-Schale". σ_{Phot} läßt sich abschätzen nach [KLE87] durch:

$$\sigma_{\text{Phot}} \approx \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} \alpha^4 (mc^2) \times \frac{Z^5}{E_\gamma^{3.5}} \quad | E_\gamma < mc^2$$

Die Compton-Streuung

ist die Streuung eines Photons an einem als frei betrachteten Hüllenelektron ($E_{\text{bind}} < E_\gamma$). Das Elektron nimmt einen Teil der Photonenenergie E_γ auf, nicht den ganzen Betrag, und wird unter einem vom Energieübertrag abhängigen Winkel gegen die Photonenflugrichtung emittiert. Der über alle möglichen Winkel integrierte totale Compton-Wirkungsquerschnitt γ_{Comp} ist nach [LOH86]:

$$\sigma_{\text{Comp}} \approx \pi r_0^2 \frac{mc^2}{E_\gamma} \left(\ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} + \frac{1}{2} \right) \quad | E_\gamma > mc^2$$

Paarbildung

nennt man die Konvertierung eines γ -Quants der Energie $E_\gamma > 2mc^2$ in ein e^+e^- Paar im Coulombfeld eines Atomkernes oder, mit sehr viel geringerer Bedeutung, auch dem Feld eines Hüllenelektrons. Energie- und Impulserhaltung wird durch Austausch eines virtuellen Photons mit dem Streupartner Rechnung getragen.

Für hohe Werte von E_γ nähert sich der Wirkungsquerschnitt σ_{Paar} asymptotisch der energieunabhängigen Beziehung [KLE87]

$$\sigma_{\text{Paar}} \approx 4 r_0^2 \alpha^4 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \left\{ 183 Z^{-1/3} \right\} - \frac{1}{54} \right) \quad | \quad \alpha = 1/137$$

(mit den Bezeichnungen aus 1.2.) bzw., unter Vernachlässigung des letzten Terms:

$$\sigma_{\text{Paar}} \approx \frac{A}{N} \frac{7}{9 X_0}$$

Die Konversionslänge $(9/7)X_0$ kommt also der für den Bremsstrahlungsprozeß charakteristischen Strahlungslänge X_0 sehr nahe. Wie die Quantenelektrodynamik zeigt, ist diese Übereinstimmung nicht zufällig: Durch Vertauschen von Raum- und Zeitachse im betreffenden Feynman-Graphen erhält man den jeweils anderen Prozeß, beide sind also eng miteinander verwandt.

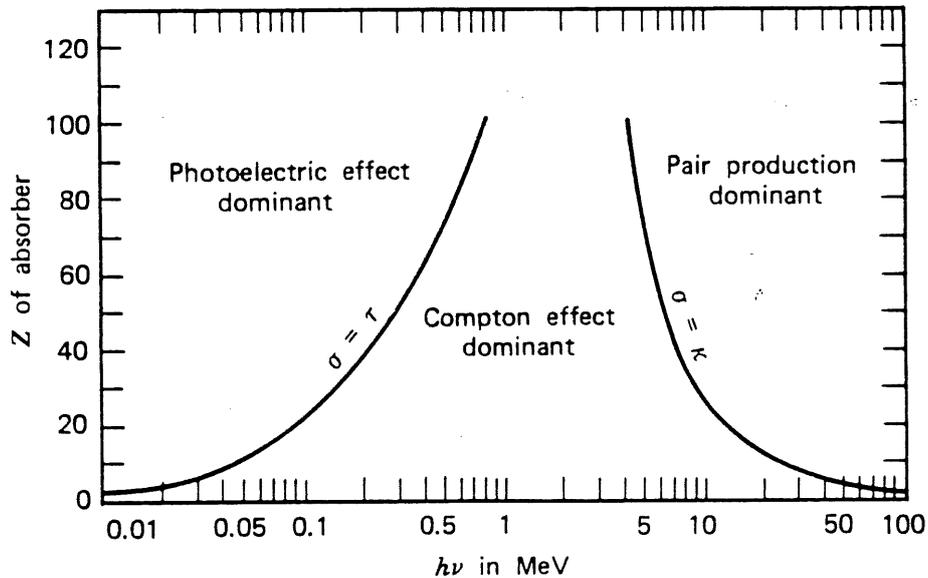


Bild 1.3. Relative Bedeutung von Photoabsorption, Comptoneffekt und Paarbildung. Die Linien liegen auf den Werten von Z des Absorbers und der Photonenenergie, für die jeweils benachbarte Prozesse gleich wahrscheinlich sind [KNO79].

Die unterschiedlichen Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte von Photonenenergie und Kernladungszahl Z der Materie veranschaulicht Bild 1.3.. Auf den eingezeichneten Linien sind die jeweils benachbarten Prozesse gleich wahrscheinlich. Für sehr niedrige Z ist die Photoabsorption praktisch zu vernachlässigen, in Materialien mit hohem Z jedoch die dominierende Wechselwirkung für $E_\gamma < 0.5$ MeV. Für $E_\gamma > 10$ MeV treten alle anderen Prozesse gegen die Paarbildung in den Hintergrund, wiederum ausgeprägter in Materialien mit hohem Z . Im Mittelenergiebereich herrscht dagegen Compton-Streuung vor, mit wachsendem Ausmaß bei sinkendem Z . Da Photonen als ungeladene Teilchen nicht auf quasi-kontinuierliche Weise mit der sie umgebenden Materie wechselwirken, sondern ausschließlich in (relativ seltenen) diskreten Ereignissen, ist die Angabe einer Restweglänge nach der sie sicher gestoppt werden, wie für Elektronen üblich, nicht möglich. Es läßt sich lediglich eine Aussage machen über die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon nach einer bestimmten zurückgelegten Strecke noch keine Wechselwirkung eingegangen ist oder, anders ausgedrückt, die Restintensität I_γ eines Photonenstrahls in einer Eindringtiefe x :

$$I_\gamma = I_0 \times \exp\{-\mu\rho x\}$$

Der Massenabsorptionskoeffizient μ hängt mit den oben aufgeführten Wirkungsquerschnitten wie folgt zusammen:

$$\mu = \frac{N}{A} (\sigma_{\text{Phot}} + \sigma_{\text{Comp}} + \sigma_{\text{Paar}})$$

Ebenfalls üblich ist die Verwendung einer "mittleren freien Weglänge" λ :

$$\lambda = (\mu\rho)^{-1}$$

Bild 1.4. zeigt den Massenabsorptionskoeffizienten von Blei als Funktion der Energie und die Anteile der einzelnen Photonenwechselwirkungen.

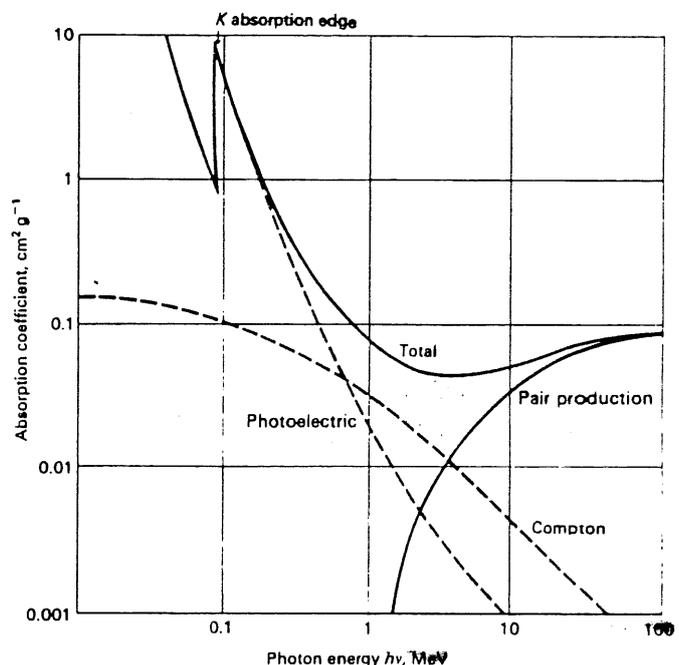


Bild 1.4.: Absorptionskoeffizienten für Photonen in Blei [PER87]

1.4. Typische Schauergrößen

Bei Vernachlässigung des Unterschiedes zwischen Strahlungs- und Konversionslänge läßt sich ein elektromagnetischer Schauer wie folgt beschreiben:

Ist das Primärteilchen ein Elektron der Energie E_0 , emittiert es im Mittel nach einer Strahlungslänge X_0 ein Bremsstrahlungsphoton und gibt dabei die Hälfte seiner Energie ab. Bei $2X_0$ ist das γ -Quant konvertiert in ein e^+e^- -Paar, das Elektron hat ein weiteres Bremsstrahlungsphoton abgestrahlt, die 4 Teilchen haben im Mittel die Energie $E_0/4$. Vernachlässigt man weiter Ionisationsverlust und verwendet nur die asymptotischen Werte für Bremsstrahlung und Paarbildung, besteht der Schauer in einer Tiefe von $t = x/X_0$ aus $N = 2^t$ Teilchen der Energie $E = E_0/E^t$. Bei $E \approx E_{\text{crit}}$ hört die Teilchenmultiplikation auf. Die vorhandenen Teilchen werden dann nur noch abgebremst, Elektronen entsprechend ihres Ionisationsverlustes dE/dx , Photonen mit den angegebenen Massenschwächungskoeffizienten μ . Die maximale Anzahl von Teilchen ist also $N_{\text{max}} = E_0/E_{\text{crit}}$ bei $t = (\ln(E_0/E_{\text{crit}}))/\ln 2$ und damit proportional zur Primärenergie.

Das longitudinale Profil der Energiedeposition eines Schauers ist in Einheiten von X_0 weitgehend materialunabhängig und läßt sich parametrisieren [LON75], [AMA81], [FAB85]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \beta^{\alpha+1} \frac{t^\alpha e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha+1)} \quad \left| \begin{array}{l} t = x/X_0 : \alpha = \beta t_{\text{max}} : \beta \approx 0.5 \end{array} \right.$$

Die laterale Aufweitung des Schauers läßt sich ebenfalls mit X_0 und E_{crit} beschreiben. 90% der Primärenergie werden deponiert in einem Radius

$$R_M = \frac{21.2 X_0}{E} \\ \approx 7 \frac{\text{\AA}}{Z} [\text{g cm}^{-2}]$$

um die Einschubachse [AMA81].

In diesem einfachen Modell sind also die zwei materialspezifischen Konstanten X_0 und E_{crit} zur vollständigen Charakterisierung eines elektromagnetischen Schauers ausreichend.

1.5. Techniken der Kalorimetrie

Trifft ein hochenergetisches Elektron oder Photon auf einen ausreichend großen Block Materie, kommt es zu der in 1.1. beschriebenen Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers, in dessen Entwicklung die Energie E_0 des Primärteilchens auf viele Sekundärteilchen verteilt und schließlich über Anregung oder Ionisation an das Material abgegeben wird. Gelingt es, diesen Energiebetrag zumindestens teilweise zu messen, ihn "sichtbar" zu machen, und ist er proportional zu E_0 , gewinnt man Informationen über das Primärteilchen. In erster Linie ist dies seine Energie, eine geeignete Segmentierung der Auslesebereiche ermöglicht aber auch eine weitergehende Identifizierung des Teilchens, seiner Eigenschaften und Reaktionen.

Die Verwendung solcher Kalorimeter in der Hochenergiephysik hat in den letzten Jahren, parallel zu den steigenden Schwerpunktsenergien der Experimente, stark an Bedeutung gewonnen gegenüber bislang üblichen Techniken der Teilchenidentifizierung, wie der Sichtbarmachung von Trajektorien geladener Teilchen z.B. in Blasen-, Driftkammern, Kernspuremulsionen oder der Geschwindigkeitsmessung mit Cerenkovzählern. Einige Gründe seien hier aufgezählt:

- Kalorimeter reagieren auf geladene und neutrale Teilchen.
- Die Auflösung verbessert sich mit zunehmender Teilchenenergie.
- Ein Magnetfeld ist nicht erforderlich.
- Die benötigte Kalorimeterlänge l steigt nur mit $\ln(E_0)$ (Spurdetektoren: $l \sim \sqrt{p}$).
- Die hohen Luminositäten heutiger Speicherringe erfordern eine hohe Auslesegeschwindigkeit und kurze Totzeiten. Die mit wachsender Schwerpunktsenergie steigende Multiplizität erschwert den Nachweis einzelner Teilchenspuren. Es erscheint sinnvoller, Verteilungen der deponierten Energie zu messen (\rightarrow fein segmentiertes Kalorimeter).

Entsprechend der verwendeten Nachweisteknik lassen sich Kalorimeter grob in ladungssammelnde und lichtsammelnde Kalorimeter einteilen.

Lichtsammelnde Kalorimeter registrieren die bei geeigneter Materialwahl erzeugte Cerenkovstrahlung oder die von Szintillatoren in Licht konvertierte Anregungsenergie des Mediums. Das Licht wird, eventuell nach Transport durch einen Lichtleiter über Photomultiplier oder Photodioden ausgelesen und in ein speicherbares elektrisches Signal umgeformt. Zum Nachweis von Cerenkovlicht wird ein für dieses Licht transparentes Material mit großem Brechungsindex ($v=c/n$) und kleiner Strahlungslänge benötigt. Bleiglas, eine Verbindung aus 40% SiO_2 und 55% PbO mit Beimengungen von Na_2O und K_2O , erfüllt diese Bedingungen ($n=1.7$; $X_0=2.5$ cm).

Gebräuchliche Szintillatoren sind Natriumjodid ($X_0=2.6$ cm) und BGO ($X_0=1.12$ cm) als anorganische Materialien mit relativ kurzer Strahlungslänge und Abklingzeiten um 100 ns. Organische Szintillatoren, basierend auf polymeren aromatischen oder aliphatischen Verbindungen, zeichnen sich aus durch kurze Abklingzeiten (2 - 50 ns) und niedrige Materialkosten. Sie benötigen aber, da ihr Licht im UV-Bereich liegt (hohe Selbstabsorption!), die Beigabe eines 2. fluoreszierenden Stoffes zur Verschiebung des Spektrums in den sichtbaren Bereich, eines "Wellenlängenschiebers".

Ladungssammelnde Kalorimeter nutzen direkt die Ionisation des Mediums durch die Schauerteilchen, d. h. die Trennung von Hüllenelektron und Restion in Gasen und Flüssigkeiten bzw. die Bildung von Elektron-Loch-Paaren in kristallinen Festkörpern. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes ausreichender Stärke wird eine Rekombination verhindert. Die Ladungsträger werden getrennt und driften zu den Elektroden, wo sie ein Signal in Form eines Ladungsimpulses erzeugen (Prinzip der Ionisationskammer). In Gaszählern können durch Erhöhung der angelegten Spannung die Ladungsträger zusätzliche, sekundäre Elektron-Ion-Paare erzeugen. Man erreicht auf diesem Weg eine Verstärkung des Signals um einen Faktor 10^4 - 10^6 [KLE87]. Der Bereich der elektrischen Feldstärke, in dem dieser Verstärkungsfaktor konstant, und damit die Signalhöhe eine lineare Funktion der "primären" Ionisation ist, heißt *Proportionalbereich*. Für höhere Feldstärken breitet sich die Ladungsträgerlawine über den gesamten Zähler aus und die registrierte Ladungsmenge wird unabhängig von der Primäriodisation, ausschließlich bestimmt durch die angelegte Spannung und die Kapazität des Zählers. Es kann also nur noch die Anzahl der Signale, entsprechend den Teilchenspuren, gezählt werden, weshalb vom *digitalen Modus* oder einem *Auslösezähler* gesprochen wird.

Als aktives Zählmedium geeignete Materialien sind Edelgase in gasförmiger und flüssiger Form sowie Halbleiter. Für den Einsatz in großen Kalorimetern bietet sich flüssiges Argon an, ein Edelgas mit einer hohen Elektronenbeweglichkeit und einer relativ niedrigen mittleren Ionisierungsenergie von 24 eV/e⁻-Ar⁺-Paar. Der günstigen Verfügbarkeit stehen Schwierigkeiten in der Handhabung gegenüber: die zur Unterdrückung des Elektronen-"Trappings"⁴ erforderliche Reinigung sowie die Kühlung der gesamten Apparatur auf die Betriebstemperatur von unter 88K.

Allein mit den erwähnten Auslesematerialien kann aufgrund ihrer großen Strahlungslänge kein vollständig absorbierendes Kalorimeter in vertretbaren Dimensionen gebaut werden, insbesondere dann nicht, wenn hadronische Schauer untersucht werden sollen. Lediglich mit Bleiglas und Natriumjodid sind in der Vergangenheit Kalorimeter mit homogener Materialzusammensetzung für rein elektromagnetische Anwendungen konstruiert worden (u.a. [LON75]). Üblich ist heute allerdings ein anderes Verfahren: Unter Verzicht auf Bestückung des gesamten Kalorimeter-volumens mit aktivem Material wird die Primärenergie vorwiegend durch Materialien mit hoher Ordnungszahl und kleiner Strahlungslänge absorbiert und damit die räumliche Ausdehnung des Schauers in engen Grenzen gehalten. Informationen über den Schauer gewinnt man durch Einfügen von Scheiben des aktiven Auslesematerials in regelmäßigen Abständen von typisch 0.5-2 Strahlungslängen in den "Absorber". Je nach verwendetem Detektortyp wird an diesen Stellen eine Stichprobe, ein "sample" des Schauers genommen. Kalorimeter dieser Bauart heißen deshalb *Sampling-Kalorimeter*. Die im Vergleich zur Absorberdicke sehr dünnen aktiven Schichten (10^{-2} - $10^{-3} X_0$: $\sim 1X_0$) beeinflussen die Entwicklung des Schauers nicht, er verhält sich wie in einem homogenen Block Absorber [WIG87], [FLA85]. *Sampling-Kalorimeter* bieten neben ihren kompakten Abmessungen eine größere Flexibilität in der Anwendung als homogene Kalorimeter. Die Auslegung kann der jeweils gewünschten Eigenschaft angepaßt werden, es ist zum Beispiel möglich, im vorderen Bereich eines hadronischen Kalorimeters zum Nachweis elektromagnetischer Schauer in dichteren Abständen auszulesen als im hinteren Teil. Zusätzlich kann das Absorbermaterial gewechselt werden.

4. Elektroneneinfang an Verunreinigungen des Mediums

1.6. Energieauflösung von Kalorimetern

Die vom aktiven Teil des Kalorimeters sichtbar gemachte Energie E ist eine (im besten Fall lineare) Funktion der Energie E_0 des Primärteilchens. Da der Energieverlust über Ionisation und Anregung ein statistischer Prozeß ist, wird auch das gemessene Signal über mehrere Messungen der gleichen Energie E_0 Fluktuationen aufweisen. Falls möglich, wird man also viele dieser Messungen durchführen und den Mittelwert des Signals der Primärenergie zuweisen. Die Verteilung der Einzelmeßwerte ist in guter Näherung gaußförmig, die Breite dieser Verteilung also ein Maß für die mit dem Kalorimeter erreichbare Energieauflösung $\Delta E/E$. Ohne eine gute Kenntnis der typischen Breiten ist keine verlässliche Aussage über die Eigenschaften unbekannter nachgewiesener Teilchen möglich.

Die Fluktuation des Signals hat neben dieser intrinsischen Komponente, die die untere Grenze für die erreichbare Auflösung in homogenen Kalorimetern darstellt, noch weitere Ursachen:

- Schwankungen in der Anzahl der Teilchen, die eine aktive Schicht durchqueren, sogenannte "Sampling"-Fluktuationen
- unvollständige Absorption durch longitudinale oder/und laterale Verluste
- durch unterschiedliche Einfallwinkel und Vielfachstreuung hervorgerufene Fluktuationen der in der aktiven Schicht zurückgelegten Strecke
- Schwankungen des Energieverlustes einzelner Teilchen, beschrieben durch die bereits erwähnte Landau-Verteilung.

Nicht berücksichtigt in dieser Aufzählung sind die durch apparative Unzulänglichkeiten entstehenden Auflösungsbeiträge.

Die intrinsischen Fluktuationen sind verknüpft mit der Anzahl N aller gesammelten Elektronen. Die für das Signal verantwortliche totale Spurlänge L aller dieser Teilchen ist in "Rossi's Approximation A" [ROS41] $L = (E/E_{\text{cut}}) \times X_0$ mit der niedrigsten registrierbaren Energie E_{cut} . Die sichtbare Energie E_{vis} ergibt sich aus

$$E_{\text{vis}} = L \cdot (dE/dx) = (E_0/E_{\text{cut}}) \times (dE/dx) \times X_0 = \text{const} \times E_0$$

Da N einer Poissonverteilung gehorcht, ist die Schwankung des Wertes von N , $\Delta N/N = 1/\sqrt{N}$. Mit der Beziehung $N = E_0/E_{\text{cut}}$ gilt also für die intrinsischen Fluktuationen elektromagnetischer Schauer:

$$(\sigma(E)/E)_{\text{intr}} = \text{const} \times \sqrt{E_0} \approx 1\% \times \sqrt{E_0 [\text{GeV}]} \quad [\text{LON75}].$$

In Sampling-Kalorimetern sind die Schwankungen der Anzahl N_x der die aktiven Schichten kreuzenden Teilchenspuren von größerer Bedeutung für die Energieauflösung als die intrinsischen Fluktuationen. Haben die Absorberschichten die Dicke d , so gilt:

$$N_x = L/d = (E_0/E_{\text{crit}}) \times (X_0/d)$$

Die Schwankungen von N_x , die Sampling-Fluktuationen $(\sigma(E)/E)_{\text{samp}}$ lassen sich, wiederum unter Annahme eines poissonverteilten N_x , abschätzen zu:

$$(\sigma(E)/E)_{\text{samp}} \approx \text{const} \times 1/\sqrt{N_x} \approx 3.2\% \times \sqrt{\frac{E_{\text{crit}} \times d}{X_0 \times E_0} \frac{1}{F}} \quad \left| \begin{array}{l} [E_{\text{crit}}] = \text{MeV} \\ [E_0] = \text{GeV} \end{array} \right.$$

F ist ein Korrekturfaktor zur Berücksichtigung der detektierbaren Spurlänge $L_d < L$. Der für die Sampling-Fluktuationen angegebene Wert ist lediglich als untere Schranke zu verstehen. Es fehlen Korrekturen für das korrelierte Auftreten von e^+e^- -Paaren, die scheinbare Vergrößerung der Absorberdicke d durch nicht senkrechten Einfall der Teilchen und Vielfachstreuung, sowie für energieabhängiges dE/dx .

Wird das Kalorimetersignal eine Funktion der Energie der nachgewiesenen Teilchen und nicht nur ein Maß für deren Anzahl, gewinnen außerdem die Unterschiede in den Signalen einzelner Spuren an Bedeutung:

Die Schwankungen im Energieverlust von Elektronen beim Durchqueren dünner Schichten ("dünn" heißt hier: $\Delta E \sim 100 \text{keV}$) sind die Ursache der Landau-Fluktuationen (siehe 1.2.). Ihr Ausmaß wird bestimmt durch die Dicke der Schicht und die Ordnungszahl Z des Materials.

Die Winkelverteilung der Flugrichtungen niederenergetischer Schauerelektronen ist weitgehend isotrop. Entsprechend unterschiedlich ist der in der aktiven Schicht zurückgelegte Weg, und damit auch die Signalhöhe, falls die Elektronen nicht sicher in der Schicht gestoppt werden und mit ihrer gesamten kinetischen Energie zum Signal beitragen. Diese Weglängenfluktuationen werden also, ebenso wie die Landaufluktuationen, erst dann die Energieauflösung verschlechtern, wenn die Reichweite der Elektronen größer wird als die Dicke des Detektors.

Die geschilderten Auflösungsbeiträge sind statistisch unabhängig und lassen sich daher quadratisch addieren zur gesamten Energieauflösung $(\Delta E/E)_{\text{tot}}$. Bild 1.5. zeigt dies beispielhaft für ein Blei-Szintillator-Kalorimeter.

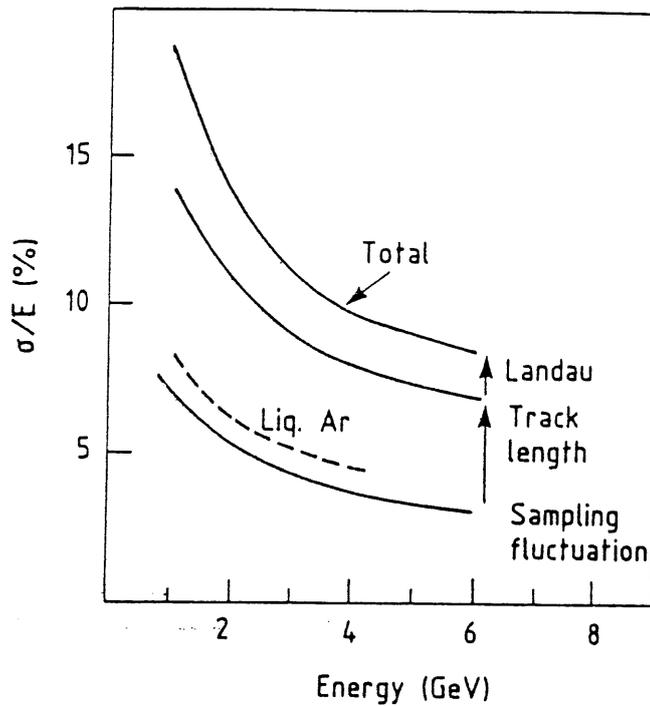


Bild 1.5. Beiträge von Sampling-, Weglängen- und Landau-Fluktuationen zur gesamten Energieauflösung eines Blei-Szintillator-Kalorimeters von $18\% / \sqrt{E}$ [FIS78].

Erwähnt werden muß weiterhin der Einfluß von longitudinalen und lateralen Energieverlusten auf die Energieauflösung. Die obigen Betrachtungen gelten für ein hermetisches Kalorimeter. In einem Kalorimeter, welches nicht 100% der Primärenergie absorbiert, führen die Fluktuationen des "herausleckenden" Energieanteils zu einer weiteren Verbreiterung der gemessenen Energieverteilung. Da im hinteren Teil des Schauers die Energie vornehmlich durch Photonen transportiert wird, schwankt die Energiedeposition in diesem Teil des Kalorimeters stärker als in den seitlichen Randbereichen, wo überwiegend durch vielfachgestreute Elektronen Energie deponiert wird. Energieverluste in longitudinaler Richtung wirken sich deshalb auf die Auflösung drastischer aus als laterale Verluste. Diese Aussage dokumentiert Bild 1.6. am Beispiel eines Szintillator-Kalorimeters.

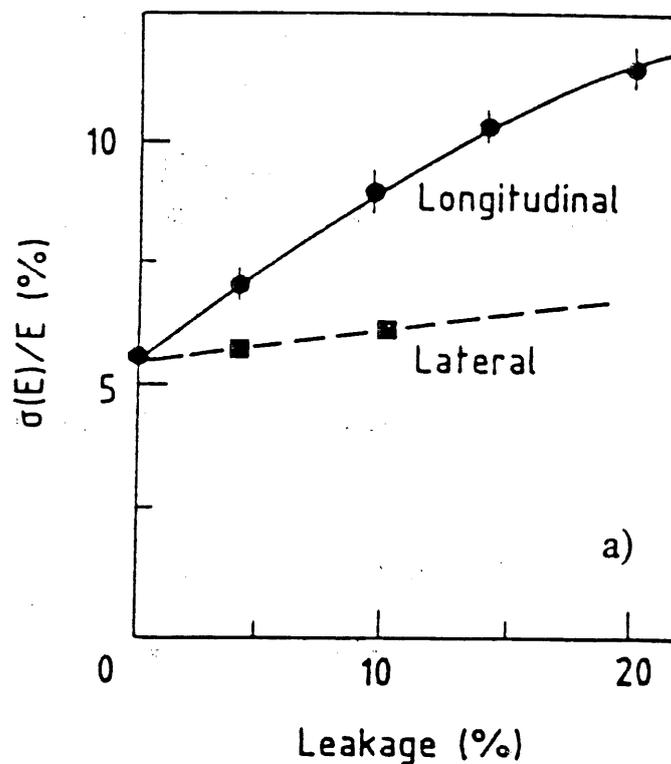


Bild 1.6. Einfluß longitudinaler und lateraler Verluste auf die im Szintillator-Kalorimeter gemessene Energieauflösung [DID80].

Eine Abschätzung der durch einen mittleren longitudinalen Verlust ΔE verursachten Verschlechterung der Energieauflösung kann nach [FAB85] für $E_0 < 100$ GeV erfolgen mit:

$$(\sigma(E)/E)_{\text{long}} \approx (\sigma(E)/E)_{f=0} \times 2f\sqrt{E_0 [\text{GeV}]} \quad \left| f = \Delta E/E \right.$$

1.7. Silizium als Auslesematerial

Halbleiterdetektoren arbeiten wie Festkörperionisationskammern, sie werden als Dioden in Sperrichtung betrieben, um die zur Ladungssammlung benötigte hohe elektrische Feldstärke im Kristall zu erzeugen. Ein geladenes Teilchen erzeugt auf seinem Weg durch den Kristall Elektronen-Loch-Paare, die durch das anliegende Feld getrennt werden. An der Anode werden die Elektronen gesammelt, die Ladungsmenge ist ein Maß für die Energie des Primärteilchens. In Silizium werden im Mittel 3.6 eV zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigt [KNO79].

Diese im Vergleich zu anderen Detektormaterialien sehr niedrige Ionisationsenergie (Gase: 20-40, Flüssigkeiten: 10-50, Szintillatoren: 400-1000 eV/Pair, [KLE87]) ist für die überragende Energieauflösung von Siliziumdetektoren verantwortlich. Die intrinsischen Fluktuationen führen aufgrund der hohen Anzahl der gebildeten Elektron-Lochpaare in einzelnen Detektoren zu einer Auflösung von lediglich $\sigma(E)/E \approx 0.7 \times 10^{-3} / \sqrt{E} \text{ (MeV)}$ [KLE87]. Einzelne, minimalionisierende Teilchen können so bereits mit einem 200 μm dicken Detektor identifiziert werden. Die Ionisierungsenergie von Siliziumdetektoren ist unempfindlich gegenüber Umgebung und Temperatur, und unabhängig von Art und Energie des nachzuweisenden Teilchens. Die hieraus resultierende hervorragende Linearität des Signals ermöglicht eine absolute und zeitstabile Energiekalibrierung der Meßapparatur.

Aufgrund der genannten Eigenschaften werden Siliziumdetektoren seit Jahrzehnten mit Erfolg in der Kernphysik zum Nachweis von Energien im MeV-Bereich verwendet. In den letzten Jahren gewinnt ein neues Anwendungsfeld zunehmend an Bedeutung: Der Einsatz als Auslesematerial in Sampling-Kalorimetern für Experimente der Hochenergiephysik. Die Detektordicke von unter 0.5 mm ermöglicht eine sehr kompakte Bauform dieser Kalorimeter. Bei der hohen Luminosität moderner Beschleuniger ist eine gute Zeitauflösung der Messungen eine essentielle Forderung an die verwendeten Detektoren. Mit Silizium lassen sich durch die hohe Elektronenbeweglichkeit ($\sim 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [KNCT9]) Auslesezeiten von $< 10 \text{ ns}$ realisieren, sodaß hiermit die erforderliche Zeitauflösung erreichbar ist. Ebenfalls von Vorteil ist die niedrige Sperrspannung von ca. 100 V, die durch die Verwendung sehr hochohmiger Rohmaterials ($\sim 5 \text{ k}\Omega \text{ cm}$) bereits eine vollständige Verarmung des Detektormaterials ermöglicht.

Problematisch beim Einsatz von Siliziumdetektoren in der Hochenergiephysik ist die Resistenz gegenüber den vorliegenden Strahlungsfeldern, sowie der heute noch hohe Preis von ca. 20 DM/cm². Weiterhin sind die Besonderheiten extrem dünner aktiver Schichten (400 μm Silizium entsprechen $4 \times 10^{-3} X_0$!) zu berücksichtigen: Die Auflösungsbeiträge von Landau- und Weglängenfluktuationen gewinnen an Bedeutung.

Wesentliche Arbeitsschwerpunkte der Gruppe, in der diese Arbeit verfaßt wurde, sind zur Zeit Untersuchungen zum Problemkreis der Strahlenschädigung und Langzeitstabilität von Siliziumdetektoren, sowie Entwicklung und Test großflächiger quadratischer Oberflächensperrschichtdetektoren. Diese Detektoren haben eine Größe von $5 \times 5 \text{ cm}^2$ und werden - ebenfalls von Gruppenmitgliedern - in Planartechnologie aus einkristallinen Siliziumwafern hergestellt.

Aktuelles Ziel ist der weltweit erstmalige Einsatz dieser Detektoren in einem hadronischen Experiment, im "PLUG"-Kalorimeter bei HERA [H1C86]. Darüberhinaus wird jedoch auch über die Entwicklung kompensierender, siliziuminstrumentierter Kalorimeter und ihre Verwendung in zukünftigen Experimenten nachgedacht [FRE87], [LIN89], [SIC89].

2. Simulation elektromagnetischer Schauer mit EGS4

2.1. Das Monte-Carlo-Verfahren

Prinzip

Die Monte-Carlo(MC)-Methode ist ein numerisches Verfahren, das dazu dient, mit Hilfe von Zufallszahlen Probleme zu lösen, die einer analytischen Betrachtung nur schwer zugänglich sind. Ihr Anwendungsbereich ist weit gefächert. Er erstreckt sich von auf statistischen Prozessen beruhenden Problemen wie die Untersuchung von Diffusionsvorgängen oder der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie bis zu Problemen mehr deterministischer Natur wie die Lösung komplexer Differentialgleichungssysteme, für die allerdings zunächst ein stochastisches Modell formuliert werden muß, in dem eine Zufallsvariable die gesuchte Größe beschreibt. Den Zufallsvariablen werden - durch theoretische Überlegungen oder Experimente gewonnene - Wahrscheinlichkeitsverteilungen zugeordnet, und mit entsprechend deren Dichten verteilten Zufallszahlen kann dann das System simuliert werden. Die Genauigkeit der MC-Methode wird, abgesehen von einer ungenügenden Beschreibung der in die Simulation hineingesteckten elementaren Zusammenhänge, nur begrenzt durch die zur Verfügung stehende Rechenzeit.

Ein wichtiger Vorteil der MC-Methode ist die Flexibilität, mit der auf Änderungen in den simulierten Systemen, wie zum Beispiel veränderte Randbedingungen oder Geometrien, reagiert werden kann. Ein Ersetzen des betroffenen Teils im Simulationscode ist immer sehr viel einfacher und schneller zu bewerkstelligen als der Aufbau eines neuen Experimentes.

Die Möglichkeit, über sämtliche mikroskopischen Details der simulierten Probleme Aufschluß zu bekommen, ist eine weitere wesentliche Eigenschaft der MC-Methode. Während das Experiment zunächst nur wenige makroskopische Ergebnisse liefert, ohne über ihre Entstehung Auskunft zu geben, kann die Simulation mit der MC-Technik auch das Verständnis der untersuchten Vorgänge und Zusammenhänge verbessern helfen und so Denkanstöße geben, sowohl in Richtung neuer Hypothesen als auch weiterer Experimente.

Die angeführten Eigenschaften und die in den letzten Jahrzehnten durch den Einsatz von leistungsstarken Computern enorm gestiegene Fähigkeit, große Datenmengen in kurzer Zeit zu erzeugen und zu speichern, haben die MC-Methode zu einem mächtigen, in Teilbereichen schon unverzichtbaren Hilfsmittel auf dem Wege zum besseren Verständnis der Natur gemacht.

Zufallszahlen

Nach einzelnen Ansätzen im letzten Jahrhundert wurde die MC-Methode systematisch untersucht und zuerst angewandt auf Neutronendiffusionsprozesse in spaltbarem Material im Zusammenhang mit der Entwicklung der Atombombe im 2. Weltkrieg [HAM64]. Die benötigten Zufallszahlentabellen wurden damals aus den Rouletteergebnissen des Spielkasinos von Monte Carlo erstellt, was zu der bis heute beibehaltenen Bezeichnung MC-Methode führte.

Beim Einsatz von Computern werden die Zufallszahlen von sogenannten Zufallsgeneratoren geliefert: Aus einem Satz von Startwerten werden mit geeigneten Iterationsvorschriften neue "Pseudozufallszahlen" generiert. Obwohl deren Folge durch die Anfangszahlen bereits genau determiniert ist, gibt es solche Iterationsformeln, deren Zahlen die statistische Qualität von wirklichen Zufallszahlen besitzen, was durch entsprechende Tests verifiziert werden kann. (Deshalb wird auch in dieser Arbeit i.A. die strenggenommen nicht korrekte Bezeichnung Zufallszahl verwendet.) Insbesondere muß sichergestellt sein, daß das Aperiodizitätsintervall des Zufallsgenerators, also der Abstand zwischen zwei gleichen Zahlen, größer ist als die Anzahl der für die Simulation benötigten Zahlen, da sonst Wiederholungen die Statistik verfälschen könnten. Andererseits ist es auf diese Weise möglich, zwei Simulationen mit exakt den gleichen Zufallszahlen auszuführen.

Die MC-Methode benötigt Zufallszahlen, die entsprechend einer bestimmten Verteilungsfunktion verteilt sind. Da die oben erwähnten Generatoren in der Regel nur über ein gewisses Intervall gleichverteilte Zahlen liefern, sind mehrere Verfahren zur Transformation derselben in jede beliebige Verteilung entwickelt worden. Das Einfachste und auch in EGS4 verwirklichte ist das *Inversionsverfahren*. Es soll hier kurz skizziert werden: Sei $F(X)$ eine Verteilungsfunktion und U eine auf dem Intervall $[0,1]$ gleichverteilte Zufallsvariable. Dann ist $X = F^{-1}(U)$ eine Zufallsvariable die der Verteilungsfunktion F genügt. Es ist also erforderlich, für jede Zufallszahl $u \in [0,1]$ die Gleichung $u = F(x)$ aufzulösen nach x . Dies kann stückweise und oft nur mit Näherungsmethoden geschehen. Die so gewonnenen x sind Zufallszahlen bezüglich der Verteilungsfunktion F .

Statistische Grundlagen

Wie schon erwähnt, besteht das Prinzip der MC-Methode darin, ein stochastisches Modell zu formulieren, in dem mit Zufallszahlen der Erwartungswert einer Zufallsvariablen simuliert wird, deren Verhalten den gleichen Gesetzmäßigkeiten unterliegt wie das der zu untersuchenden realen Größe. Die mit einer Reihe von Simulationen gewonnene Stichprobe $\{x_i | i = 1, n\}$ bezüglich dieses Erwartungswertes kann als Schätzung der Verteilungsfunktion dienen, ihr Mittelwert als Schätzung der gesuchten Größe. Die Güte der Schätzung hängt wesentlich von zwei Faktoren ab: Einerseits kann sich die Modellierung auf falsche oder ungenaue Grundlagen stützen. Sie wird natürlich vereinfacht, wenn bereits das Problem stochastischer Natur ist wie z.B. die Wechselwirkung von Photonen mit Materie. In diesem Fall lassen sich die jeweiligen Wirkungsquerschnitte direkt als Wahrscheinlichkeitsverteilungen bzw. Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für die betreffenden Variablen verwenden, ohne ein aufwendiges und eventuell fehlerbehaftetes Modell entwerfen zu müssen.

Weiterhin ist jede Schätzung je nach Umfang der Stichprobe und Art der gesuchten Verteilung natürlich auch mit einem statistischen Fehler behaftet, dessen Bestimmung erheblich vereinfacht wird, wenn der Typ der zugrundeliegenden Verteilung bereits bekannt ist. Für die in dieser Arbeit untersuchten Fragestellungen, wie z.B. die Verteilung der sichtbaren Energie eines Kalorimeters, ist die sogenannte *Gaußverteilung* eine gute Näherung: Ist eine Zufallsvariable X gaußverteilt, so sind die Werte x , die sie annehmen kann, verteilt nach der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$F_{\mu, \sigma^2}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right\}$$

Die Funktion ist symmetrisch um den Mittelwert μ , die Breite wird bestimmt durch die Varianz σ^2 .

Wenn also bekannt ist, daß die simulierte Größe einer Gaußverteilung entspricht, ist das Problem auf die Schätzung der beiden Parameter μ und σ^2 reduziert. Sofern diese nicht durch Anpassen einer Gaußverteilung an die simulierten Daten bestimmt werden, ist für μ das arithmetische Mittel \bar{x} der Stichprobenwerte die beste Schätzung und für σ^2 deren Standardabweichung s^2 . Nach dem *central-limit-theorem* genügen die Mittelwerte μ_n von Stichproben der Mächtigkeit n einer Gaußverteilung mit der Varianz $\sigma_m^2 = \frac{1}{n-1}s^2$ unabhängig davon wie die untersuchte Größe selber verteilt ist.

Es lassen sich somit Fehler für die Schätzungen von μ und σ^2 angeben:

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{s}{x}$$

$$\frac{\Delta s}{s} = \frac{1}{\sqrt{2(n-1)}} \quad (\text{unabhängig von } s!)$$

Um bei der aufgezeigten $1/\sqrt{n}$ -Proportionalität den statistischen Fehler der Schätzung zu halbieren, muß also die Mächtigkeit der Stichprobe vervierfacht werden.

2.2. Konzept und implementierte Wechselwirkungen

Die Verwendung der Monte-Carlo-Methode zur Untersuchung von Teilchenkaskaden in dichter Materie erscheint aus mehreren Gründen sinnvoll:

Eine ausschließlich analytische Vorgehensweise ist mathematisch sehr aufwendig und erfordert rigorose Vereinfachungen der zugrundeliegenden Theorie, wie z.B. die alleinige Berücksichtigung von Bremsstrahlung und Paarbildung in Verbindung mit der Beschränkung auf eindimensionale Schauerprofile⁵. Die MC-Technik kann hier durch die Einbeziehung aller elementaren (und in dieser Form gut verstandenen) Prozesse zu sehr viel genaueren und umfangreicheren Aussagen verhelfen. Da die Simulation in diesem Fall die in der Realität zufällig auftretenden Wechselwirkungen ebenso nachvollzieht, entsprechen die von Ereignis zu Ereignis unterschiedlich simulierten Werte den natürlichen Schwankungen. Während mit analytischen Berechnungen bei noch vertretbarem Aufwand lediglich Mittelwerte geschätzt werden können, liefert also die MC-Methode außerdem Informationen über die Fluktuationen der betrachteten Größen. Dies ist gerade für Anwendungen in der Hochenergiephysik wie z.B. bei der Kalorimetrie, von zentraler Bedeutung, da die Qualität der Teilchenidentifikation entscheidend durch die Energieauflösung der Apparatur bestimmt wird. Hinzu kommt der Vorteil, mit dem MC-Verfahren beliebige Geometrien untersuchen zu können, ohne sich vorher schon über deren Einfluß auf die Entwicklung eines Schauers im Klaren sein zu müssen.

5. Diese Näherung ist bekannt als "Rossi's approximation A" [ROS41]

Der Electron-Gamma-Shower-Code EGS ist ein Paket von Computerprogrammen zur Simulation des gekoppelten Transportes von Elektronen, Positronen und Photonen durch Materie unter Verwendung der Monte-Carlo-Methode. Seine Entwicklung geht zurück bis in die 60er Jahre, als am SLAC in Stanford, Kalifornien, begonnen wurde, den Nagel'schen SHOWER-Code (NAG64) zu implementieren und zu verbessern. Heute liegt EGS in einer weitgehend ausgereiften, auf weit gestreute Anwendungsbereiche ausgelegten 4. Version vor. Die Bandbreite der Anwender reicht von Hochenergiephysikern bis zu Medizinern. Ermöglicht wird dies durch den großen Energiebereich, in dem Teilchenspuren verfolgt werden können, beginnend bei einigen TeV bis hinunter zu den niedrigstmöglichen Abschneideenergien von 10 keV für Elektronen und 1 keV für Photonen [NEL85].

Geschrieben ist EGS4 in MORTRAN3, einer strukturierten Programmiersprache, die alle FORTRAN-Elemente beinhaltet und ebenfalls am SLAC entwickelt wurde. Der Grund für die Wahl von MORTRAN [COO83] lag darin, daß die früheren FORTRAN-Versionen den Wünschen der EGS-Autoren nach (bescheidenen) Textverarbeitungsfähigkeiten und der Verwendung von MACRO-Strukturen nicht gerecht werden konnten. Für das Ausführen einer Simulation wird der MORTRAN-Quellcode von einem speziellen Macro-Prozessor in ein (nahezu unlesbares) FORTRAN-Programm übersetzt, welches dann wie gewohnt kompiliert und gerechnet werden kann.

Die in EGS verwendete Technik beruht auf folgendem Prinzip: Die Simulation eines elektromagnetischen Schauers wird zerlegt in aneinandergereihte Simulationen des Transportes einzelner, in ihrer Gesamtheit den Schauer bildenden Teilchen durch die gewünschte Geometrie. Ort und Art der auftretenden Wechselwirkungen werden bestimmt durch entsprechend ihrer Wirkungsquerschnitte verteilte Zufallszahlen. Ein LIFO-Stack⁶ sammelt die hierbei entstehenden neuen Teilchen, das heißt, ihre verfolgten Eigenschaften (Ladung, Energie, Ort, Impuls) werden in Feldern gespeichert. An der obersten Stelle im Stack (durch die Feldelemente mit dem Index 1 beschrieben) liegt jeweils das Teilchen mit der niedrigsten Energie. Dieses wird auch zuerst transportiert, und zwar solange, bis es eine diskret simulierte Wechselwirkung eingeht, seine Energie unter die Spurverfolgungsschwelle ECUT fällt oder es die interessierenden Bereiche der simulierten Geometrie verläßt.

6. Last-In-First-Out

In den letzten beiden Fällen wird das Teilchen "gedumpt", das heißt, seine restliche kinetische Energie wird an Ort und Stelle deponiert und seine Verfolgung endet mit Streichung aus dem Stack. Wenn nach Abarbeiten des letzten Teilchens der Stack leerbleibt, ist die Simulation des Schauers beendet. Die beschriebene Organisation des Stacks gewährleistet, daß die Anzahl seiner Elemente den Wert $n = E_{\max}/ECUT$ niemals übersteigt, wobei E_{\max} die Energie des Primärteilchen ist und ECUT seine Abschneideenergie. Das EGS-Paket besteht aus 2 selbstständigen Einheiten: Zunächst einem Preprozessor PEGS4⁷, der in der Lage ist, für alle Elemente, chemische Verbindungen oder Mischungen derselben alle benötigten Wirkungsquerschnitte zu berechnen und in tabellierter Form dem eigentlichen Simulationsprogramm EGS4 zur Verfügung zu stellen. Das Hauptprogramm kann auf der Grundlage dieser Daten das Verhalten von Elektronen, Positronen und Photonen in beliebigen, vom Benutzer zu definierenden Geometrien simulieren. Tabelle 2.2.1. zählt die hierbei berücksichtigten Wechselwirkungen auf:

Photonen	Paarbildung Compton-Streuung Photoeffekt Rayleigh-Streuung (Option)
Elektronen, Positronen	Bremsstrahlung Moller-(e^-e^-) und Bhaba-(e^+e^-) Streuung Quasikontinuierlicher Energieverlust Vielfachstreuung Paarvernichtung (nur Positronen)

Tabelle 2.2.1. Die in EGS4 implementierten Wechselwirkungen

Aufgrund der für niedrige Energieüberträge oft divergierenden Wirkungsquerschnitte⁸ werden nur Ereignisse, welche Sekundärteilchen mit Energien oberhalb einer vom Benutzer zu definierenden Schwellenenergie produzieren, von EGS diskret simuliert. Energieverlust und Winkelstreuung von Elektronen aus Prozessen kleinerer Energieüberträge berücksichtigt EGS in einer analytischen Form. Durch Integration der Wirkungsquerschnitte für Ionisation und Bremsstrahlung vom niedrigstmöglichen bis zum Schwellenenergieübertrag kann Elektronen abhängig von ihrer kinetischen Energie nach der CSDA-Methode ein quasikontinuierlicher Energieverlust zugewiesen werden, während die Anwendung der Moliere'schen Vielfachstreuungstheorie eine Streuwinkelverteilung liefert, aus der mittels Zufallszahlen nach jedem Transport eine Richtungsänderung des Elektrons ermittelt wird. Zusätzlich trägt ein Weglängenkorrekturalgorithmus dem Unterschied zwischen der Länge der durch Vielfachstreuung stark gekrümmten Spur niederenergetischer Teilchen und der transportierten Distanz Rechnung.

Die Aufspaltung in sowohl diskrete, als auch in kontinuierliche Behandlung desselben Wechselwirkungstyps abhängig vom Energieübertrag bedarf in der Regel einer Anpassung an das simulierte Problem, um zu realistischen Ergebnissen kommen zu können.

2.3. Programmstruktur

Anhand des folgenden Bildes soll die formale Struktur von EGS4 verdeutlicht werden. Ehemals ausgelegt für die ausschließliche Simulation von Schauern, ist sie doch auch zur Behandlung niederenergetischer Teilchen geeignet.

Um mit EGS4 arbeiten zu können, hat der Benutzer ein Rahmenprogramm (MAIN) und (mindestens) zwei Subroutinen zu schreiben: Die eine, HOWFAR, zur Definition der Geometrie und Einordnung der aktuellen Teilchenkoordinaten in dieselbe; die andere, AUSGAB, um die anfallenden Simulationsdaten in geeigneter Art und Weise festzuhalten.

8. Bei exakt quantenmechanischer Betrachtung werden die WQ's zwar nicht unendlich, aber doch immerhin so groß, daß eine individuelle Berücksichtigung weit jenseits heutiger Rechnerkapazitäten läge.

Eine Simulation startet also mit der Initialisierung aller Größen, die die Geometrie (Materialien, Ausdehnung...), das Primärteilchen (Art, Energie, Vertex...) oder die Spurverfolgung (Abschneide-, Schwellenenergien...) betreffen. Dies ist Aufgabe des Benutzers und geschieht in der Regel in oder aus dem Hauptprogramm, welches danach die Subroutine HATCH aufruft, um die von PEGS erzeugten Materialdaten einzulesen. Nun kann ein Schauer gestartet werden, und zwar in der Subroutine SHOWER, die für das aktuell verfolgte Teilchen jeweils die richtige spurverfolgende Routine ELECTR oder PHOTON auswählt. In diesen wiederum wird das Teilchen transportiert und verwaltet, sowie Art und Ort der nächsten Wechselwirkung bestimmt, für deren Ausführung dann eigene Subroutinen verantwortlich sind. Außerdem wird der Ort des Teilchens auf mögliche Mediumswechsel hin überwacht und gegebenenfalls HOWFAR aufgerufen zur genaueren Einordnung in die simulierte Geometrie. Nach Beendigung eines Tracks oder bei Auftreten neuer Teilchen wird die Kontrolle an das Unterprogramm SHOWER zurückgegeben, welches entscheidet über erneutes Aufrufen von ELECTR/PHOTON, Starten einer neuen Eventschleife oder Rücksprung ins Hauptprogramm zur Beendigung der Simulation.

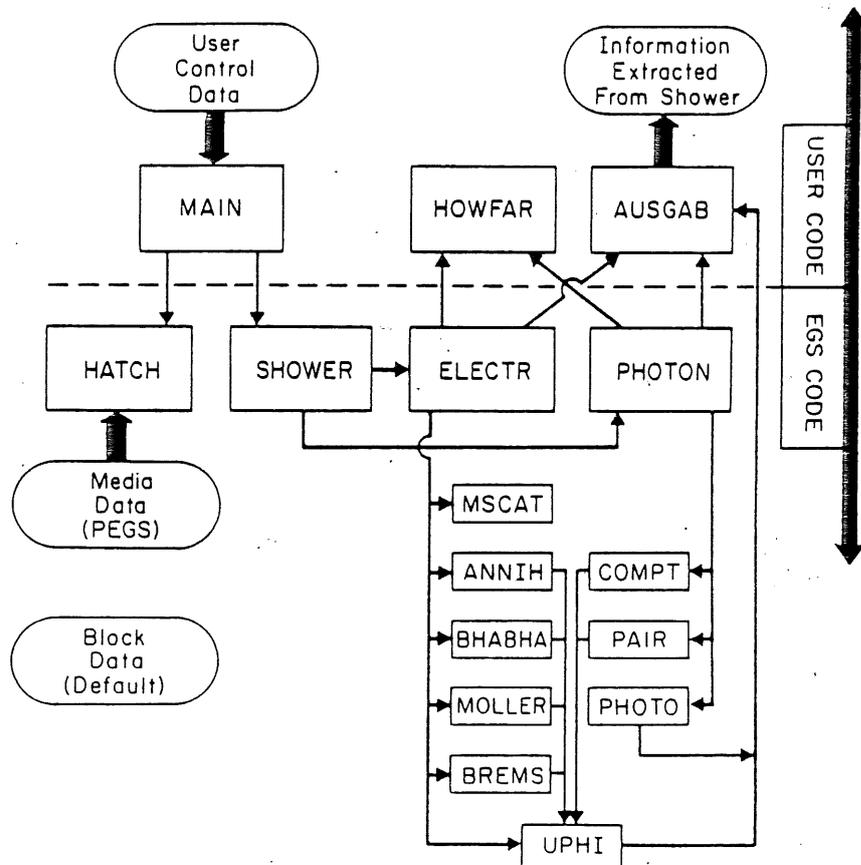


Bild 2.3.1. Flußdiagramm der Subroutinen in EGS4

Die Kommunikation zwischen den einzelnen Programmteilen findet über COMMON-Blöcke statt, das sind global definierte Felder, auf deren Inhalt die aufgerufenen Subroutinen Zugriff haben.

Vor und nach jeder simulierten Wechselwirkung bzw. jedem Transportvorgang kann, falls vom Benutzer gewünscht, das Unterprogramm AUSGAB aufgerufen werden. In ihm werden die Informationen entweder direkt auf Datenträger geschrieben oder zur weiteren Verarbeitung nach Abschluß der Simulation zunächst in hierfür bereitgestellten Feldern zwischengespeichert. Bei der Organisation der Ausgabe und der Datensammlung hat der EGS-Benutzer völlig freie Hand (manchmal auch: "...steht der EGS-Benutzer im Regen...") im Gegensatz zu anderen Simulationsprogrammen wie z.B. GEANT (BRU87 1, bei denen durch genau definierte Schnittstellen zwischen Außenwelt und Programm in den verschiedenen Simulationsebenen (Step, Track, ein/alle Events) und die Bereitstellung von Datenbanken eine feste Struktur vorgeschrieben ist. Eine solche Strukturierung der Ausgabe kann für EGS-Simulationen vom Benutzer erzwungen werden, bereitet aber Schwierigkeiten aufgrund des wenig modularen Charakters von EGS4 und kann Eingriffe in den eigentlichen Quellcode erforderlich machen. Andererseits ermöglicht die Verwendung von Macro-Strukturen an vielen Stellen ein Eingreifen in den Simulationsablauf ohne den "inneren" Code ändern zu müssen, was bekanntlich bei der Komplexität solcher Programme immer das Risiko beinhaltet, ungewollt einen nur schwer zu diagnostizierenden Fehler mit einzubauen. Ein weiterer Effekt der Macros ist ein geringerer CPU-Zeitverbrauch, da deren einmal zentral definierte Inhalte bei Übersetzung in ein lauffähiges FORTRAN-Programm durch den Macroprozessor an den entsprechenden Stellen in den Code implementiert werden, was oft den zeitraubenden Aufruf einer Subroutine erspart. Dem gegenüber steht die durch so ein Vorgehen erzeugte Unübersichtlichkeit, die das Lesen des Programmtextes und das Verstehen der Abläufe erschwert.

2.4. Simulationsparameter

Als Simulationsparameter sollen hier alle die Größen verstanden werden, durch deren Setzen/Ändern der Benutzer die Simulation beeinflussen oder durch deren Überwachung er Informationen über ihren Verlauf gewinnen kann. In folgender Auflistung werden die in EGS vorhandenen Parameter, ihr Wertebereich und ihre Funktion dargestellt. Es sind im Wesentlichen zwei Simulationskomplexe, in die sie eingreifen:

- 1.) Der Energiebereich, in dem Teilchen und ihre Wechselwirkungen diskret simuliert werden und
- 2.) die Schrittgrößen, mit denen sie durch die umgebende Materie transportiert werden.

Es ist zweckmäßig, die Felder, die die Parameter beinhalten, der Anzahl der verschiedenen simulierten Materialien anzupassen, um den jeweils optimalen Parametersatz verwenden zu können. Definitionsgemäß enthalten alle Energiewerte die Ruheenergie des betreffenden Teilchens, in der weiteren Beschreibung ist aber aus Gründen der Übersichtlichkeit immer nur die kinetische Energie angegeben.

AE, AP

zulässiger Bereich: $AE \geq 521 \text{ keV}$; $AP \geq 1 \text{ keV}$

Schwelle für die Erzeugung von Sekundärteilchen, AE für die Produktion von δ -rays aus Moller-/Bhaba-Streuung, AP für die Produktion von Bremsstrahlungsphotonen. Wechselwirkungen, die Sekundärteilchen mit einer kleineren Energie als AE/AP zur Folge hätten, werden nicht diskret gerechnet. Dem Energieverlust und der Richtungsänderung des verfolgten Elektrons durch diese Prozesse wird in gemittelter Form Rechnung getragen mit einem quasikontinuierlichen Energieverlust und einem Vielfachstreualgorithmus (siehe 2.4.).

AE und AP stellen außerdem die untere Grenze dar, bis zu der von PEGS Wirkungsquerschnitte berechnet werden.

ECUT, PCUT

zulässiger Bereich: $ECUT \geq 521 \text{ keV}$; $PCUT \geq 1 \text{ keV}$

Untere Grenze, bis zu der eine Teilchenhistorie verfolgt wird, ECUT bezieht sich auf Elektronen, PCUT auf Photonen. Fällt die Energie eines Teilchens unter diese Abschneidenergie, so wird es "gedumpt": Die restliche kinetische Energie wird an Ort und Stelle deponiert, die Teilchendaten (nach evt. Abspeichern) aus dem Stack gelöscht und es beginnt die Simulation einer neuen Teilchenspur. (Eine Ausnahme ist das "dumpen" von Positronen. Da sie in der Regel nicht vom umgebenden Material absorbiert werden, sondern am Ende ihrer Reichweite mit einem Elektron (evt. über einen gebundenen Zustand \rightarrow Positronium, siehe 1.x) zerstrahlen in zwei γ -Teilchen wird in EGS wie folgt verfahren: Fällt ein Positron unter ECUT, wird zwar seine Historie beendet, es entstehen aber zwei Anihilations- γ 's mit der Energie E_γ von je $E_\gamma = 1/2 E_e^{kin} + m_e c^2$

ECUT/PCUT dürfen größer sein als AE/AP, die dann möglichen Sekundärteilchen mit Energien $AE < E_{sek} < ECUT$ (entsprechend für Photonen) entstehen zwar, werden aber sofort gedumpt, weil sie unter der Abschneideenergie für Spurverfolgung liegen. Der umgekehrte Fall $ECUT < AE$ ist nicht zulässig, wäre physikalisch auch nicht sinnvoll.

Der Verbrauch an Rechenzeit ist stark abhängig von dem Wert für ECUT, weniger von dem für PCUT.

ESTEPE

Der Wert von ESTEPE ist der Bruchteil der kinetischen Energie eines Elektrons, den es maximal in einem Schritt über den kontinuierlichen Energieverlust verlieren darf. Da dieser Energieverlust fest mit der Schrittlänge verknüpft ist, wird auf diese Weise eine energieabhängige maximale Schrittlänge festgelegt. Durch die ESTEPE-Beschränkung kann die von PEGS errechnete untere Grenze für die Schrittlänge unter-, die obere Grenze aber nicht überschritten werden (\rightarrow 2.5.).

- VCUT** zulässiger Bereich: $VCUT > ECUT$
 Vom Autor eingeführter "variabler CUT": Hat ein Elektron (nur e^-) eine Energie $E_e < VCUT$ wird vor jedem Schritt seine Restreichweite errechnet; falls diese kleiner ist als die Entfernung zur nächsten Mediumsgrenze (eine untere Schranke dieser Entfernung ist die EGS-Größe DNEAR) wird das Elektron behandelt, als wenn seine Energie unter $ECUT$ läge, es wird gedumpte.
- NOSCAT** Der Wert von NOSCAT ist die Anzahl der Elektronenschritte, für die Vielfachstreuung nicht durchgeführt wurde, weil die Schrittlänge zu kurz war, um den Moliere'schen Algorithmus anwenden zu können (→2.4.). Da in EGS keine Vorsorge zur Einhaltung einer Mindestschrittlänge getroffen wurde, muß eine diesbezügliche Überwachung durch den Benutzer über die Kontrolle von NOSCAT erfolgen.

2.5. Teilchentransport in EGS4

EGS4 simuliert elektromagnetische Schauer, indem die Schicksale der ihn bildenden Teilchen nacheinander behandelt werden. Der Transport durch die gewünschten Materialien erfolgt in einzelnen, entsprechend ihren freien Weglängen verteilten Schritten, wobei die Teilchen durch Wechselwirkungen mit der Materie Energie abgeben. Während dies für Photonen ausschließlich in diskret simulierten Ereignissen erfolgt, müssen für geladene Teilchen zusätzlich in jedem Schritt ein quasikontinuierlicher Energieverlust und eine Richtungsänderung, resultierend aus vielfacher Coulomb-Streuung, berücksichtigt werden. Es erscheint deshalb sinnvoll, zunächst die Technik des Photonentransportes zu beschreiben, die auch die Grundlage für den Transport geladener Teilchen darstellt. Danach soll dann auf die für Elektronen und Positronen notwendigen Modifikationen und Erweiterungen eingegangen werden.

Transport von Photonen

Wie schon in Kapitel 1 beschrieben, ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon nach einer zurückgelegten Strecke t keine der möglichen Wechselwirkungen erfahren hat, verknüpft mit seiner mittleren freien Weglänge λ in dem durchquerten Material:

$$P(t) = 1 - \exp(-t/\lambda)$$

Oder, in einer materialunabhängigen Notation:

$$P(N_\lambda) = 1 - \exp(-N_\lambda) \text{ mit } N_\lambda = t/\lambda$$

Durch Anwendung des Inversionsverfahrens auf eine derart verteilte Zufallsvariable und anschließende Generierung einer auf $[0,1]$ gleichverteilten Zufallszahl bestimmt EGS den Wert von N_λ , nach dem eine Wechselwirkung simuliert wird. Sofern nicht eine Grenze zu einem anderen Segment der simulierten Geometrie auf dem Weg liegt, wird das Photon um diese Distanz $t = \lambda N_\lambda$ transportiert. Exakter formuliert: Der Wert derjenigen Feldelemente, die Ortskoordinaten des Photons beschreiben, wird entsprechend verändert. Ansonsten entspricht die transportierte Distanz der Entfernung zu dieser Grenze, von der aus dann im nächsten Schritt der restliche Weg zurückgelegt oder, falls das Medium wechselt, λ neu kalkuliert wird. Wenn $\lambda N_\lambda - t = 0$, entscheidet erneut eine entsprechend den Verzweungsverhältnissen der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{einzel}}/\sigma_{\text{total}}$ verteilte Zufallszahl über die Art der anstehenden Wechselwirkung. Das Ausführen dieser Wechselwirkungen bedeutet "Würfeln" des Energieübertrages auf das/die entstehende/n Teilchen und der weiteren Flugrichtung der Reaktionsprodukte, separat nach der spezifischen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für den Polarwinkel und gleichverteilt für den Azimuth. Nach Aktualisieren des Stacks und Aussortieren der Partikel mit Energien unterhalb der Abschneideenergie beginnt der geschilderte Transportprozess mit dem Teilchen niedrigster Energie von neuem.

Transport geladener Teilchen

Der Transport von Elektronen erfolgt für die diskret von EGS simulierten Wechselwirkungen mit einem Energieübertrag oberhalb der jeweiligen Schwellenergien AE (δ -ray-Produktion) bzw. AP (Bremsstrahlung) analog zu dem von Photonen. Der darunter liegende Anteil wird durch Integration von σ_{ion} und σ_{brems} über den Energieübertrag bis zu AE/AP berechnet, was zu einer Beziehung $dE/dx(E)$ zwischen Energie E des Elektrons und seinem Energieverlust pro Längeneinheit führt. Nach jedem Schritt t wird ihm ein Betrag $\Delta E_{\text{cont}} = dE/dx \times t$ seiner Energie abgezogen und am Endpunkt des Schrittes deponiert. Da der Energieverlust durch Ionisation für $E > E_{\text{crit}}$ relativ konstant ist (siehe auch Bild 1.1.), ist diese Näherung für den korrekten Wert $\Delta E_{\text{cont}} = \int_0^t (dE/dx) \times dx$ sicherlich zulässig, im Bereich $E < E_{\text{crit}}$ jedoch kann der auftretende Fehler nur durch sehr kleine Schritte in vertretbaren Grenzen gehalten werden.

Für gleichlange Schritte von Elektronen gleicher Energie veranschlagt EGS immer den gleichen Energieverlust ΔE_{cont} . Falls dessen spektrale Verteilung von Interesse ist, z.B. bei der Simulation des Transportes durch dünne Schichten Materie, muß durch Wahl einer niedrigen Schwellenenergie AE sichergestellt werden, daß die realen Fluktuationen angemessen reproduziert werden.

Eine Faltung von ΔE_{cont} mit einer für ausschließlich kleine Überträge modifizierten Landau-Verteilung wie in der neuen GEANT-Version 3.12 ist nicht vorgesehen.

Der quasikontinuierliche Energieverlust führt natürlich auch zwischen zwei diskreten Ereignissen zu einer Änderung von σ_{total} und damit der zu Beginn des Schrittes kalkulierten freien Weglänge λ . EGS trägt dieser Tatsache Rechnung durch die Einführung der zusätzlichen "Geradeaus-Streuung", einer nichts bewirkenden Dummy-Wechselwirkung, mit der ein längs des Elektronenweges konstantes σ_{tot} erzwungen wird. Für kleine kinetische Energien (<100 keV in Materialien niedriger Kernladungszahl) führt diese Korrektur allerdings ihrerseits zu einem Fehler [ROG85], dem nur durch kleine Schritte bzw. höhere Abschneideenergien begegnet werden kann.

Vielfachstreuung

Zum Ende dieses Abschnittes folgt eine Darstellung der Vielfachstreuung, wie sie in EGS stattfindet. Die folgende Zeichnung einer Elektronenspur dient der Einführung einiger in diesem Zusammenhang verwendeter Begriffe. Ebenso sollen an ihr die bei einer realistischen Behandlung auftretenden Schwierigkeiten erläutert werden. Anschließend wird gesondert auf die in EGS implementierten Algorithmen für Weglängenkorrektur und Moliere'sche Vielfachstreuung eingegangen.

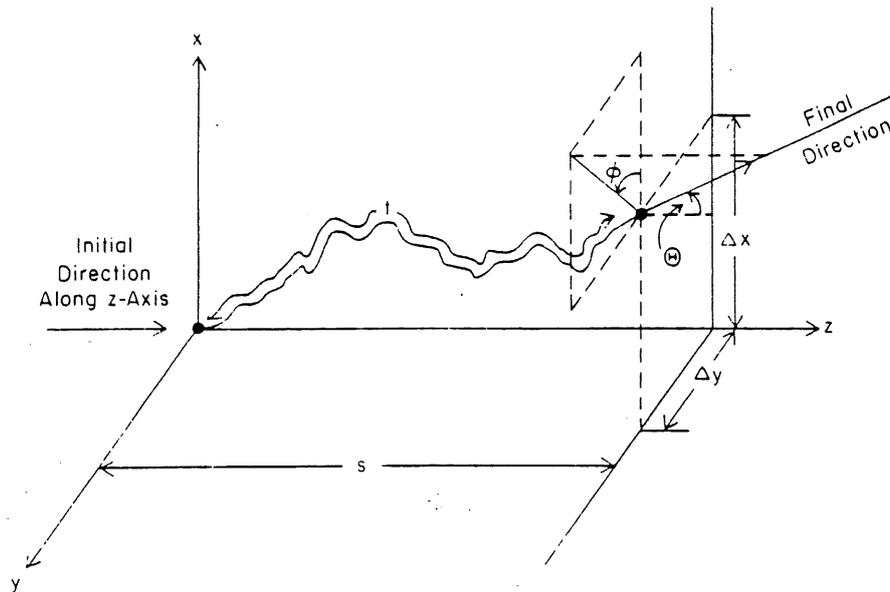


Bild 2.5.1. Diagramm zur Vielfachstreuung [NEL85]

Die Skizze zeigt ein aus makroskopischer Sicht stetig gekrümmtes Teilstück der Trajektorie eines Elektrons in dichter Materie, beginnend in z-Richtung im Punkt $(0,0,0)$. Die Größe t ist das Integral über diese Spur, sie entspricht der totalen Weglänge dieses Schrittes. Der Transport durch EGS erfolgt in linearen Verschiebungen mit dem Betrag s , entsprechend der direkten Entfernung zwischen Anfangs- und Endpunkt des Schrittes. Die transportierte Strecke s muß also immer kleiner sein als der real zurückgelegte Weg t . Wenn in dem beschriebenen Verfahren um die von EGS errechnete Länge t verschoben werden würde, hieße das den Einfluß der Vielfachstreuung auf die Teilchenspur zu unterdrücken, oder, anders formuliert, ein Geradeziehen der eigentlich gekrümmten Spur. Um das Teilchen nun nicht immer zu weit zu transportieren, führt EGS eine Weglängenkorrektur durch (Beschreibung s.u.), in der aus der gegebenen Weglänge t die zu verschiebende Strecke s errechnet wird.

Nach jedem Schritt wird mit Hilfe des (ebenfalls noch zu näher zu beschreibenden) Moliere'schen Vielfachstreualgorithmus ein die Überlagerung aller mikroskopischen Einzelstreuungen repräsentierender neuer Polarwinkel Θ "gesampled", der Azimuth wird willkürlich gewählt.

Das Elektron erfährt durch die ständigen Streuungen aber real schon während des Schrittes eine Richtungsänderung, die an seinem Ende zu einer seitlichen Verschiebung von $\Delta s = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ gegen die anfängliche Flugrichtung führt. Da es von EGS immer entlang dieser ursprünglichen Richtung transportiert wird, müßte eigentlich nach jedem Schritt ein Lateralversatz vorgenommen werden. Dies geschieht aber in der vorliegenden EGS-Version nicht.

Die Quelle eines weiteren systematischen Fehlers beim Elektronentransport in der Nähe von Mediumsgrenzen veranschaulicht die folgende Zeichnung:

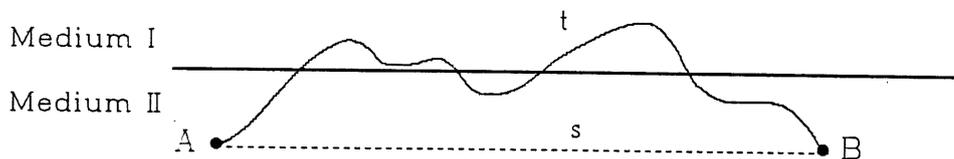


Bild 2.5.2. Elektronentransport in der Nähe einer Mediumsgrenze

Da A und B auf einer Seite der Grenze liegen, wird der gesamte Betrag ΔE_{cont} des quasikontinuierlichen Energieverlustes im Punkt B, mithin in einem Medium deponiert. Da der reale Weg des Elektrons aber durchaus zum Teil auf der anderen Seite der Grenze verläuft, also auch dort Atome/Moleküle ionisiert werden, wäre es angebracht, einen Teil der Energie im zweiten Medium zu deponieren. Der Fehler, der durch das Unterlassen dieses "Splittings" entsteht, ist abhängig von der mittleren Flugrichtung des Elektrons relativ zur Grenzfläche.

Weglängenkorrektur

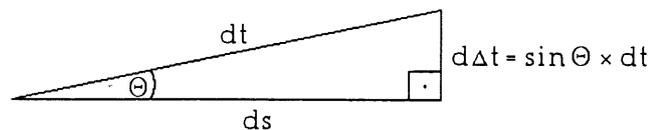
Wie bereits angedeutet, berücksichtigt EGS den Unterschied zwischen t und s , indem geladene Teilchen nicht die ganze errechnete Weglänge t transportiert werden, sondern nur die um einen von Energie und Schrittweite abhängigen Korrekturfaktor verminderte Distanz s . Diese Technik wurde erstmals von Messel und Crawford in ihrem Simulationsprogramm angewandt [MES70] und von den EGS-Autoren übernommen.

Der Zusammenhang zwischen t und s ist

$$s = t - \frac{1}{2} \int_0^t \overline{\Theta^2(t')} dt' \quad (1)$$

mit $\overline{\Theta^2(\cdot)}$ als dem mittleren Streuwinkelquadrat nach einem zurückgelegten Weg t' und beruht auf einem einfachen Modell:

Für einen infinitesimal kleinen Schritt läßt sich die Situation wie folgt darstellen:



Es gilt also unter der Annahme kleiner Θ :

$$\begin{aligned} ds &= dt \times \sqrt{1 - (\sin\Theta)^2} & | \sin\Theta &\approx \Theta \\ ds &= dt \times \sqrt{1 - \Theta^2} & | \sqrt{1 - \Theta^2} &\approx 1 - \frac{1}{2}\Theta^2 + \frac{1}{8}\Theta^4 \dots \\ ds &= dt \times \left(1 - \frac{1}{2}\Theta^2\right) \end{aligned}$$

Für makroskopische Größenordnungen ergibt sich nach Integration die obige Beziehung.

Der Streuwinkel Θ - bzw. sein Quadrat - wird für die Weglängenkorrektur mit einem weniger aufwendigen (und ungenaueren!) Verfahren bestimmt als für die Richtungsänderung. Sie stützt sich auf eine Behandlung der Vielfachstreuung wie sie Rossi [ROS41] und Williams [WIL39] erstmals vorschlugen:

Sei $P(\chi)d\omega$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron, welches eine Coulomb-Streuung am Feld eines Atomkernes erfährt, um den Winkel χ in das Raumwinkelement $d\omega$ gestreut wird. Dann gilt mit den in 1.2. verwendeten Bezeichnungen unter Vernachlässigung des Spineinflusses die Rutherford'sche Streuformel:

$$P(\chi)d\omega \approx \frac{NZ^2 r_0^2 m_e^2}{4 A p^2 \beta^2} \frac{d\omega}{[\sin(0.5\chi)]^4} \quad \left| \text{für kleine } \chi: \sin\chi \approx \chi \right.$$

$$\approx 4 \frac{NZ^2 r_0^2 m_e^2}{A p^2 \beta^2} \frac{d\omega}{\chi^4} \quad (2)$$

Um die endliche Ausdehnung des streuenden Kernfeldes zu berücksichtigen ist die einfachste Annahme die einer Kugel mit Radius d und homogener Ladungsverteilung. Dann gilt in erster Näherung:

$$P(\chi) \approx \begin{cases} P & \text{für } \chi < \lambda/d \\ 0 & \text{für } \chi > \lambda/d \end{cases} \quad \text{mit: } \begin{array}{l} d \approx 0.57 r_0 Z^{1/3} \\ \lambda: \text{DeBrogliewellen-} \\ \text{länge des Elektrons} \end{array}$$

Analoge Behandlung des Abschirmeffektes der Hüllenelektronen liefert:

$$P(\chi) \approx \begin{cases} 0 & \text{für } \chi < \lambda/a \\ P & \text{für } \chi > \lambda/a \end{cases} \quad \text{mit: } a \approx \alpha^{-2} r_0 Z^{-1/3}$$

(2) gilt also für die Winkel $\chi_{\min} < \chi < \chi_{\max}$ mit:

$$\chi_{\min} \approx (\alpha^2 Z^{1/3} \lambda) / r_0 \quad \text{und}$$

$$\chi_{\max} \approx \lambda / (0.57 r_0 Z^{1/3})$$

Nun kann das mittlere Streuwinkelquadrate: $\overline{\Theta^2(dt)}$ nach Durchqueren einer infinitesimal dünnen Schicht dt bestimmt werden durch Integration über alle möglichen Einzelstreuwinkel χ :

$$\begin{aligned}\overline{\Theta^2(dt)} = \langle \chi^2 \rangle &= dt \int_{\chi_{\min}}^{\chi_{\max}} \chi^2 P(\chi) d\omega && | d\omega = \sin\chi d\chi d\phi \approx 2\pi\chi d\chi \\ &= \frac{8\pi N Z^2 r_0^2 m_e^2}{A p^2 \beta^2} \ln \frac{\chi_{\max}}{\chi_{\min}} \\ &= \frac{16\pi N Z^2 r_0^2 m_e^2}{A p^2 \beta^2} \ln \{181 Z^{-1/3}\}\end{aligned}$$

Mit der aus 1.2. bekannten Definition der Strahlungslänge X_0 :

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4\alpha N Z^2 r_0^2}{A} \ln \{183 Z^{-1/3}\}$$

und der typischen "Streuenergie" E_s :

$$\begin{aligned}E_s &= m_e \sqrt{4\pi/a} \\ &\approx 21.2 \text{ MeV}\end{aligned}$$

ergibt sich:

$$\overline{\Theta^2(dt)} = \left(\frac{E_s}{E \beta^2} \right)^2 \frac{dt}{X_0} \quad (3)$$

Der Übergang zu endlich dicken Schichten bzw. makroskopischen Schritten kann für kleine und nicht miteinander korrelierte Ablenkungen durch Integration von (3) über den Weg t erfolgen:

$$\overline{\Theta^2(t)} = \frac{E_s^2}{X_0} \int_0^t (E\beta^2)^{-2} dt$$

Wenn der Energieverlust entlang des Weges vernachlässigt werden kann erhält man den in (1) benötigten einfachen Ausdruck für $\overline{\Theta^2(t)}$:

$$\overline{\Theta^2(t)} = \left(\frac{E_s}{E \beta^2} \right)^2 \frac{t}{X_0} \quad (4)$$

Die Verteilungsfunktion für den Streuwinkel Θ , die ebenfalls mit dem beschriebenen Verfahren gewonnen werden kann, ist gaußförmig. Man spricht deshalb in diesem Zusammenhang auch von Gauß'scher Vielfachstreuung. Sie gibt allerdings nur eine recht ungenaue Näherung der wirklichen Verteilung wieder (siehe Bild 2.5.5. und Erläuterung).

Für die vorzunehmende Weglängenkorrektur ist jedoch nicht die Verteilung sondern vielmehr die Beziehung (4) von Interesse, da sie die gesuchte Verknüpfung von totaler Weglänge t und zu transportierender Distanz s darstellt. Einsetzen von (4) in (1) und Ausführen der Integration ergibt einen nur noch von der Elektronenenergie abhängigen Ausdruck für die Korrektur:

$$t = s + \left(\frac{E_s}{2E\beta^2} \right)^2 \frac{t^2}{X_0}$$

Oder, nach Definition einer Streulänge: $t_s(E) = X_0 \left(\frac{E_s}{2E\beta^2} \right)^{-2}$

$$(t-s)/t = t/t_s \quad (5)$$

Nach Übergang auf material- und energieunabhängige Größen $t' = t/t_s$ sowie $s' = s/t_s$ stellt sich (5) wie folgt dar:

$$s' = t'(1 - t') \quad (6)$$

Bild 2.5.3. zeigt den Graphen von Gleichung (6):

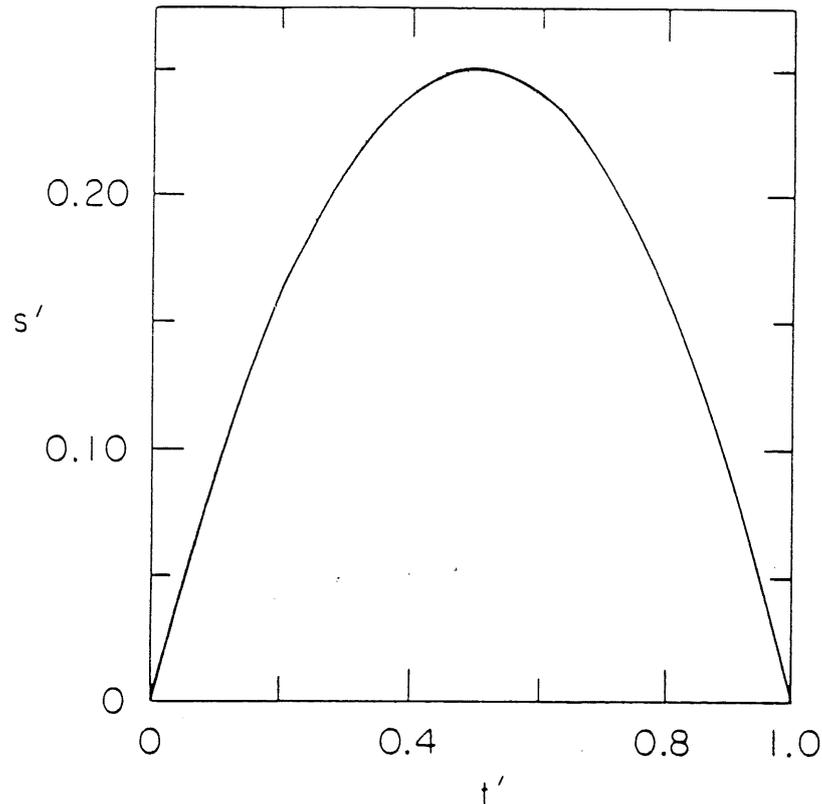


Bild 2.5.3. Graph der Funktion $s'=t(1-t)$ [NEL85]

Es wird deutlich, daß in diesem Modell für $t=t_s$ die zu transportierende Strecke $s=0$ wird. Der größte Schritt ist bei $t=0.5t_s$ möglich, und zwar $s=0.25t_s=0.5t$. Die vielfachen Näherungen, die diese Herleitung beinhaltet, ließen es den EGS-Autoren ratsam erscheinen die Transportschritte und damit die Korrekturen klein zu halten. Sie begrenzten die Weglänge t auf $t \leq 0.3t_s$, was über (5) korrespondiert mit:

$$s/t \geq 0.7$$

Die Werte $t=0.3t_s$ werden als maximal zulässige Weglängen von PEGS tabelliert und stellen die im niederenergetischen Bereich wirksame obere Beschränkung der Schrittgrößen in EGS dar. Ein Überschreiben zu kleineren Werten durch den Benutzer ist allerdings zulässig und vorgesehen (siehe Ende 2.4.;2.5.).

Im folgenden Bild 2.5.4. ist das Verhältnis s/t gegen die zulässigen Werte von t für mehrere Energien aufgetragen. Die Kurven beginnen jeweils beim größtmöglichen t ($t=0.3t_s$) und enden bei dem Wert von t , für den $s/t \geq 0.99$ wird. Zwischen diesen Werten liegt ein Faktor von ~ 20 . Die Schrittlängen für 0.1 MeV und 10 MeV differieren um mehrere Zehnerpotenzen.

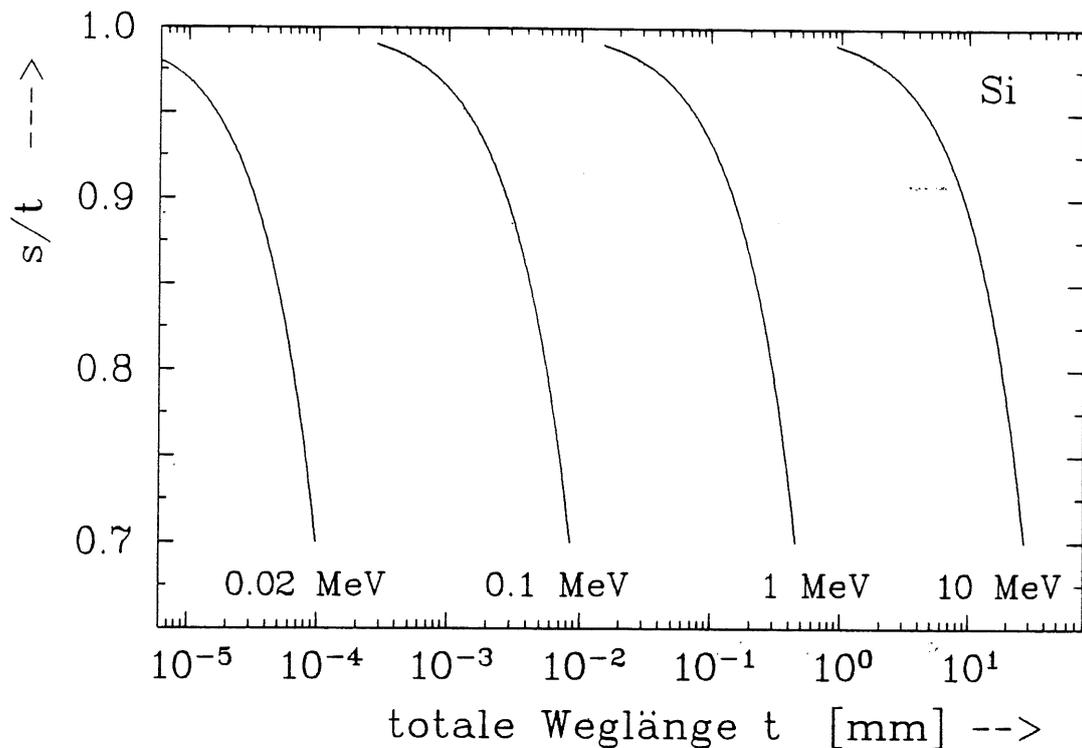


Bild 2.5.4. Verhältnis von totaler Weglänge zu transportierter Distanz für verschiedene Elektronenenergien

Zum Ende dieses Abschnittes soll darauf hingewiesen werden, daß der beschriebene Algorithmus zur Weglängenkorrektur in EGS sein Soll übererfüllt. Da die vielen Vereinfachungen nur für sehr kleine Werte von t und Θ zulässig sind und die angegebene Streuwinkelformel (4) bekanntermaßen für makroskopische Distanzen viel zu große Werte liefert [SEI89], ist es nicht verwunderlich, daß selbst innerhalb der aufgestellten Begrenzung die Reduktion um ca. 100% zu groß ausfällt [BIE87].

Geladene Teilchen werden also nicht weit genug transportiert, EGS in der "default"-Version simuliert zu kleine Reichweiten. Die sehr viel wichtigere Auswirkung dieser Überkorrektur ist jedoch ein zu hoher quasikontinuierlicher Energieverlust. Da dieser immer auf die totale Weglänge t bezogen wird (s.o.), resultiert aus einem zu kurzen Transport eine (natürlich unbegründete) Zunahme des Energieverlustes pro zurückgelegter Strecke.

Moliere'sche Vielfachstreutheorie in EGS

Die Polarwinkeländerung der Flugrichtung geladener Teilchen nach jedem Schritt wird von EGS aus einer Streuwinkelverteilung durch "würfeln" einer Zufallszahl bestimmt, deren Berechnung auf der 1947/48 von Gert Moliere in seiner Habilitationsschrift entwickelten Theorie der Vielfachstreuung schneller Teilchen fußt. Die Herleitung der Verteilung im Rahmen dieser Theorie mit den in EGS verwirklichten Modifikationen würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, deshalb soll hier nur der Ansatz skizziert werden. Anschließend wird es erforderlich sein, etwas ausführlicher auf die Grenzen ihrer Anwendbarkeit einzugehen. Eine umfassende Behandlung der Vielfachstreutheorie(n) findet man außer im EGS-Manual selber, u.a. in den Arbeiten von Moliere [MOL47], [MOL48], Bethe [BET53] und Scott [SCO63], auf die an dieser Stelle verwiesen sei.

Ausgangspunkt der Moliere'schen Theorie ist eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für Einfachstreuwinkel entsprechend der bei der Beschreibung der Weglängenkorrektur verwendeten Beziehung (2).

$$P(\chi)\chi d\chi = \frac{2\chi_c^2 q(\chi)}{\chi^4} \chi d\chi$$

mit der zur Abkürzung eingeführten "charakteristischen Winkelkonstanten"

$$\chi_c \approx \frac{22.9 Z}{p c \beta} \sqrt{\sigma/A} \quad [\text{Grad}] \quad | \sigma = \text{Flächendichte}$$

Die Gewichtungsfunktion $q(\chi)$ beinhaltet Modifikationen des streuenden Potentials gegenüber dem ungestörten Coulombpotential des Kerns (Rutherford-Streuung). Durch eine entsprechende Wahl dieser Funktion ist also auch die Berücksichtigung von Abschirmungs-, Spin-Effekten etc. möglich.

Die mittlere Anzahl aller Einzelstreuprozesse, die ein Teilchen auf seinem Weg durch eine Schicht Materie erfährt, wird definiert zu

$$\Omega_0 \equiv \int_0^{\infty} P(\chi) \chi d\chi$$

Der genaue Wert von Ω_0 läßt sich nur schwer bestimmen, da er besonders empfindlich vom Verhalten von $P(\chi)$ bei sehr kleinen Argumenten χ abhängt. Die Ablenkungsbeiträge dieser Streuungen an den äußersten Hüllenelektronen sind aber verschwindend gering, so daß sich durch geeignete Modifikation der Integrationsgrenzen eine Größe Ω_b angeben läßt, die als Maß für die effektive Anzahl der Streuungen verstanden werden kann. In Anlehnung an die EGS-Nomenklatur ist Ω_b im Weiteren mit Ω_0 bezeichnet.

Unter Annahme kleiner Einzelstreuwinkel χ kann die Winkelverteilung $F(\Theta)$ nach Durchqueren einer Schicht Materie betrachtet werden als eine Summe von n Beiträgen, die jeweils den aus einer k -fachen Streuung ($k=1, \dots, n$) in dieser Schicht hervorgerufenen Anteil an der Gesamtwinkelverteilung beschreiben. Dieses Verfahren heißt Wentzel'sche Summationsmethode und führt nach komplizierter mathematischer Auswertung zu folgendem Ergebnis:

Durch Einführen einer weiteren Größe B , die mit Ω_0 verknüpft ist über

$$\Omega_0 = \frac{\gamma^2}{e} \frac{eB}{B} \quad \left| \gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}, e \approx 2.718 \right.$$

läßt sich die gewünschte Streuwinkelverteilung $F(\Theta)$

- 1.) ausdrücken in einer energieunabhängigen Form $F(\vartheta)$ mit $\vartheta = \Theta / \chi_c \sqrt{B}$. χ_c und B sind also Parameter, die alle Abhängigkeiten von Material, Energie und Schichtdicke enthalten.
- 2.) in eine Potenzreihe entwickeln nach fallenden Potenzen von B :

$$F(\vartheta) \vartheta d\vartheta = \vartheta d\vartheta \left\{ f^0(\vartheta) + B^{-1} f^1(\vartheta) + B^{-2} f^2(\vartheta) + \dots \right\}$$

Der Abbruch der Entwicklung nach dem 3. Glied führt zu einem relativen Fehler der Größenordnung B^{-3} bei typischen Werten von $B \sim 10$.

Der Verlauf der Funktionen ϑf^n ist in der folgenden Abbildung dargestellt:

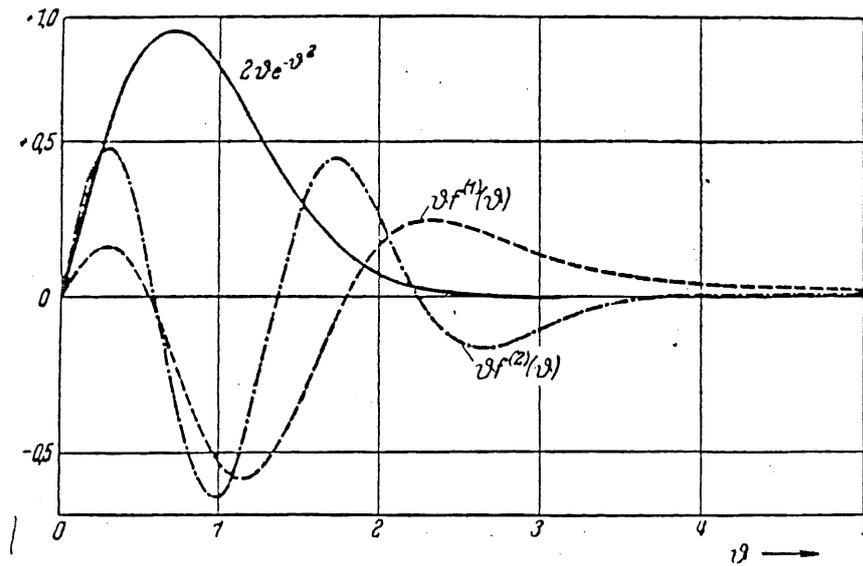


Bild 2.5.5. Entwicklungskoeffizienten der Reihenentwicklung von $F(\vartheta)$ [MOL48]

Der erste Term der Entwicklung ist eine Gaußfunktion und entspricht der im vorigen Abschnitt erwähnten Verteilung nach "Gauß'scher Vielfachstreuung". Im Moliere'schen Verfahren ist er jedoch nur ein Teil derselben. Das zweite Glied kann als Korrektur für das Erste im Bereich kleiner Winkel verstanden werden, und der dritte Term schließlich repräsentiert den Beitrag einzelner Streuungen mit großer Ablenkung.

Wie schon eingangs angekündigt, sollen nun die Beschränkungen der Schrittgrößen, die sich aus der Anwendung der Moliere'schen Vielfachstreuungstheorie ergeben, diskutiert werden.

Für kleine Ω_0 führen Vereinfachungen während der Aufsummation zu Fehlern der Größenordnung e^{-B} . Moliere begrenzt den Anwendungsbereich seiner Theorie an dem Wert von Ω_0 , wo dieser Fehler und der durch Abbruch der Reihenentwicklung verursachte Fehler gleich groß werden:

$$e^{-B} \approx B^3 \pi^* \Omega \approx 20$$

Für dieses Ω_0 soll nach Moliere der relative Fehler bei 1% liegen. Anschaulich ist dies die Grenze, unterhalb derer nicht mehr von Vielfachstreuung gesprochen werden kann. In EGS wird allerdings ein weit kleineres Ω_0 zugelassen, da auch bei abnehmender Genauigkeit diese Methode als die beste verfügbare Näherung empfunden wird. Erst für Schritte die einem $\Omega_0 < 1$ entsprechen, rechnet EGS keine Vielfachstreuung mehr. Solch kleine Schritte sind aber zulässig, der Benutzer sollte sich also über die Häufigkeit ihres Auftretens im klaren sein, um einer eventuellen Verfälschung seiner Ergebnisse entgegenzutreten zu können. Aus diesem Grund werden die nicht ausgeführten MSCAT-Aufrufe gezählt (NOSCAT, siehe 2.4.).

Eine Beschränkung der Schrittgrößen nach oben resultiert aus der Forderung, die Ablenkwinkel nicht zu groß werden zu lassen, da auch dann die Theorie den Bereich der Gültigkeit ihrer Voraussetzungen verläßt. Diese Forderung manifestiert sich im sogenannten "Bethe-Kriterium": $\chi_C^2 B < 1$, wiederum anschaulich als eine Begrenzung des mittleren Streuwinkelquadrates zu verstehen. Die obere Schranke für die Weglänge t ist in EGS das Minimum der aus dem Bethe-Kriterium errechneten und der für die Weglängenkorrektur geltenden Schrittlängenbegrenzung.

Die erwähnten Randbedingungen werden nach "sampling" der Distanz zur nächsten diskret zu simulierenden Wechselwirkung abgefragt und führen gegebenenfalls zu einem Aufteilen des Weges dorthin in mehrere Teilschritte.

Wenn man den für die Darstellung des Photonentransportes benötigten Platz mit dem Umfang der Beschreibung von quasikontinuierlichen Energieverlust und Vielfachstreuung vergleicht, wird der immense Aufwand deutlich, den eine realistische Behandlung des Transportes geladener Teilchen erfordert. Inwieweit er nötig ist, hängt von dem Stellenwert ab, der den niederenergetischen Elektronen beigemessen wird. Der Transport von Elektronen mit einer Energie unterhalb einiger MeV wird wesentlich durch die beiden genannten Prozesse der Vielfachstreuung und des quasi-kontinuierlichen Energieverlustes bestimmt, für das Verhalten von hochenergetischen Elektronen sind sie jedoch nur von untergeordneter Bedeutung. Der Benutzer hat es also durch geeignete Wahl der Abschneideenergien in der Hand, den Simulationsablauf seinen Bedürfnissen anzupassen.

In diesem Zusammenhang soll auf eine Möglichkeit verwiesen werden, die oft erforderlichen kleinen Transportschritte zu erzwingen: EGS bietet in der vorliegenden Version die Option über einen Parameter ESTEPE den maximal möglichen Energieverlust pro Schritt und damit dessen Länge zu begrenzen. Für kleine Werte von ESTEPE muß dann die Distanz zwischen zwei Wechselwirkungspunkten in vielen kleinen Teilschritten überbrückt werden.

Ausführlicheres zur ESTEPE-Begrenzung ist im nächsten Abschnitt zu finden, der sich mit den Parametern in EGS befaßt.

2.6. Einfluß der Parameter

Im Folgenden einige Gedanken zum Einfluß der Parameter auf die Simulation:

Die von EGS für die Bestimmung der Wechselwirkungspunkte benötigte mittlere freie Weglänge λ des simulierten Teilchens ist eine Funktion von AE/AP. Der Zusammenhang ist in Bild 2.6.1. beispielhaft für Elektronen in Silizium dargestellt.

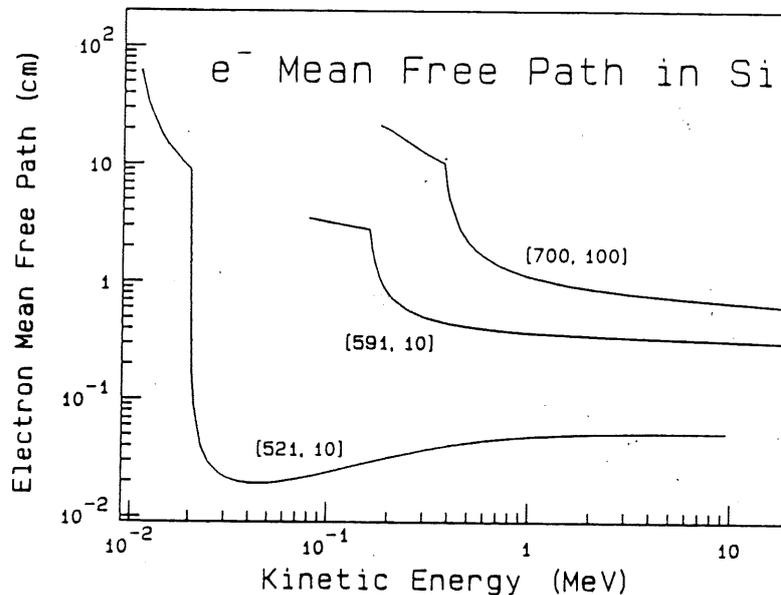


Bild 2.6.1. Mittlere freie Weglänge von Elektronen in Silizium für verschiedene Werte der Parameter AE/AP [ROG85]

Hohe Werte von AE/AP führen zu weit auseinander liegenden diskreten Ereignissen, so daß das Elektron seine Energie vornehmlich auf quasikontinuierliche Weise verliert. Da EGS auf diesen Energieverlust keine Landauverteilung faltet, wird die Simulation mit steigendem AE/AP unrealistischer, weil immer weniger Fluktuationen des Energieverlustes und der zurückgelegten Wegstrecke auftreten.

Je höher der Wert von ECUT/PCUT desto größer wird der Fehler, den EGS mit dem Nichtsimulieren der Restweglänge und dem Deponieren der gesamten Restenergie an einem einzigen Punkt macht. Kritisch wird dies jedoch erst in komplexeren Geometrien mit eventuell sehr dünnen Schichten, in denen der Beitrag eines oder weniger "Dumps" an der Energiedeposition in den einzelnen Segmenten nicht mehr zu vernachlässigen ist. Ebenfalls von Bedeutung in diesem Zusammenhang sind die Kernladungszahlen Z der Materie benachbarter Segmente. Sind diese ähnlich, so gleichen sich die oben beschriebenen Fehler aus.

Die jeweils deponierten Energiebeträge sind nur schwach vom Cut abhängig, jedoch die Auflösung nimmt zu bei hohen Werten von ECUT. Sind die Ordnungszahlen Z unterschiedlich, werden in dem Medium mit höherem Z aufgrund der geringeren Reichweite mehr Teilchen unzulässigerweise vor Überqueren der Grenze gestoppt, als im umgekehrten Fall im benachbarten Medium mit niedrigerem Z . Dieser Effekt führt zu einer Verschiebung der Energiedeposition vom Niedrig- Z Medium zu dem mit hohem Z .

Kleine Werte von ESTEPE erzwingen kleine Transportschritte. Die Reduzierung gegenüber den ohne ESTEPE-Begrenzung maximal zulässigen Schrittweiten kann bei sehr niedrigen Werten mehrere Größenordnungen betragen. Als ein Beispiel sind im Bild 2.6.2. die größtmöglichen Elektronenschritte in Silizium ohne und mit einer ESTEPE-Begrenzung von 1% dargestellt.

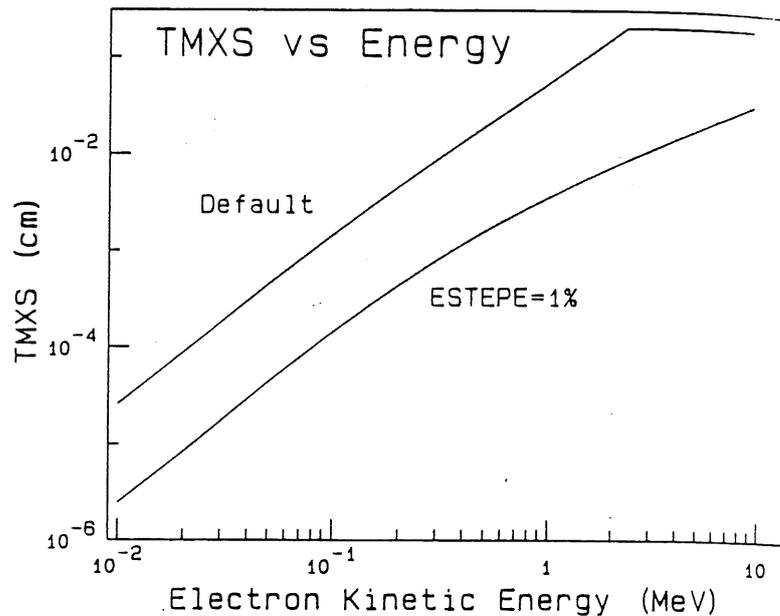


Bild 2.6.2. Zulässige Schrittweiten mit und ohne ESTEPE-Begrenzung [ROG85]

Die kleinen Schrittweiten bewirken eine realistischere Simulation der niederenergetischen Teilchen, für die Vielfachstreuung und kontinuierlicher Energieverlust die dominierenden Prozesse sind: Die Ablenkwinkel nach jedem Schritt werden kleiner, die Teilchenspur bekommt eine "quasi-stetige" Krümmung. Der Energieverlust pro durchquerter Strecke sinkt, da die Weglängenkorrektur (auch relativ) kleiner ausfällt. Ebenso verlieren die anderen Unzulänglichkeiten wie der fehlende Lateralversatz oder das ungenaue Tracking in der Nähe von Grenzen an Bedeutung. Dem gegenüber steht natürlich der enorme Anstieg der benötigten CPU-Zeit mit sinkendem ESTEPE. Für kleine Werte ($<5\%$) ist der CPU-Zeitverbrauch annähernd proportional zu $(ESTEPE)^{-1}$.

Das Arbeiten mit einem variablen Cut macht nur Sinn in Verbindung mit einem niedrigen Wert von ECUT. Die Wahl von VCUT hängt von mehreren Faktoren ab. Einerseits vom Material, in dem simuliert wird, hier gilt das zu ECUT Gesagte analog. Zusätzlich muß allerdings darauf geachtet werden, daß der Anteil der Bremsstrahlung am gesamten Energieverlust klein ist, da das Nichtsimulieren dieser Wechselwirkung im Fall $E < VCUT$ nicht kompensiert wird durch den gleichen Fehler in den benachbarten Medien. Wichtiger aber ist die Dicke der simulierten Schicht, die in diesem Zusammenhang als Ausdehnung senkrecht zur Hauptausbreitungsrichtung der Elektronen verstanden werden soll. Wenn zu oft die Restreichweite berechnet wird, ohne nachfolgenden "Dump" des Elektrons, kann das mit dem Einsatz von VCUT verfolgte Ziel einer Reduzierung der Rechenzeit nicht erreicht werden. Der Unterschied einer Simulation mit sinnvoll gewähltem VCUT und kleinem ECUT zu der Version mit hohem ECUT liegt in den realistischeren Teilchenflüssen im niederenergetischen Teil des Spektrums und damit natürlich auch in der exakter simulierten Energie-dissipation. Aus den oben geschilderten Gründen ist dies besonders in Geometrien mit Materialien stark unterschiedlicher Kernladungszahl von Bedeutung. Der Rechenzeitverbrauch ist bei hohem VCUT in Verbindung mit niedrigem ECUT leicht höher als mit hohem ECUT.

3. Problemstellung und Vorgehensweise

Aus der Darstellung des Transportes geladener Teilchen durch EGS wurden die bei der Simulation niederenergetischer Elektronen auftretenden Schwierigkeiten deutlich. Es sind dies insbesondere die richtige Kalkulation des mittleren Energieverlustes und seiner spektralen Verteilung. Die Länge der Schritte, mit denen die Elektronen transportiert werden, sowie die Anzahl der Sekundärteilchen produzierenden Wechselwirkungen sind in diesem Zusammenhang kritische Größen. In Sampling-Kalorimetern mit dünnen Siliziumdetektoren als aktiver Schicht haben aber gerade die niederenergetischen Elektronen eine herausragende Bedeutung, da sie wesentlich zum Signal beitragen. Im Vorgriff auf die später zu diskutierenden Simulationsergebnisse sei hier auf das Bild 5.3.2. verwiesen, dem zu entnehmen ist, daß Elektronen mit einer Energie $E_{kin} \leq 1$ MeV ca. 40% der gesamten sichtbaren Energie deponieren. Der überwiegende Teil dieser Elektronen verläßt die aktive Schicht wieder, da die in dem untersuchten Fall nur 400 μm dicken Siliziumdetektoren erst Elektronen mit einer Energie $E < 0.5$ MeV in nennenswerter Anzahl stoppen können.

Bei der Simulation eines solchen Kalorimeters wird man sich also nicht, wie bisher durchaus üblich, auf die Behandlung von Teilchen mit $E_{kin} > 1$ MeV beschränken dürfen, wenn eine exakt reproduzierte Energiedissipation gewünscht wird. Es ist vielmehr erforderlich, auch den Energiebereich unterhalb einiger MeV in einer realistischen Weise zu berücksichtigen.

In dieser Arbeit wird deshalb auf die angemessene Behandlung der niederenergetischen Elektronen besonderes Gewicht gelegt werden. Dies bedeutet nicht, daß es das alleinige Ziel ist, die vorliegenden experimentellen Daten über sichtbare Energie und Energieauflösung zweier siliziumbestückter Testkalorimeter mit EGS4 exakt zu reproduzieren, sondern daß auch Vertrauen in die Qualität der Ergebnisse geschaffen werden soll. Dieses Vertrauen wächst mit dem Wissen um die Simulationsabläufe und deren Verständnis. Nur auf dieser Basis sind Aussagen über nicht direkt experimentell nachprüfbar Eigenschaften dieser oder anderer Kalorimeter sinnvoll, und nur so kann die Simulation ihrem Anspruch, ein wichtiges Hilfsmittel bei der instrumentellen Entwicklung für künftige Hochenergieexperimente zu sein, gerecht werden.

Um das geforderte Wissen über die "richtige" Behandlung niederenergetischer Elektronen und hierfür erforderlichen Simulationsparameter zu erlangen, erscheint es geboten, nicht mit der Simulation einer komplexen Struktur wie der eines Kalorimeters zu beginnen, sondern sich zunächst auf möglichst einfache Konfigurationen zu beschränken, an denen einzelne Teilaspekte isoliert von den anderen studiert werden können und danach deren Zusammenwirken in komplizierteren Geometrien zu untersuchen.

Im folgenden 4. Kapitel soll deshalb mit der einfachsten aller möglichen Konstellationen, der Simulation von Spuren niederenergetischer Elektronen in einem unendlich ausgedehnten Block homogener Materie begonnen werden. Die hierbei ermittelte totale Weglänge der Elektronen (Definition siehe 2.5.) entspricht im idealen Fall dem Integral ihres reziproken spezifischen Energieverlustes über die Teilchenenergie, auch bekannt als "csda-range". Die vorliegenden Literaturwerte können mit den simulierten Weglängen verglichen werden, der Grad der Übereinstimmung ist ein Maß dafür, wie gut die von EGS vorgenommene (künstliche!) Aufspaltung in diskrete Wechselwirkungen und quasi-kontinuierlichen Energieverlust geeignet ist, die Realität zu reproduzieren. Das Verhältnis zwischen der totalen Weglänge und der ebenfalls bestimmten Summe aller Einzelschrittdistanzen gibt Auskunft über die Größe der Weglängenkorrektur. Diese manifestiert sich ebenfalls in der auf die Einschubachse projizierten Reichweite der Elektronen. Aus dem Vergleich von simulierten und experimentellen Reichweiten werden Informationen gewonnen über das Zusammenwirken von Weglängenkorrektur und Vielfachstreuung.

Auf die Besonderheiten dünner Schichten wird eingegangen mit der Simulation des Durchganges von Elektronenstrahlen der Energie 1 und 10 MeV durch eine 400 μm dicke Schicht Silizium. Mittelwert und spektrale Verteilung der deponierten Energie sollen untersucht werden auf die Abhängigkeit von den EGS-Parametern ESTEPE und AE/AP. Auch für diesen Fall existieren experimentelle Daten, mit denen die simulierten Verteilungen verglichen werden.

Auf der Grundlage des so erworbenen Wissens kann im 5. Kapitel begonnen werden, komplette elektromagnetische Schauer in einem Kalorimeter zu simulieren. Die sichtbare Energie und die Auflösung werden dabei als Funktion der Parameter ESTEPE und ECUT dargestellt. Elektronenflußspektren sollen bei der Interpretation der gefundenen Abhängigkeiten helfen.

Mit den nach diesen Studien als optimal erachteten Parametersätzen werden dann elektromagnetische Schauer in zwei siliziuminstrumentierten Sandwich-Testkalorimetern, eines mit Kupfer-, das andere mit Bleiabsorber, für alle während der Experimente verwendeten Konfigurationen (mit/ohne G10-Einschübe zwischen Detektor und Absorber) simuliert und die Ergebnisse für sichtbare Energie und Auflösung miteinander verglichen. Die Reduktion des Signals durch die G10-Schichten soll ebenfalls auf der Basis der Elektronenflußspektren diskutiert werden.

Schließlich sollen im 6. Kapitel die Ergebnisse der Parametervariation und die gewonnenen Erkenntnisse über realistische Simulationen in einer allgemeineren Formulierung dargestellt werden, mit dem Ziel, Anhaltspunkte zu geben für Wahl und Optimierung der Parameterwerte in zukünftig mit EGS zu bearbeitenden Problemstellungen.

Ohne diesen Ergebnissen vorgreifen zu wollen, lassen sich einige Thesen zum Einfluß der EGS-Parameter auf den Ablauf der Simulation schon auf der Grundlage des im 2. Kapitel Gesagten aufstellen:

- Je kleiner die Transportschritte gewählt werden, desto realistischer ist im allgemeinen die Simulation, speziell die des Energieverlustes niederenergetischer Elektronen. Der fehlende Lateralversatz und die unkorrekt simulierten Grenzübertritte verlieren durch kleine Schrittweiten an Bedeutung.

Das in EGS4 bereitgestellte Mittel zur Regulierung der Schrittweiten ist der Parameter ESTEPE. Um optimale Ergebnisse zu erreichen, ist der Wert von ESTEPE so lange zu senken, bis sich der Wert der untersuchten Größe nicht mehr ändert. In diesem Bereich hat dann die Schrittlänge keinen Einfluß auf die Simulation, was sicherlich eine unbedingte Voraussetzung für mit der Realität verträgliche Ergebnisse ist, da die Teilchen sich ja real nicht in diskreten Schritten, sondern aus makroskopischer Sicht "stetig" fortbewegen. Bei der Variation von ESTEPE ist der Wert von NOSCAT im Hinblick auf zu kleine Schritte zu überwachen.

- Falls Fluktuationen des Wertes der untersuchten Größe von Interesse sind, muß dem durch eine möglichst große Zahl an diskret simulierten Teilchen Rechnung getragen werden. Dies geschieht durch Wahl eines niedrigen Wertes für den Parameter AE/AP. Die dann vermehrt produzierten δ -rays und Bremsstrahlungs- γ 's sorgen sowohl für eine realistische Energiedissipation als auch für eine Reproduktion ihrer natürlichen Schwankungen.

- Zur Begrenzung der Rechenzeit wird man den Wert des Parameters ECUT/PCUT ausgehend von einem niedrigen, als Referenz dienenden Niveau solange steigern, bis sich der Wert der untersuchten Größe unzulässig stark ändert. Es ist weiterhin dafür Sorge zu tragen, daß im Mittel die Restreichweiten von wegen $E < ECUT$ gedumpton Elektronen klein sind gegen die Ausdehnung des sie umgebenden Kalorimetersegmentes. Geometrien mit Materialien stark unterschiedlicher Kernladungszahl reagieren sensibler auf eine Erhöhung der CUTs als solche mit homogenem oder nur leicht unterschiedlichem Material.

4. Untersuchungen zum Verhalten niederenergetischer Elektronen

In diesem Kapitel soll die Qualität der EGS-Simulation von Elektronen im Energiebereich 0.1-10 MeV überprüft werden. Informationen über eine realitätsnahe Behandlung gerade dieser Teilchen kommt eine besondere Bedeutung zu, da sie einerseits zu über 70% zum Signal der Si-Detektoren beitragen, andererseits ihr Verhalten aber schon entscheidend durch die gemittelten Prozesse des quasi-kontinuierlichen Energieverlustes und der elastischen Vielfachstreuung bestimmt sind. Für die Aufspaltung der Simulation in sowohl gemittelte, als auch diskrete Prozesse sind in EGS die Parameter ESTEPE und AE/AP verantwortlich. Ein weiteres Ziel der Untersuchungen ist es daher, Anhaltspunkte über sinnvolle Werte dieser Parameter zu erhalten.

Es bot sich an, statt des Energieverlustes zunächst die integralen Größen-Elektronenweglänge und Reichweite zu betrachten. Die totale Weglänge R_{path} eines Elektrons ist nach der Definition von Kap. 1.2. das Integral über $(dE/dx)^{-1}$, seine Reichweite die Projektion des Weges auf die anfängliche Richtung. Reichweitensimulationen liefern Informationen über das Zusammenwirken von quasi-kontinuierlichem Energieverlust und Vielfachstreuung. Es wurden die Abhängigkeiten der beiden genannten Größen von der Energie und dem EGS-Parameter ESTEPE untersucht.

In weiteren Rechnungen wurde die Transmission von Elektronen durch 400 μm dicke Siliziumschichten simuliert, um Aufschluß über die Verhältnisse in den experimentell verwendeten Detektoren zu gewinnen. Ausgewertet wurde die Verteilung der deponierten Energie und die Abhängigkeit von den Parametern AE/AP und ESTEPE. Energieverlust und Energiedeposition unterscheiden sich gerade in dünnen Schichten, da die produzierten δ -Elektronen und Bremsstrahlungsquanten nicht sicher gestoppt werden, sondern diese Schicht wieder verlassen können.

Für die Auswahl der Geometrien war das Vorhandensein experimenteller Vergleichsdaten von großer Bedeutung, um die Qualität der simulierten Ergebnisse bewerten zu können. Im Fall der Weglängen sind dies im *csca*-Modell erstellte Energieverlust- und Reichweitentabellen von Berger/Seltzer [BER82], für die Elektronenreichweiten existieren semiempirische Formeln von Tabata [TAB72], die Energiedeposition von Elektronen in dünnen Siliziumschichten wurde ebenfalls durch Berger/Seltzer gemessen [BER69].

4.1 Reichweiten und totale Weglängen in Aluminium und Blei

Zur Bestimmung der totalen Weglänge wurden Elektronenspuren(e^-) in unendlich ausgedehnter Materie simuliert und die noch nicht korrigierten Weglängen der einzelnen Transportschritte (Definition siehe Kap. 2.5.) aufsummiert, bis die Elektronenenergie unter dem aus Rechenzeitgründen und zur Vermeidung von NOCAT-Ereignissen gewählten Wert von $ECUT = 30$ keV fiel. Die Ergebnisse wurden um die Restreichweite korrigiert.

Sekundärteilchenproduktion war durch niedrige Werte von $AE = 10$ keV bzw. $AP = 1$ keV zugelassen, verfolgt wurden aber in Übereinstimmung mit dem csda-Modell nur die primären Elektronen.

Simuliert wurden in Blei und Aluminium für verschiedene Energien zwischen 0.1 und 5 MeV je 20000 Ereignisse. Die Summe der durch die Weglängenkorrektur gekürzten geradlinigen Transportdistanzen s wurde ebenfalls gebildet und die Abhängigkeit des Verhältnisses $\Sigma s / \Sigma t$ vom Parameter ESTEPE untersucht. Die Ergebnisse sind in den folgenden Abbildungen dokumentiert: Bild 4.1.1. zeigt die totale Weglänge R_{path} der Elektronenspuren als Funktion ihrer kinetischen Energie.

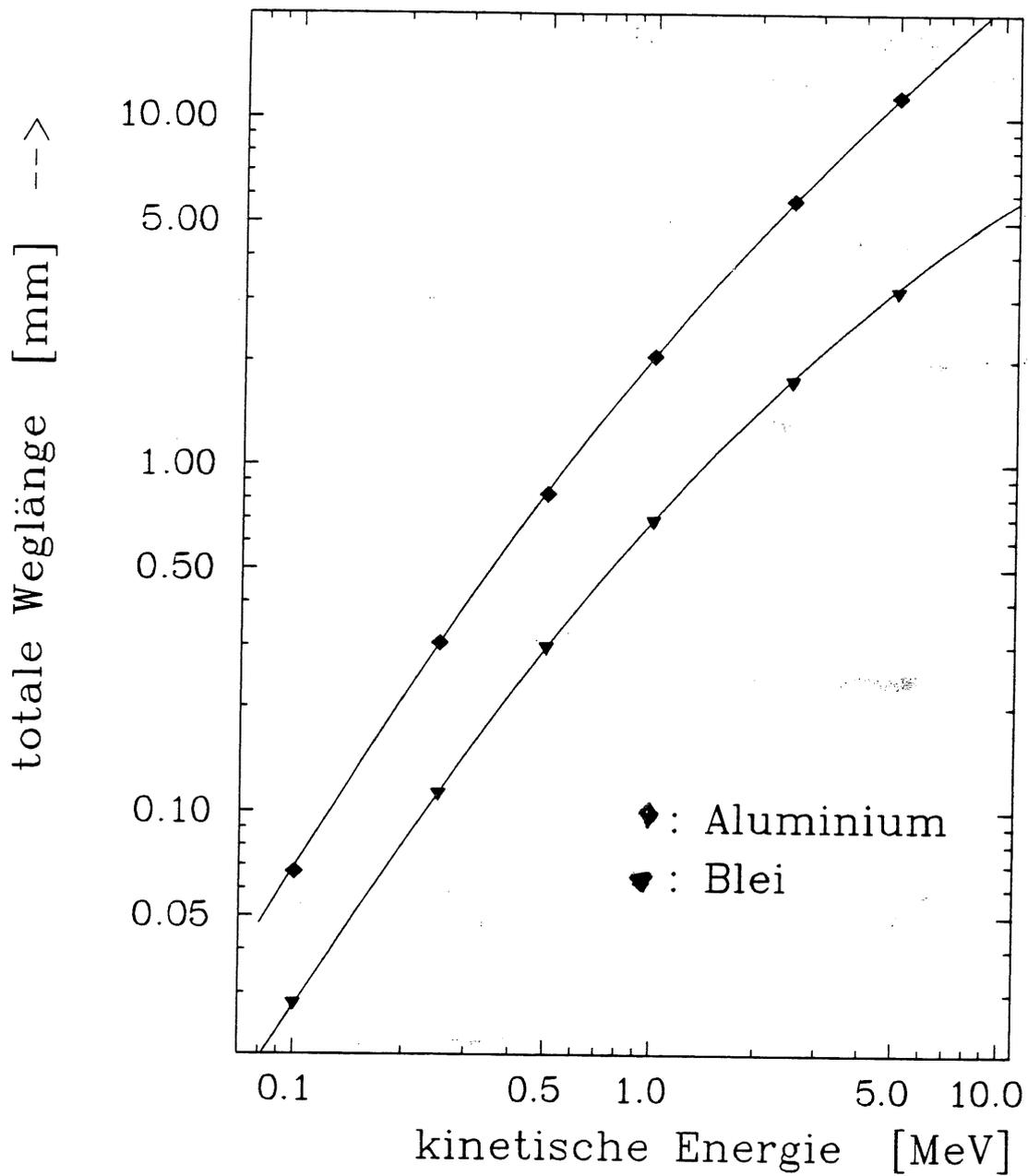


Bild 4.1.1. Totale Weglänge R_{path} von Elektronen in Aluminium und Blei als Funktion ihrer kinetischen Energie. Die Symbole sind von EGS simulierte Werte, die Kurven im csda-Modell errechnet [BER82].

Simulationsparameter: ECUT = 30 keV; PCUT = 1 keV; AE = 10 keV; AP = 1 keV
 ESTEPE(Aluminium) = 0.8 %; ESTEPE(Blei) = 0.4 %;
 N = 20000 Ereignisse

Die hervorragende Übereinstimmung der simulierten Werte mit den errechneten Kurven, sowohl in Blei als auch in Aluminium, läßt nicht nur auf eine korrekte Reproduktion des gesamten Energieverlustes schließen, sondern zeigt auch, daß dessen Aufspaltung durch EGS in einen quasi-kontinuierlichen und einen diskret simulierten Anteil die Summe nicht verfälscht.

Der Wert der totalen Weglänge ist nicht von ESTEPE abhängig, die Summe der transportierten Einzeldistanzen dagegen schon, da diese jeweils um den errechneten Weglängenkorrekturfaktor gekürzt wurden. Bild 4.1.2. und Bild 4.1.3. verdeutlichen diese Abhängigkeit.

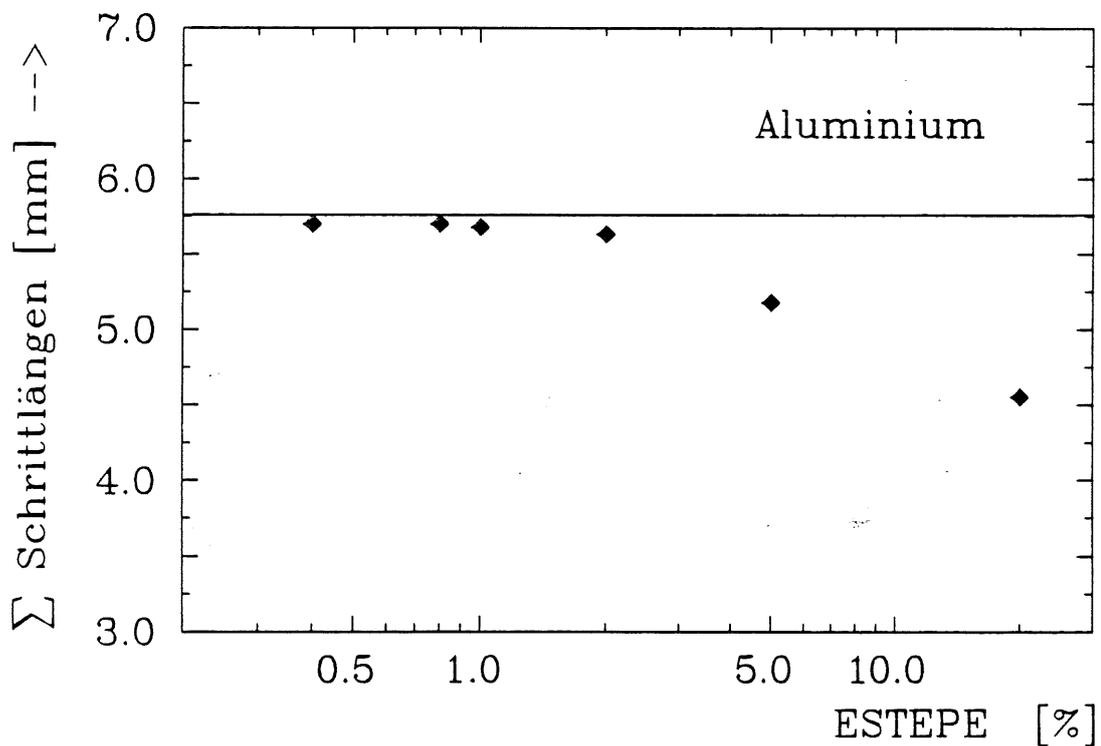


Bild 4.12. Summe der gekürzten Einzelschrittlängen in Aluminium für eine Elektronenenergie von 2.5 MeV als Funktion von ESTEPE. Die durchgezogene Linie ist die totale Weglänge bei dieser Energie, andere Parameter wie in 4.1.1.

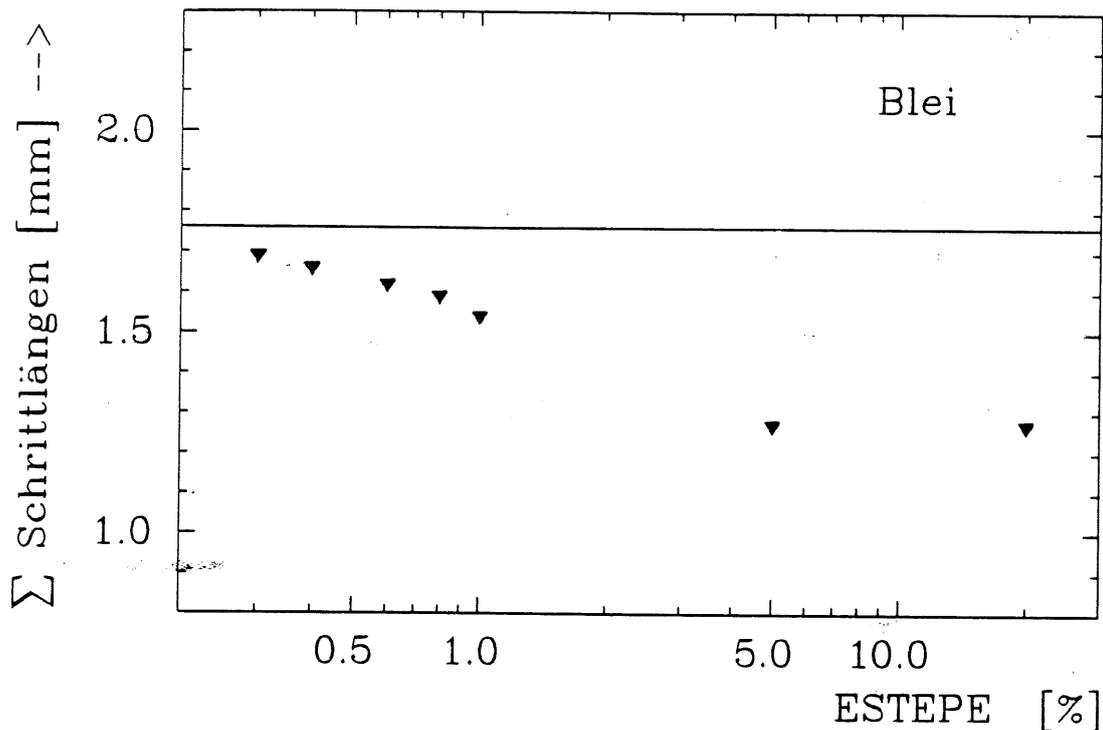


Bild 4.1.3. Summe der gekürzten Einzelschrittlängen in Blei, sonst wie Bild 4.1.2.

Der Grund für dieses Verhalten liegt in der von EGS vorgenommenen und in Kapitel 2.5. beschriebenen Weglängenkorrektur, die die zu transportierende Distanz s in Abhängigkeit von der Weglänge t verkleinert (siehe auch Bild 2.5.4. und Erläuterung). Diese Korrektur soll die Spurkrümmung durch Vielfachstreuung auf der Ebene eines EGS-Schrittes berücksichtigen. Sie verliert daher für kleine Schritte, die durch kleine ESTEPE-Werte erzwungen werden können, an Bedeutung. Dieser Zusammenhang kann auch den Bildern entnommen werden: Während für ESTEPE = 20% die Korrektur das maximal zulässige Ausmaß annimmt ($s/t = 0.7$), geht das Verhältnis s/t bei kleinem ESTEPE gegen eins, die Schrittlängen werden nur noch wenig gekürzt. In Aluminium erreicht die Schrittlänge für ESTEPE < 1.0% ein Plateau, die Korrektur macht weniger als 1% der Weglänge aus. In dem sehr viel dichteren Blei dagegen setzt die begrenzende Wirkung erst bei kleineren Werten von ESTEPE ein, und die Schrittlänge erreicht kein Plateau. Selbst für Werte ESTEPE < 0.5% liegt die Korrektur noch in der Größenordnung von 5%. Die Qualität dieser Weglängenkorrektur und der Einfluß auf das Verhalten der Elektronen läßt sich anhand der nachfolgend erläuterten Reichweitensimulationen bewerten.

Die Reichweiten von Elektronen sind, im Gegensatz zu deren Weglängen, experimentell zu bestimmen, und zwar indem die Restintensität I eines Elektronenstrahls nach dem Durchqueren einer Schicht Materie gemessen wird. Durch sukzessives Verbreitern dieser Schicht erhält man eine Intensitätskurve in der Form von Abbildung 4.1.4.. Die sogenannte extrapolierte Reichweite R_{exp} ist definiert als die Nullstelle einer an den exponentiell abfallenden Teil der Intensitätskurve angepaßten Geraden. Diese Definition ermöglicht das Vergleichen der Ergebnisse verschiedener Experimente, da die Werte nicht mehr so stark vom Untergrund abhängen.

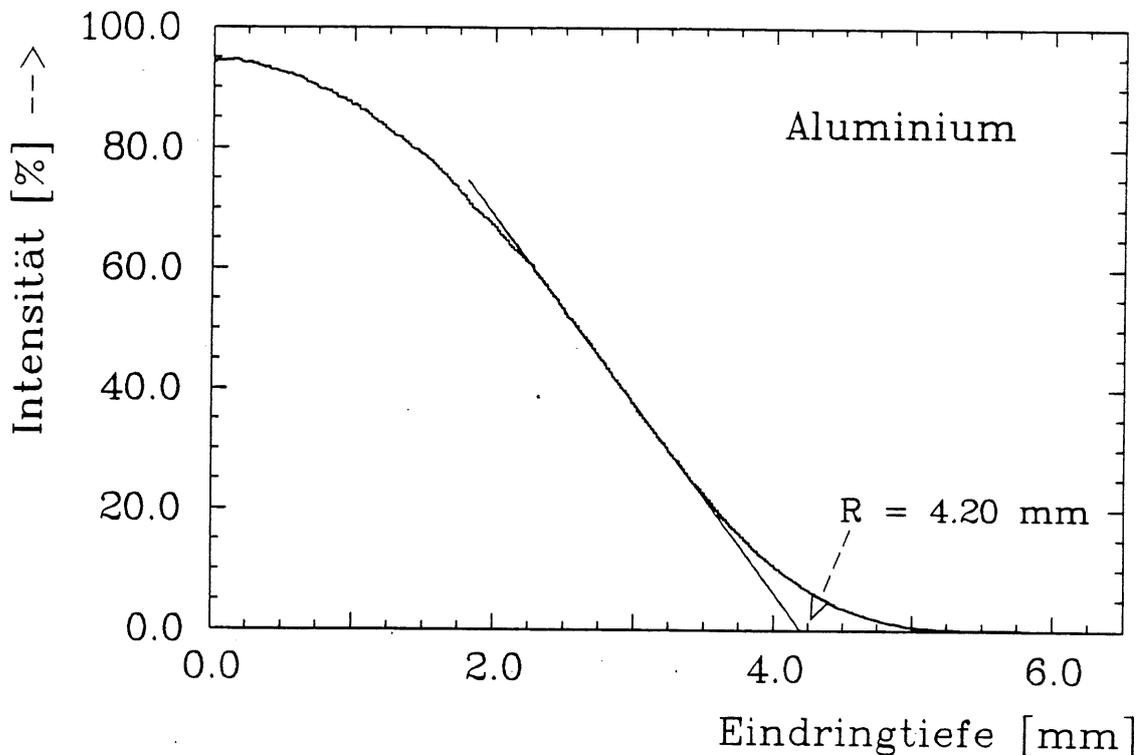


Bild 4.1.4. Intensität eines Elektronenstrahls der Energie 2.5 MeV als Funktion der Eindringtiefe. Nullpunkt der eingezeichneten Geraden nach Definition die extrapolierte Reichweite R_{exp} . Parameter wie in Bild 5.1.1.

Eine weitere Voraussetzung für die Vergleichbarkeit von Messungen ist ein Absorber, der in lateraler Richtung sehr viel stärker ausgedehnt ist, als sich der Strahl durch Vielfachstreuung aufweitet. Ein zu "schlanker" Absorber würde durch seitlich entkommene Elektronen eine zu große Absorption vortäuschen.

Diesen Forderungen Rechnung tragend, setzte sich die simulierte Geometrie aus vielen dünnen, lateral unendlich ausgedehnten Schichten zusammen. In diesen wurden jeweils alle kreuzenden Elektronen gezählt, da ja im Experiment nicht zwischen Primär- und Sekundärteilchen unterschieden werden kann. Aus der sich ergebenden Intensitätskurve wurden nach dem oben beschriebenen und in Bild 4.1.4. veranschaulichten Verfahren die Reichweite R_{exp} ermittelt. Die bei der Simulation verwendeten Medien waren wieder Aluminium und Blei, die Parameter waren die gleichen wie bei den Weglängensimulationen.

Bild 4.1.5. und Bild 4.1.6. zeigen die Elektronenreichweiten in Aluminium und Blei als Funktion von ESTEPE. Es wird deutlich, daß die Weglängenkorrektur für große Schritte zu stark ausfällt und durch den deshalb zu großen Energieverlust pro transportierter Strecke die Elektronen zu früh gestoppt werden (Erläuterung dieses Zusammenhangs in 2.5.). Die simulierten Reichweiten sind ca. 20% zu klein. Mit kleineren Korrekturen bei kleineren Schritten wird die simulierte Reichweite größer. Ebenfalls im Mittel kleiner werden die Streuwinkel, die EGS nach jedem Transport "würfelt". Die spezifische Entwicklung ist analog zu der an Bild 4.1.2. und Bild 4.1.3. beschriebenen. Die simulierte Reichweite übersteigt in Blei sogar den aus der semiempirischen Formel gewonnenen Wert, während sie in Aluminium für ESTEPE $< 1\%$ leicht unterhalb des Referenzwertes unabhängig von der Schrittlänge wird.

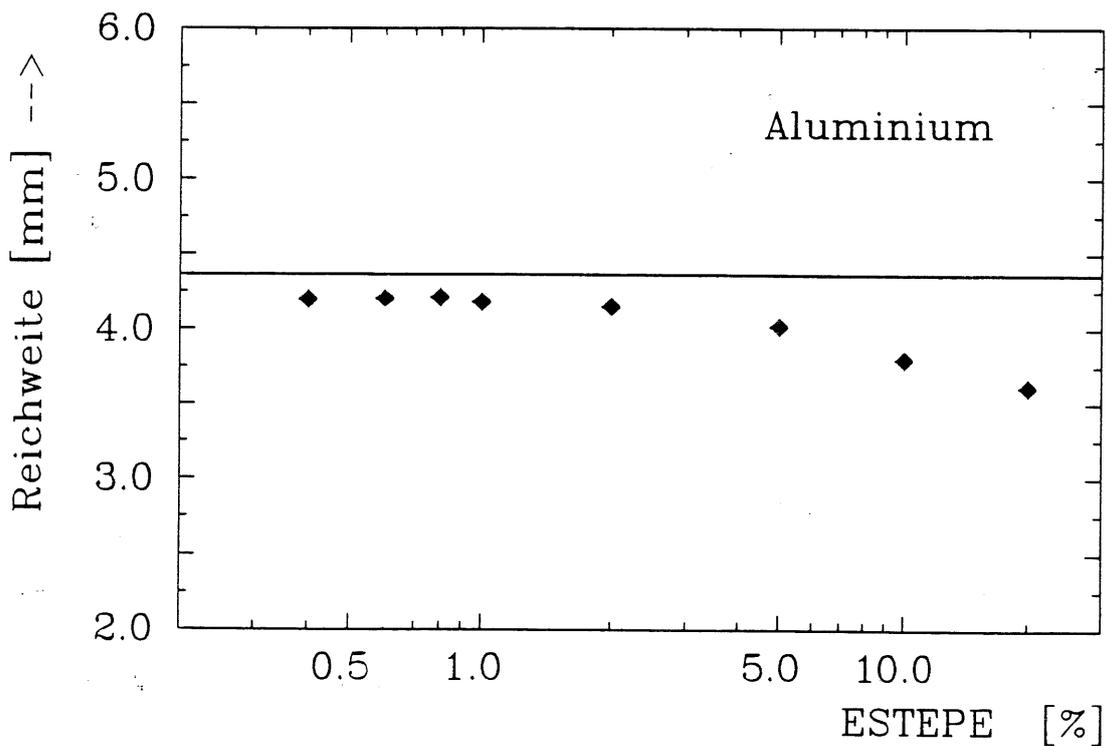


Bild 4.1.5. Extrapolierte Reichweite R_{exp} von 2.5 MeV Elektronen in Aluminium als Funktion von ESTEPE. Die durchgezogene Linie ist der nach [TAB72] berechnete Wert. Andere Parameter wie Bild 4.1.1.

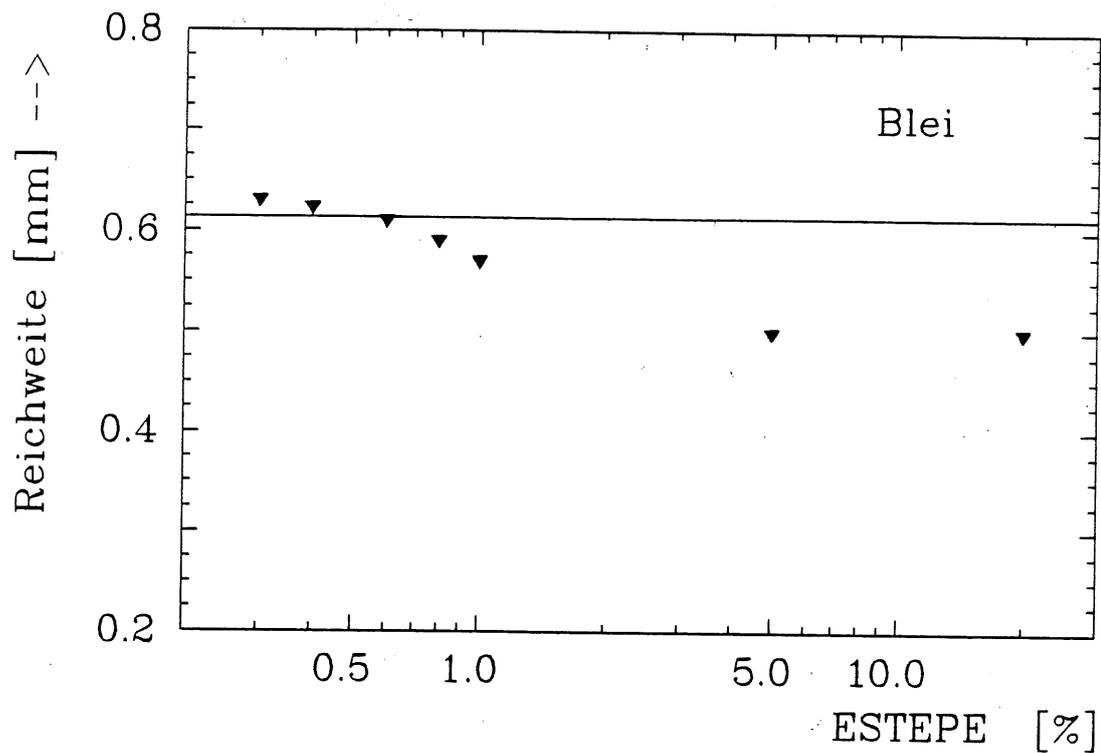


Bild 4.1.6. Wie Bild 4.1.5., aber Blei

Mit den für die Reproduktion der experimentellen Daten erforderlichen ESTEPE-Werten von 0.8% in Aluminium und 0.4% in Blei wurden Elektronenreichweiten für verschiedene Energien zwischen 0.1 und 5 MeV simuliert. Einen Vergleich der Ergebnisse mit einer semiempirischen Formel für Elektronenreichweiten zeigt Bild 4.1.7. Tabata et. al. geben für die mittlere Abweichung der zugrundeliegenden Meßpunkte von der Kurve Werte von 8.5 % unterhalb von 1 MeV und 4.5 % darüber an. Zieht man dies in Betracht, so ist die gezeigte Übereinstimmung der simulierten Werte mit dieser Kurve ebenfalls mit "ausgezeichnet" zu bewerten.

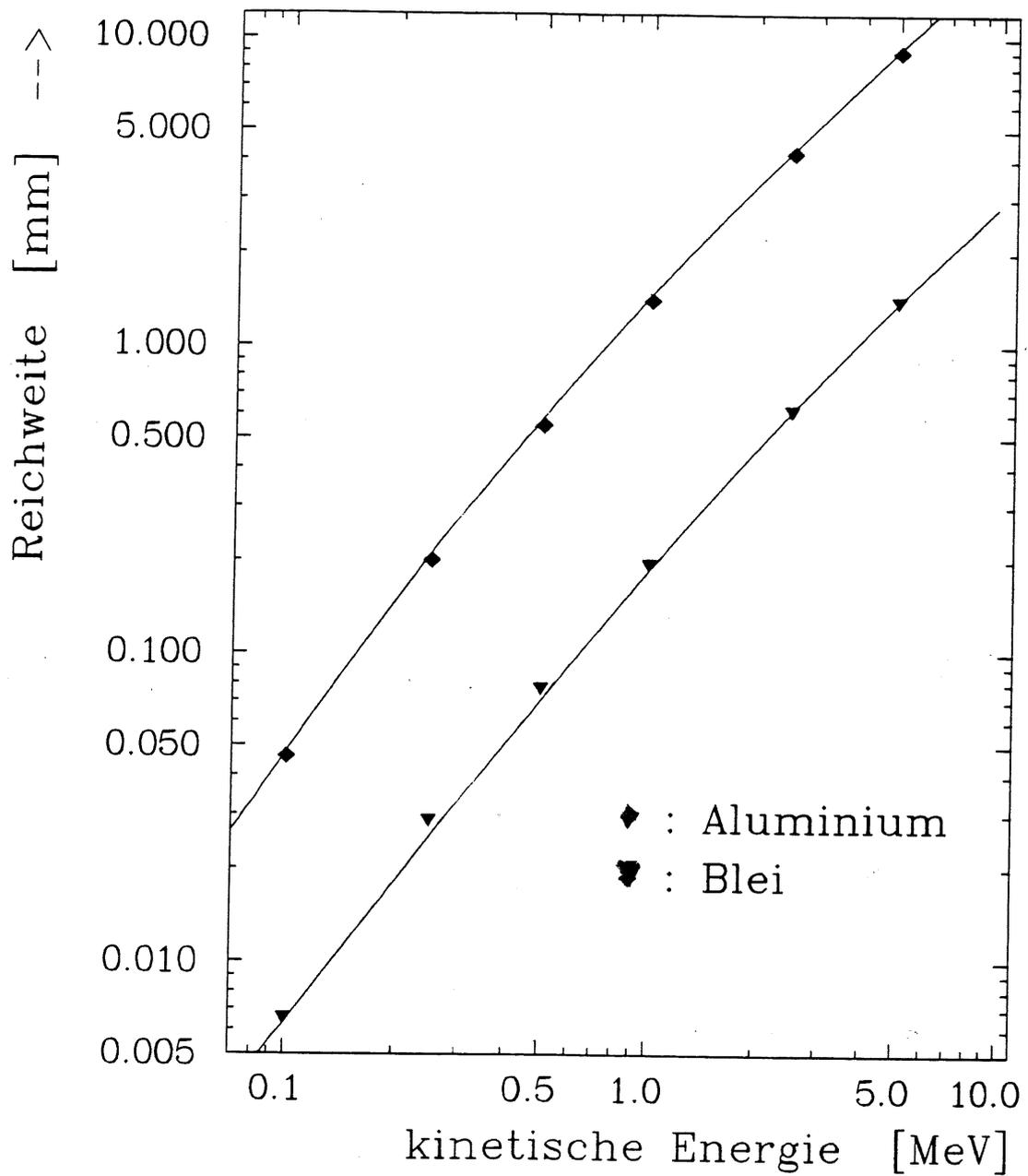


Bild 4.1.7. Extrapolierte Reichweite R_{exp} von Elektronen in Aluminium und Blei als Funktion ihrer kinetischen Energie. Symbole: EGS4; Kurve nach [TAB72]; Parameter wie in Bild 4.1.1.

4.2. Energiedeposition in dünnen Siliziumschichten

Die Simulation der Transmission von monoenergetischen Elektronen durch einen einzelnen 400 μm dicken Siliziumdetektor hatte das Ziel, den Einfluß der EGS-Parameter ESTEPE und AE auf das Elektronenverhalten isoliert von eventuellen Störungen durch die Umgebung, und gezielt für bestimmte Elektronenenergien untersuchen zu können.

Für die Variationen von ESTEPE bzw. AE wurden Einschußenergien von 1 MeV und 10 MeV ausgewählt: 1 MeV-Elektronen deponieren einen großen Anteil der gesamten sichtbaren Energie eines siliziuminstrumentierten Kalorimeters und liegen in dem für die Simulation mit Siliziumdetektoren kritischen Energiebereich, in dem vollständige Absorption durch Vielfachstreuung zwar möglich, aber noch nicht sehr wahrscheinlich ist. Der im Silizium gestoppte Anteil der Elektronen - und damit auch der Mittelwert der deponierten Energie - versprach deshalb eine gegenüber Parameteränderungen sehr empfindliche Größe zu sein. Die Betrachtung des Elektronenflusses durch die Detektoren eines Testkalorimeters (Bild 5.2.1.) mit einem Maximum bei 10 MeV begründete die Wahl der zweiten untersuchten Energie. Das Maximum der sichtbaren Energie (Bild 5.3.1.) liegt, abgesehen von einem scharfen Peak bei ECUT, ebenfalls bei 10 MeV. Eine realistische Behandlung dieser Elektronen ist somit eine unabdingbare Voraussetzung für die Reproduktion experimenteller Ergebnisse.

Zusätzlich wurden mit den bei diesen Energien gefundenen, sinnvollen Werten von ESTEPE und AE Simulationen mit Einschußenergien von 0.7, 0.5 und 0.3 MeV durchgeführt, um den Anteil der im Detektor gestoppten Elektronen auch in diesem Energiebereich quantifizieren zu können. Die simulierte Geometrie entsprach dem von Berger et. al. verwendeten Aufbau, um deren Messungen mit den MC-Ergebnissen vergleichen zu können. Im Einzelnen bedeutet dies senkrechten Einfall monoenergetischer Elektronen auf einen lateral unendlich ausgedehnten Siliziumdetektor der Stärke 400 μm (bzw. 530 μm zum Vergleich mit dem Experiment). Simuliert wurden je 20000 Ereignisse für verschiedene Werte von ECUT, AE und ESTEPE.

Eine Zusammenstellung der Ergebnisse gibt Tabelle 4.2.1. mit den mittleren (MEAN) und wahrscheinlichsten (MOP⁹) Werten der deponierten Energie jeweils für 1 und 10 MeV. Die folgenden Abbildungen und Erläuterungen beziehen sich auf 1 MeV Elektronenenergie.

		1 MeV			10 MeV	
a)	ECUT	MEAN	MOP	MEAN	MOP	
	10	202.9	118	139.6	113	
	100	204.3	118	139.8	113	
	500	223.0	118	142.3	113	
b)	ESTEPE	MEAN	MOP	MEAN	MOP	
	0.2	201.7	118	138.9	113	
	0.5	201.8	118	139.5	113	
	1.0	202.9	118	139.6	113	
	2.0	205.9	123	139.1	113	
	5.0	214.9	128	140.0	113	
	10.0	229.8	143	140.4	113	
	20.0	236.7	153	140.9	113	
c)	AE=ECUT	MEAN	MOP	MEAN	MOP	
	10	202.9	118	139.6	113	
	100	205.1	138	139.4	128	
	500	219.5	153	143.6	138	

Tabelle 4.2.1.: Zusammenfassung der Ergebnisse der MC-Simulationen zum Einfluß der Parameter ECUT, ESTEPE und AE auf das Verhalten von Elektronen in einem 400 µm dicken Siliziumdetektor. Angegeben sind für 1 MeV und 10 MeV Anfangsenergie der Mittelwert (MEAN) und der wahrscheinlichste Wert (MOP) in keV.

(a) Variation von ECUT bei ESTEPE=1%, AE = 10 keV

(b) Variation von ESTEPE bei ECUT=10 keV, AE=10 keV

(c) Variation von AE (und ECUT) bei ESTEPE=1%

Bild 4.2.1. zeigt den Zusammenhang zwischen Mittelwert und ESTEPE bei ECUT=AE=10 keV. Dieser sinkt mit kleineren ESTEPE-Werten, da der Fehler der Weglängenkorrektur in EGS, und damit der Energieverlust der Elektronen pro transportierter Strecke, mit kleineren Schrittlängen abnimmt. Unterhalb von ESTEPE=1% ist der Mittelwert nicht mehr von der Schrittlänge abhängig, dieser Wert ist also ausreichend niedrig, um den verfälschenden Einfluß der Weglängenkorrektur auszuschalten.

Zu erwähnen ist, daß bei $ESTEPE \leq 0.5\%$ der Parameter NOSCAT Werte von über 50% annimmt, EGS nach mehr als der Hälfte aller Schritte also keine Winkelstreuung mehr berechnet. Für alle größeren ESTEPE-Werte liegen die Werte von NOSCAT im Promille-Bereich. Trotz dieser Diskrepanz ist eine Auswirkung auf die Energiedeposition nicht festzustellen, da durch die ESTEPE-Begrenzung zuerst die Elektronen mit Energien wenig über ECUT in zu kurzen Schritten transportiert werden. Deren Chance, den Detektor noch zu verlassen, ist aber verschwindend gering, ihre Energie wird in jedem Fall vollständig absorbiert. Hohe NOSCAT-Werte sprechen hier also weniger gegen die kleinen Werte von ESTEPE, sondern sind vielmehr als Zeichen für einen unnötig niedrig gewählten Wert von ECUT zu interpretieren.

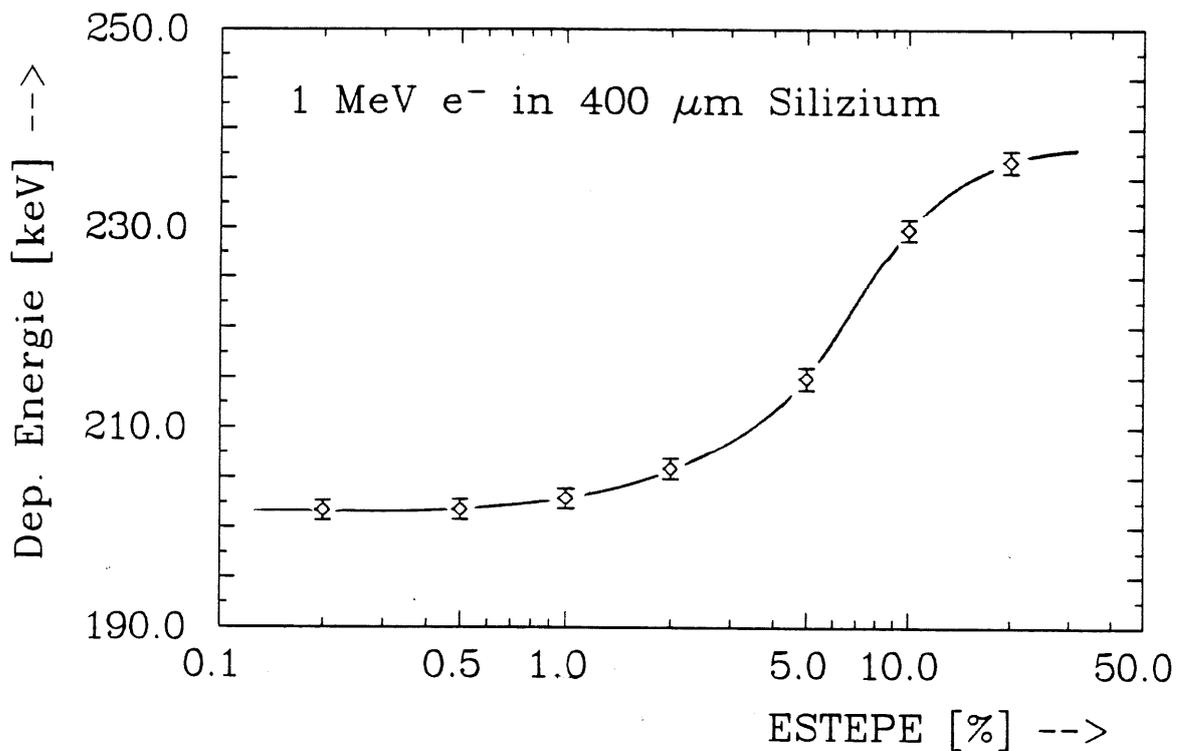


Bild 4.2.1. Mittelwert der von 1 MeV Elektronen in 400 μm Silizium deponierten Energie als Funktion von ESTEPE. Andere Parameter $AE \cdot ECUT \cdot 10$ keV

Die Verteilung der im Silizium deponierten Energie zeigt Bild 4.2.2. für ESTEPE=1%. Der MEAN liegt bei 202.9 keV, der MOP bei 118 keV. Der Inhalt des Kanals bei 1000 keV gibt den Anteil der gestoppten Elektronen an, er liegt in diesem Fall bei 1.1%.

Bild 4.2.3. gibt einen Vergleich der Spektren für ESTEPE=1% und 20% bei ansonsten identischen Parametern. Der MOP für ESTEPE = 20 % ist gegenüber dem für ESTEPE = 1 % um 35 keV nach rechts verschoben und seine Intensität um ca. 2% höher, was sich auch in einem ebenfalls erhöhten Mittelwert äußert. Ursache ist die Weglängenkorrektur, die den Energieverlust für große Schritte erhöht. Ebenfalls erhöht ist deshalb die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron genug Energie abgibt, um gestoppt zu werden.

Die schon im Kapitel 2.6. diskutierte Bedeutung des Parameters AE für eine realistische Simulation verdeutlicht Bild 4.2.4. mit den Spektren für AE = 10 keV und AE = 100 keV. Nur der niedrige Wert ermöglicht die Zahl von 1.3 δ -rays/event (gegenüber 0.1 δ -rays/event bei AE = 100 keV) und bewirkt dadurch eine Verschmierung des sonst unnatürlich hohen und scharfen MOP-Peaks hin zu einer der Realität entsprechenden Landauverteilung.

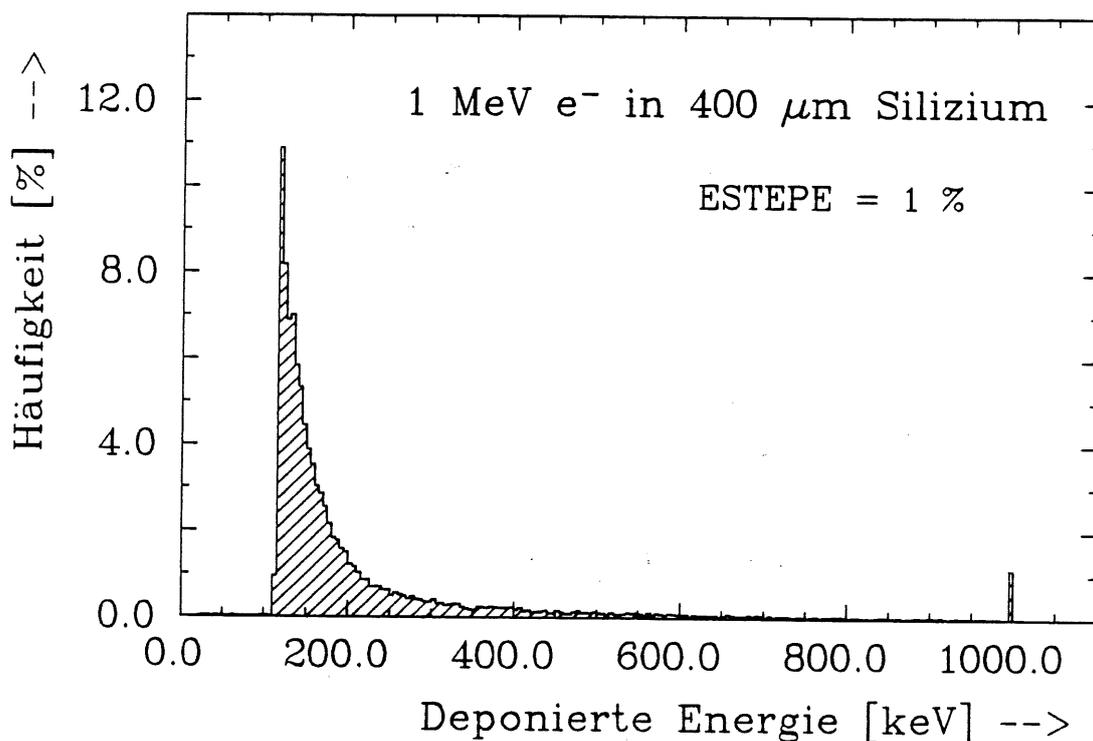


Bild 4.2.2. Spektrale Verteilung der von 1 MeV Elektronen deponierten Energie für ESTEPE=1%; AE=ECUT=10 keV

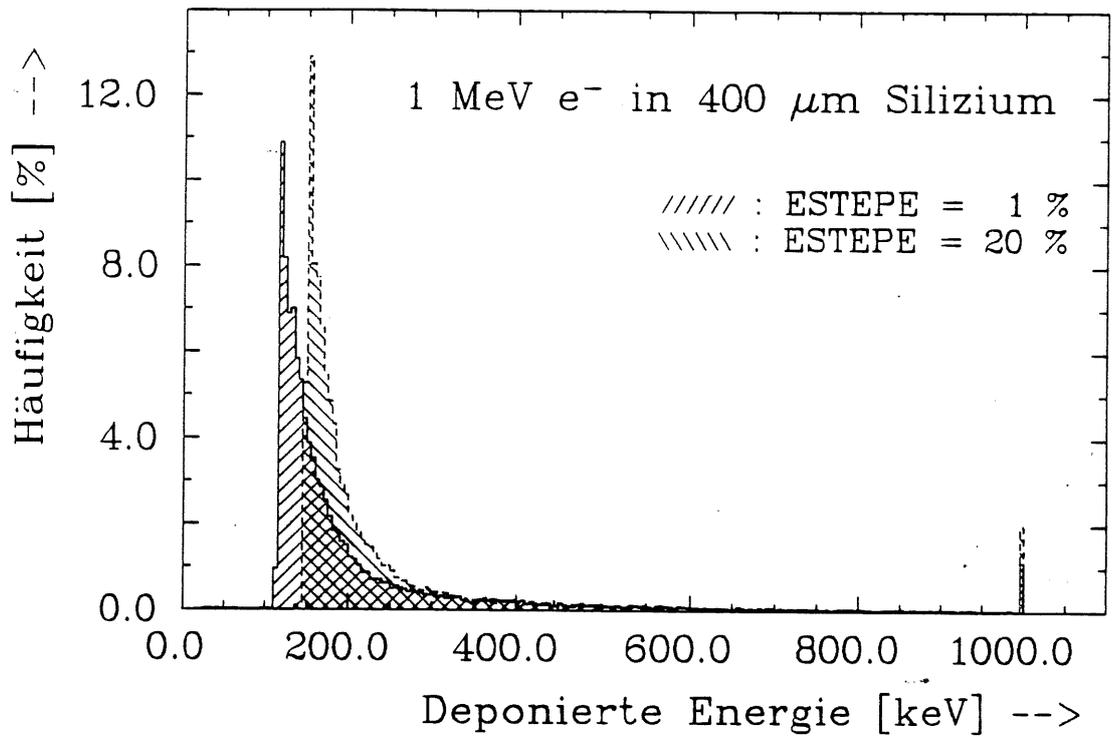


Bild 42.3. Spektrale Verteilung der von 1 MeV Elektronen deponierten Energie für ESTEPE=1% und ESTEPE=20%; AE=ECUT=10 keV

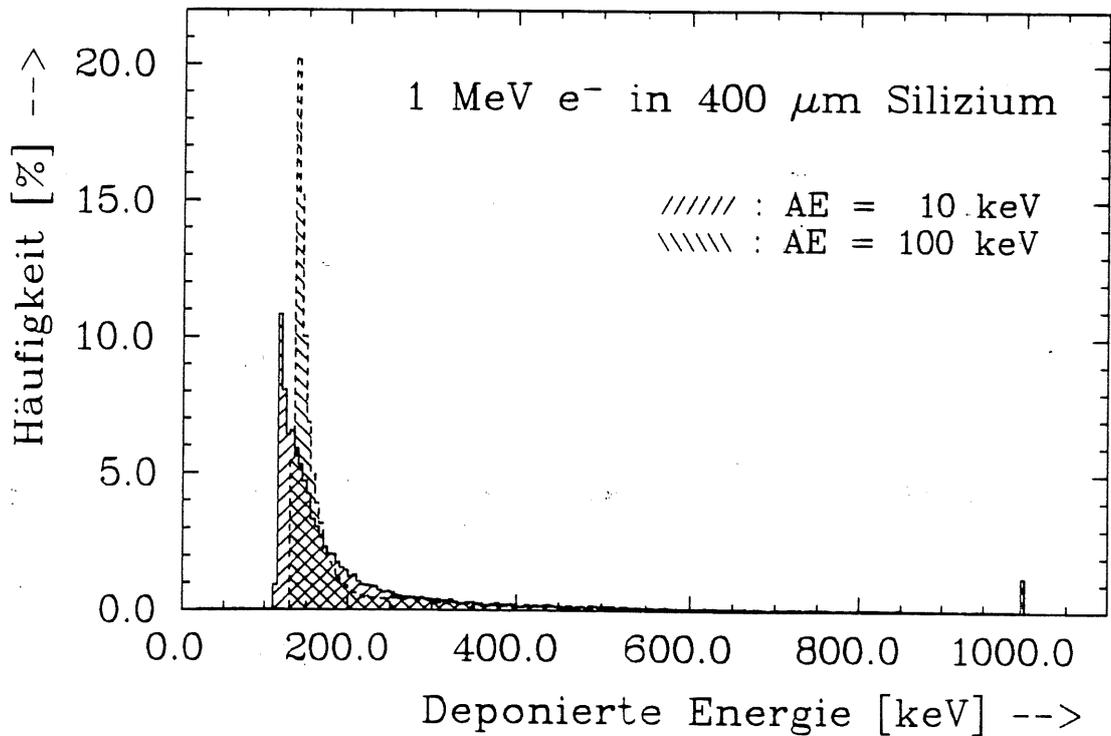


Bild 4.2.4. Spektrale Verteilung der von 1 MeV Elektronen deponierten Energie für AE=10 keV und AE=100 keV; ESTEPE=1%; ECUT=10 keV

Der Wert von ECUT ist in diesem Fall unkritisch, solange die einfallenden Elektronen eine Energie haben, die größer ist als die Summe von ECUT und MEAN. Diese Bedingung ist sicher erfüllt für ECUT=10 keV und 100 keV, erst bei 500 keV werden spürbar mehr Elektronen gestoppt, der Mittelwert erhöht sich um 10%. Das wechselseitig falsche "Dumpen" durch einen zu hohen Wert von ECUT kann naturgemäß bei Betrachtung nur einer einzigen Schicht Materials keine Rolle spielen und deshalb auch nur in einer komplexeren Geometrie Aufschluß geben über den zuverlässigen ECUT-Wert.

Die sehr schwache ESTEPE-Abhängigkeit der Energiedepositions-Verteilungen bei 10 MeV Einschußenergie läßt darauf schließen, daß der Einfluß von Vielfachstreuung und quasi-kontinuierlichem Energieverlust für diese Energie in Kombination mit Silizium nur noch von geringer Bedeutung ist. Elektronen mit dieser Energie verhalten sich also bereits wie minimalionisierende Teilchen. Für den Einfluß von ECUT und AE gilt das oben Gesagte mit entsprechender Abschwächung, auf einen Unterschied soll allerdings mit Bild 4.2.5. hingewiesen werden: Die Unterdrückung aller Elektron-Elektron-Streuungen mit einem Energieübertrag von weniger als AE führt im Spektrum für AE=100 keV zu einer deutlich sichtbaren Lücke mit ebendieser 100 keV Breite. Im 1 MeV-Fall wird diese Lücke durch Vielfachstreuung auch der nicht diskret wechselwirkenden Elektronen überdeckt.

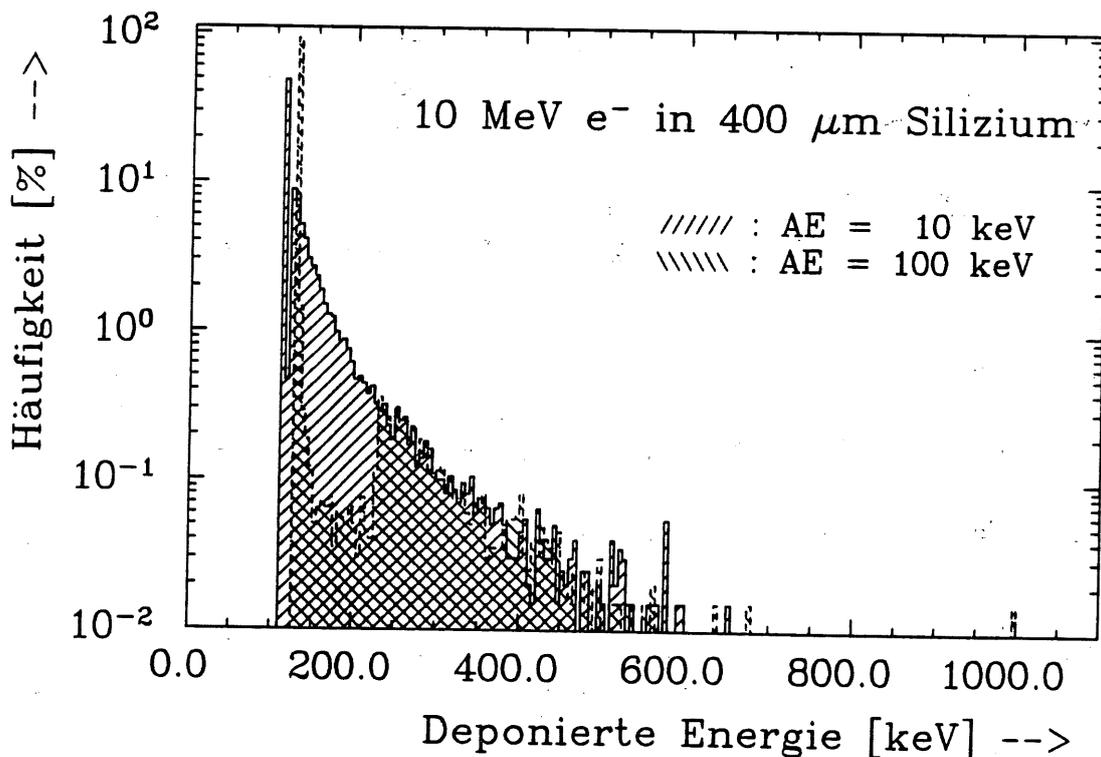


Bild 4.2.5. Spektrale Verteilung der von 10 MeV Elektronen deponierten Energie für AE=10 keV und AE=100 keV; ESTEPE=1%; ECUT=10 keV

Den Erfolg der Parameterabstimmung dokumentiert Bild 4.2.6.. Mit ESTEPE=1%, AE=10 keV, ECUT=10 keV wurde die Energiedeposition von 1 MeV-Elektronen in einem 530 μm dicken Siliziumdetektor simuliert und mit einer ebensolchen, aber experimentell erzeugten Verteilung [BER69] verglichen. Es wurde kein Rauschen auf das simulierte Spektrum gefaltet, der Absorptionspeak ist deshalb schärfer als im Experiment. Der Peakinhalt allerdings ist mit 4.8% (EGS) und 3.6% (Exp.) nahezu identisch. Die leichte Überhöhung des experimentellen Spektrums zwischen 550 und 750 keV ist nicht evident, sondern wird von Berger et. al. mit Einstreuung aus einer im Experiment verwendeten Goldfolie begründet. Die ausgezeichnete Übereinstimmung beider Spektren beweist, daß bei sorgfältiger Wahl der Parameter mit EGS4 auch das Verhalten niederenergetischer Elektronen zuverlässig und exakt simuliert werden kann. Die Voraussetzung für die Schauersimulation in siliziuminstrumentierten Kalorimetern ist damit geschaffen.

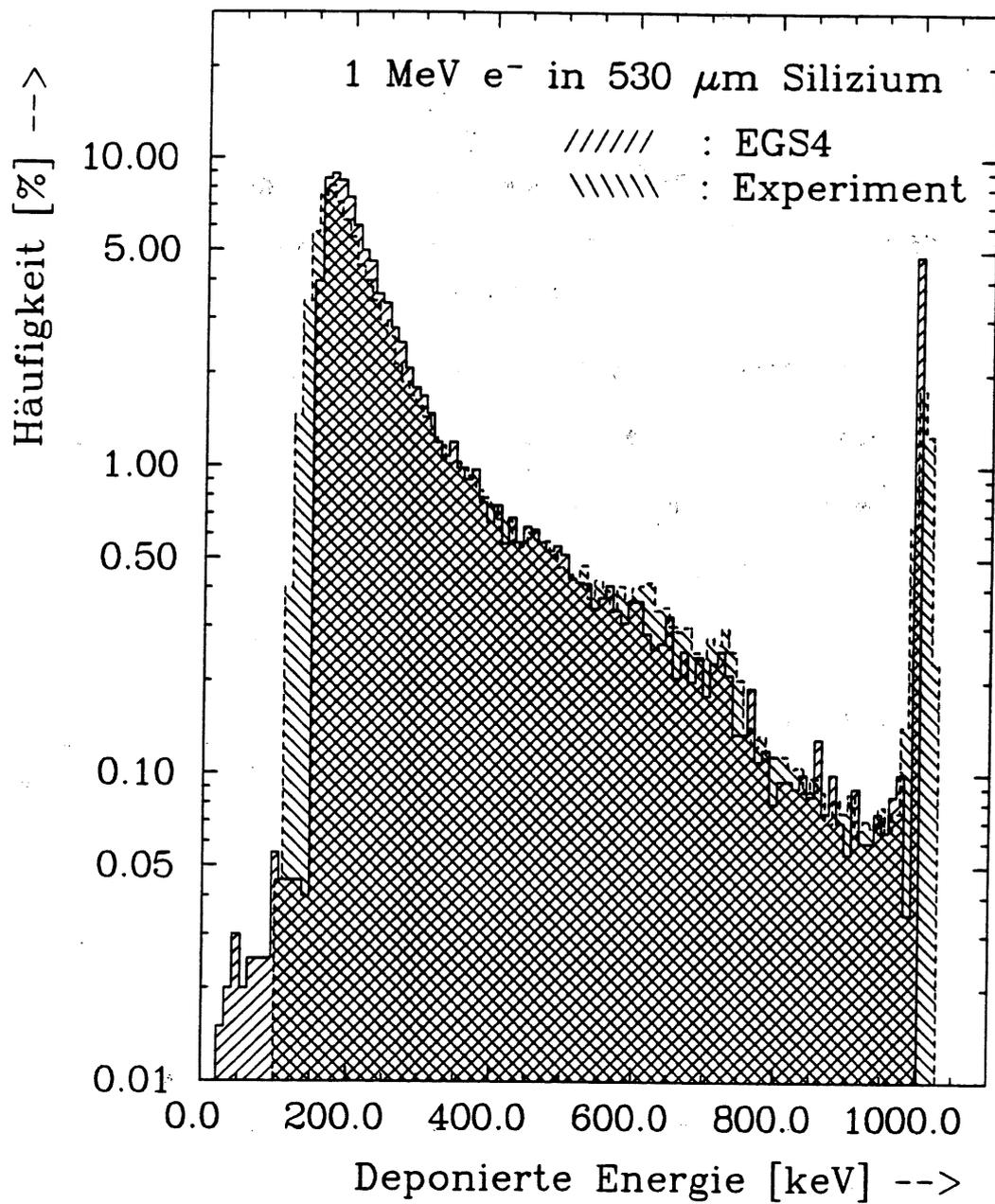


Bild 4.2.6. Spektrale Verteilung der von 1 MeV Elektronen deponierten Energie
Vergleich von Experiment [BER69] und Simulation mit EGS4

AE=10 keV; ESTEPE=1%; ECUT=10 keV

Bild 4.2.7. schließlich zeigt die Verteilungen der deponierten Energie von 0.7, 0.5 und 0.3 MeV-Elektronen. 89% der 0.7 MeV-Elektronen verlassen den Detektor wieder, immerhin noch 59% im 0.5 MeV-Fall und erst die Elektronen mit 0.3 MeV Energie werden fast sicher, nämlich zu 85% gestoppt.

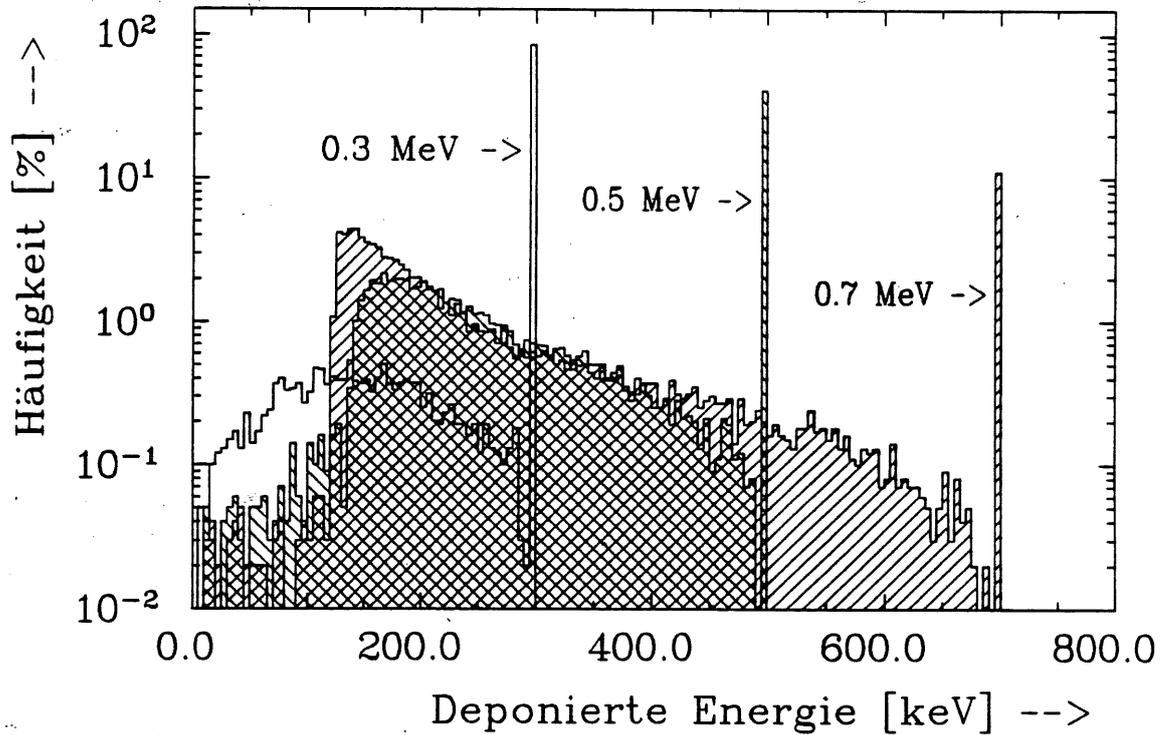


Bild 4.2.7. Spektrale Verteilung der von 0.7, 0.5 und 0.3 MeV Elektronen deponierten Energie für AE•10 keV, ESTEPE•1%, ECUT•10 keV

5. Schauersimulationen in einem Silizium-Testkalorimeter

Auf der Basis der Ergebnisse aus Teil 4 soll in diesem Kapitel der Nachweis elektromagnetischer Schauer in bereits in Experimenten verwendeten Silizium/Kupfer- und Silizium/Blei-Testkalorimetern untersucht werden. Die EGS-Parameter an diese Aufgabe anzupassen, ist hierbei ebenso ein Ziel (in 5.1.), wie der Gewinn von Erkenntnissen über mikroskopische, experimentell nicht zu messende Details der Schauerentwicklung. Insbesondere sind Informationen über Verteilungen des Elektronenflusses und der Energiedeposition von Interesse (5.2. und 5.3.).

Mit den angepaßten Parametern wurde die mit dem Testkalorimeter meßbare sichtbare Energie in all seinen verschiedenen Aufbauten nachsimuliert (Beschreibung siehe 5.4.). Die Ergebnisse werden in Abschnitt 5.4. mit den experimentell gewonnenen Daten unter Berücksichtigung der Energieverluste durch unvollständiges "containment" im realen Kalorimeter verglichen.

In Abschnitt 5.5. schließlich soll der Einfluß von G10-Schichten zwischen Absorber und Detektoren auf die sichtbare Energie aufgezeigt, und die Ursachen dieses Effektes diskutiert werden.

5.1. Optimierung der Simulationsparameter in EGS4

Die Ergebnisse von Kapitel 4. zeigen, daß ein niedriger Wert des Parameters AE (siehe 2.4.) für die Reproduktion der natürlichen Energieverlustschwankungen unerläßlich ist. Weitere Variationen von AE wurden aus diesem Grund nicht vorgenommen, sondern vielmehr in allen Simulationen der Wert von $AE=10$ keV in den kritischen Kalorimeterbereichen (s.u.) beibehalten.

Gegenstand der Untersuchungen waren die Parameter ECUT (siehe 2.4.) und ESTEPE (siehe 2.4.), deren Einfluß auf die sichtbare Energie und die Energieauflösung untersucht wurde. Die ECUT-Werte wurden jeweils im gesamten Kalorimeter gleichmäßig geändert, um nicht durch unterschiedlich frühes Abschneiden der Elektronenspuren das Ergebnis zu verfälschen. ESTEPE wurde für Absorber und Detektor separat variiert, da erstens materialabhängige optimale Werte dieses Parameters zu erwarten waren und zweitens eine eventuelle gegenseitige Beeinflussung erkannt werden sollte.

Um den CPU-Zeitverbrauch nicht unnötig zu erhöhen, erschien eine Aufteilung der Absorberplatten in eine Haupt- und zwei Randschichten jeweils an der Grenze zum Detektor sinnvoll. Da das Detektorverhalten wesentlich von niederenergetischen Elektronen bestimmt wird, ist ein niedriger Wert von ECUT und AE auch im Absorber notwendig. Diese exaktere und zeitraubendere Behandlung auf eine 0.5 mm starke Schicht vor und nach den Detektoren zu begrenzen, seine "Oberflächen" also, und im Hauptteil des Absorbers AE-ECUT-500 keV zu setzen, ist sicherlich zulässig, da die Reichweite von Elektronen mit dieser Energie in Blei (Kupfer) nur bei 0.07 mm (0.15 mm) liegt. Vergleichsrechnungen mit durchgehend niedrigen AE- und ECUT-Werten ergaben keine signifikant unterschiedlichen Ergebnisse, wohl aber einen um den Faktor 5 geringeren Bedarf an CPU-Zeit.

Die Wahl von AP und PCUT hat nur einen sehr geringen Einfluß auf die Rechenzeit. Beide Parameter wurden daher auf den in EGS niedrigstmöglichen Wert von AP=PCUT=1 keV gesetzt.

Bild 5.1.1. zeigt die Abhängigkeit der sichtbaren Energie von ECUT in Absorberrandschichten und Detektoren sowohl für das Kupfer-Silizium-, als auch das Blei-Silizium-Kalorimeter. Für ECUT=100 keV ist die sichtbare Energie nahezu unabhängig von diesem Parameter, für höhere Werte von ECUT sinkt sie, da im Absorber zunehmend mehr Energie durch unter ECUT fallende Teilchen deponiert wird als im Silizium. Diese Verschiebung der Energiedeposition zu dem Material mit höherer Ordnungszahl Z beruht auf der durch einen höheren spezifischen Energieverlust gestiegenen Anzahl von unter ECUT fallenden Elektronen. Sie ist umso ausgeprägter, je größer die Z-Differenz der benachbarten Medien ist, was der Abbildung auch entnommen werden kann.

Die Energieauflösung wird ebenfalls erst bei Werten von ECUT \geq 100 keV von diesem Parameter abhängig, steigt dann allerdings recht stark, wie Bild 5.1.2. zeigt. Die Ursache liegt darin, daß für ECUT \geq 500 keV durch die punktuelle Deposition der Restenergien die eigentlich kontinuierliche Verteilung der deponierten Energie zunehmend gestört wird. Die Auswirkung eines extrem hohen ECUT-Wertes von 10 MeV ist in 5.3. erläutert.

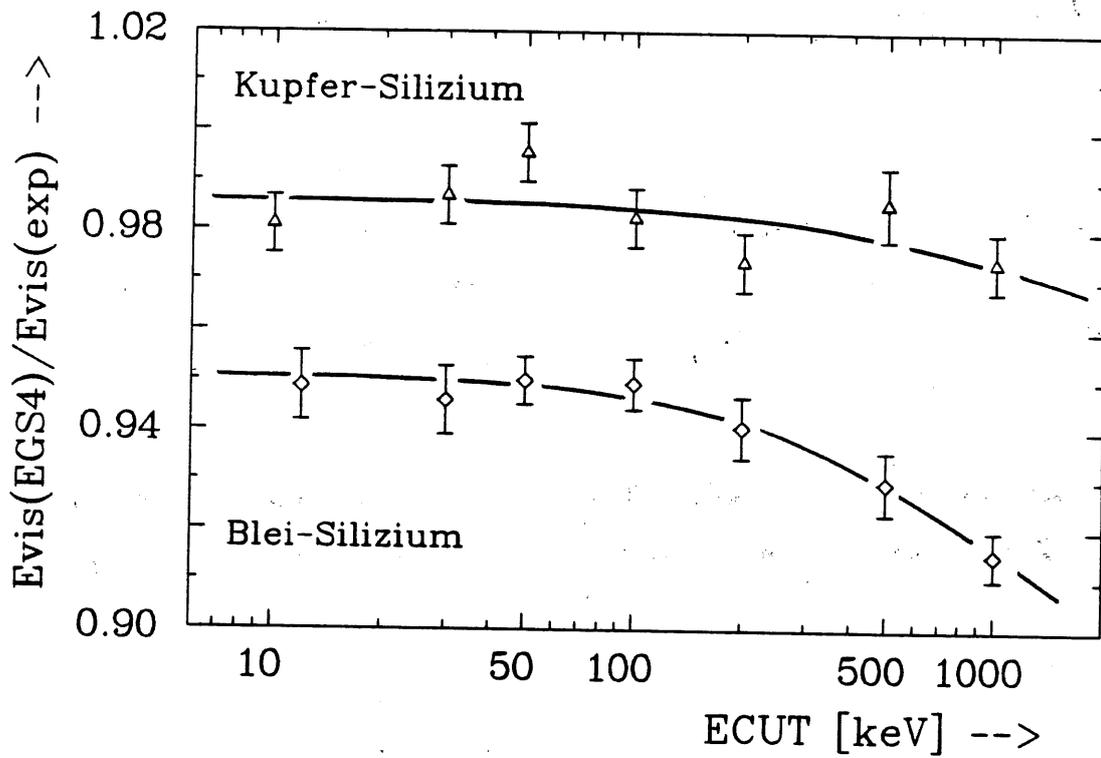


Bild 5.1.1. Sichtbare Energie im Pb/Si- und im Cu/Si-Kalorimeter als Funktion von ECUT in Detektoren und Absorberrandschichten. Die simulierten Werte sind auf die experimentell bestimmte sichtbare Energie normiert. Andere Parameter (Angaben der Form xx/yy beziehen sich auf unterschiedliche Werte für Randschicht/Hauptvolumen des Absorbers):

ESTEPE (Si) = 0.8%; ESTEPE (Cu) = 0.6/0.5%; ESTEPE (Pb) = 0.6/0.5%;

AE = 10/500 keV; ECUT (Hauptabsorber) = 500 keV

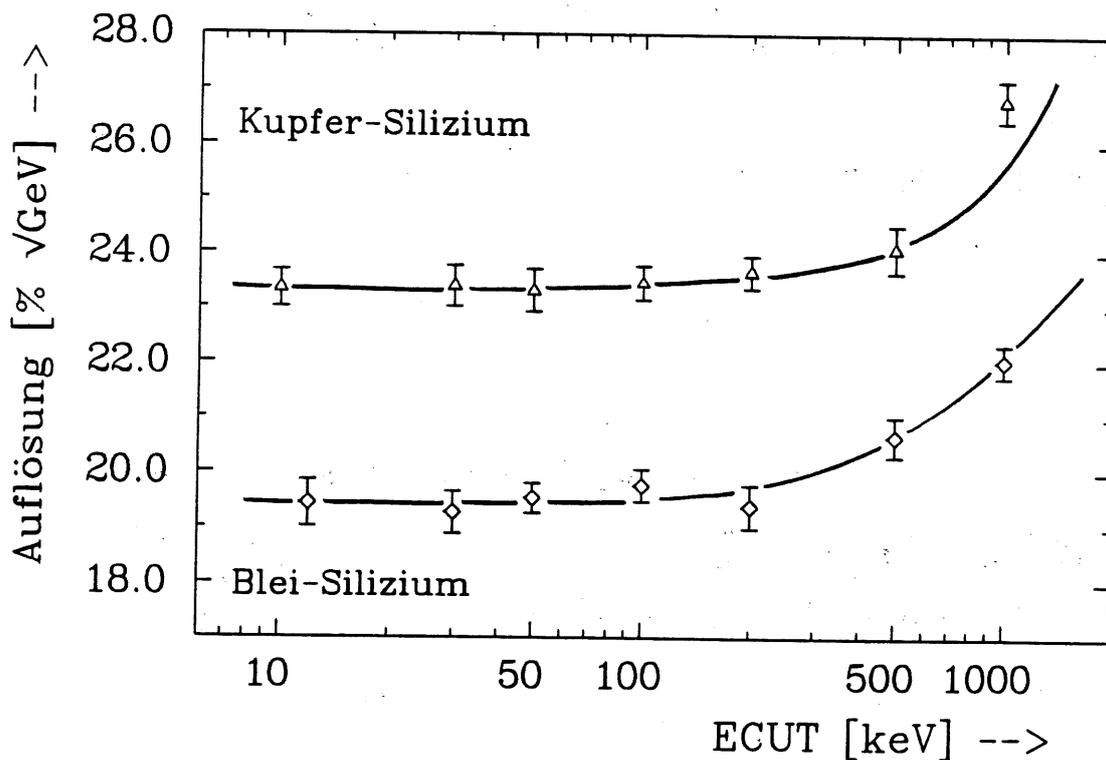


Bild 5.1.2. Energieauflösung des Pb/Si- und des Cu/Si-Kalorimeter als Funktion von ECUT in Detektoren und Absorberrandschichten. Andere Parameter wie Bild 5.1.1.

Für die weiteren Simulationen wurde ECUT bei 100 keV fixiert. Gleiche Ereignisse werden mit der Kombination ECUT-100/500 keV cirka 2.5 mal schneller gerechnet, als mit ECUT-10/500 keV. Die Version ECUT-10/500 keV ist mit zusätzlichem VCUT-100 keV (siehe 2.4.) ungefähr doppelt so schnell wie ohne diese Begrenzung.

Im nächsten Schritt wurde ESTEPE in den Silizium-Detektoren bei sonst festen Parametern variiert. Die sichtbare Energie in Bild 5.1.3. zeigt den gleichen Verlauf wie für den einzelnen Detektor in Bild 4.2.1. bei Einfall von Elektronen der Energie 1 MeV. Mit steigendem ESTEPE wird der Energieverlust der Elektronen unzulässig groß, was zu einer in gleichem Maße erhöhten Energiedeposition führt. Diese Abhängigkeit auch in den Detektoren des Kalorimeters unterstreicht die Bedeutung des Beitrages niederenergetischer Elektronen zur sichtbaren Energie für den Fall dünner aktiver Schichten.

Der Verlauf der Energieauflösung, dargestellt in Bild 5.1.4., läßt keine klare Abhängigkeit von den gewählten ESTEPE-Werten erkennen.

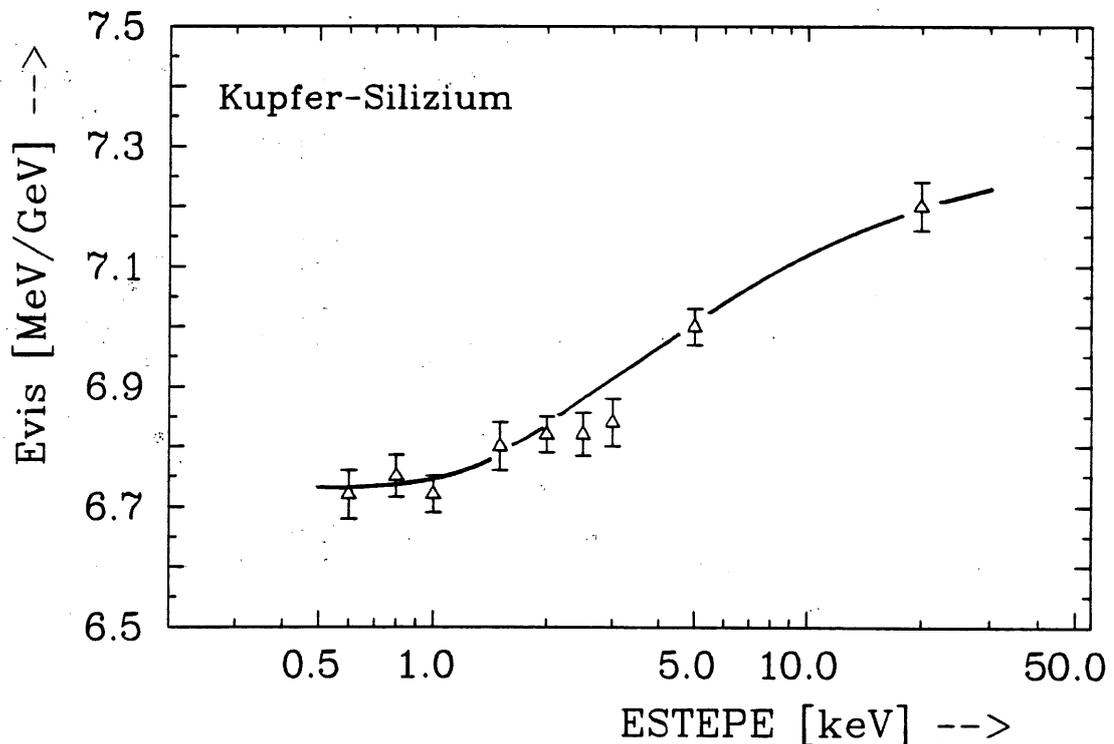


Bild 5.1.3. Sichtbare Energie im Cu/Si-Kalorimeter als Funktion von ESTEPE im Silizium
Andere Parameter: ESTEPE(Cu)=0.6/0.5%; ECUT=100/500 keV; AE=10/500 keV;

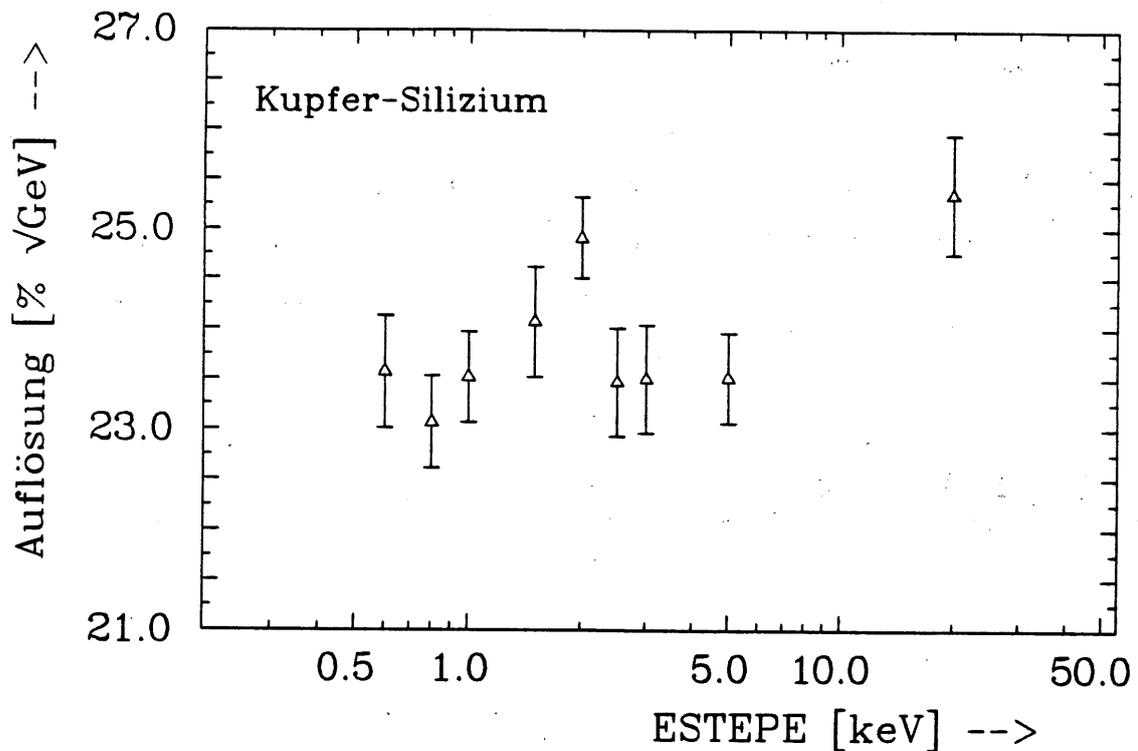


Bild 5.14. Energieauflösung im Cu/Si-Kalorimeter als Funktion von ESTEPE im Silizium
Andere Parameter: wie Bild 5.1.3.

Mit weiterhin festem ECUT=100/500 keV und nun auch im Silizium bei 1% fixierten ESTEPE wurde anschließend die Abhängigkeit der sichtbaren Energie von ESTEPE im Absorber untersucht. Bild 5.1.5. und Bild 5.1.6. zeigen für Blei und Kupfer das erwartete Ergebnis: Nur mit sehr kleinen Werten von ESTEPE können die experimentell bestimmten sichtbaren Energien reproduziert werden, da für größeres ESTEPE durch die falsch angebrachte Weglängenkorrektur in den Absorbern zu viel Energie deponiert wird. Die sichtbare Energie erreicht im Kupfer-Kalorimeter unterhalb von ESTEPE=0.5% ein Plateau, im Blei-Kalorimeter dagegen ist selbst für kleinere ESTEPE-Werte noch eine Steigerung der sichtbaren Energie zu beobachten. Die endgültige Festlegung von ESTEPE, im Kupfer mit 0.5% offensichtlich gut getroffen, ist in Blei mit ESTEPE=0.4% nur als Kompromiß zwischen eigentlich nötigen noch kleineren Werten und einem gerade noch vertretbaren CPU-Zeitbedarf ($t \sim (\text{ESTEPE})^{-1}$) zu verstehen.

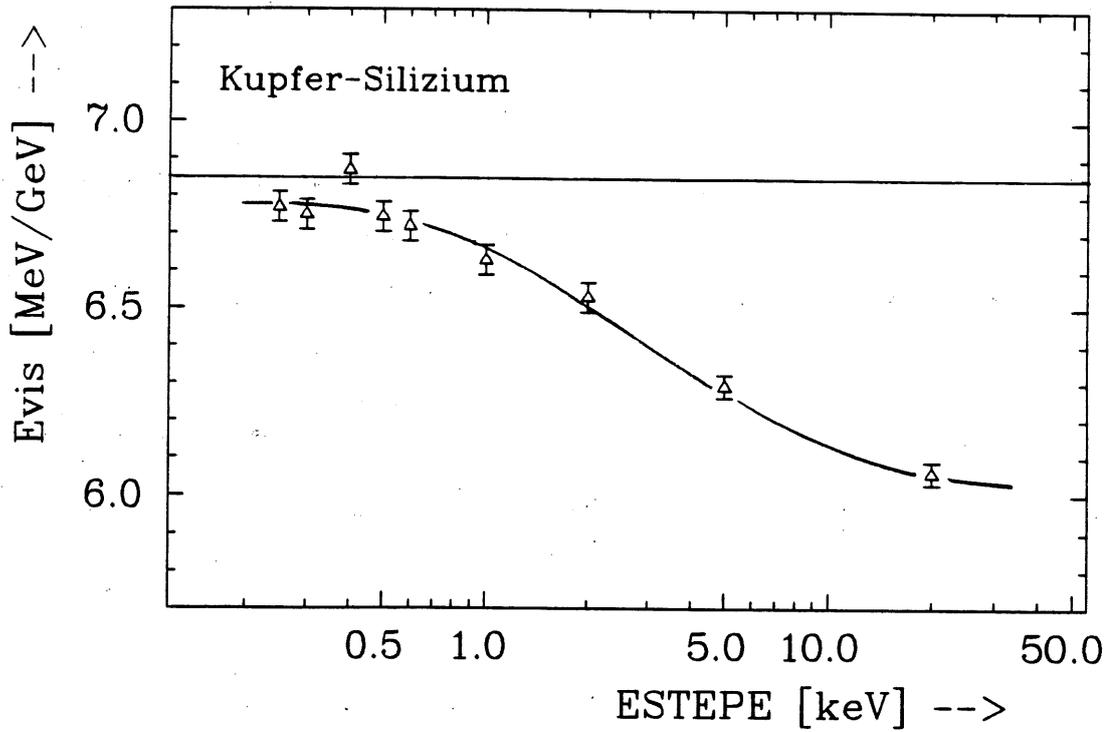


Bild 5.1.5. Sichtbare Energie im Cu/Si-Kalorimeter als Funktion von ESTEPE im Kupfer
 Andere Parameter: ESTEPE(Si) = 1.0%; ECUT = 100/500 keV; AE = 10/500 keV;

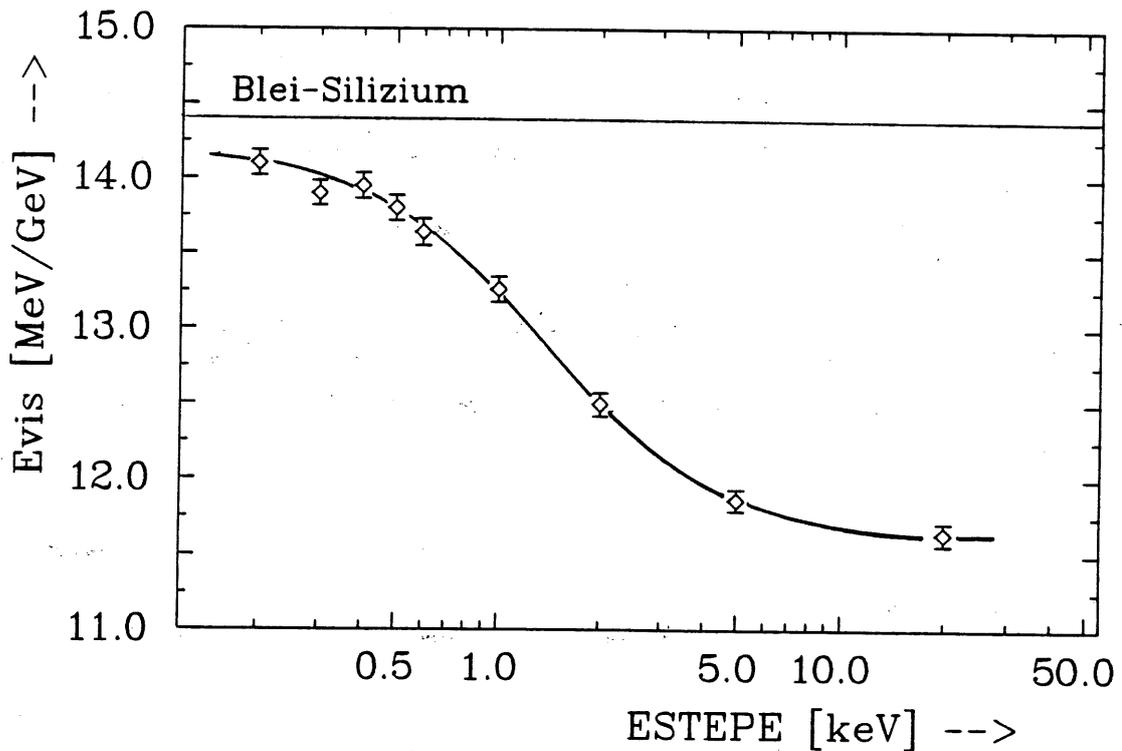


Bild 5.1.6. Sichtbare Energie im Pb/Si-Kalorimeter als Funktion von ESTEPE im Blei
 Andere Parameter: ESTEPE(Si) = 1.0%; ECUT = 100/500 keV; AE = 10/500 keV;

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieses Abschnittes, den für die untersuchten Kalorimeter optimalen Satz von EGS-Parametern, gibt die Tabelle 5.1.1..

	ECUT [keV]	ESTEPE [%]	AE [keV]
Silizium	100	1.0	10
Kupfer (Rand)	100	0.5	10
Kupfer (Mitte)	500	0.5	500
Blei (Rand)	100	0.4	10
Blei (Mitte)	500	0.4	500
G10	10	2.0	10

Tabelle 5.1.1. Ergebnisse der Parameteranpassung an das Cu/Si- und das Pb/Si-Kalorimeter. Empfohlener Parametersatz, der ESTEPE-Wert für G10 wurde durch Reichweitensimulationen analog zu 4.1. ermittelt.

5.2. Elektronenflußspektren

Bei der Analyse des Ansprechverhaltens können Informationen über die energetische Verteilung der Schauerteilchen im Kalorimeter von großem Nutzen sein. Die MC-Simulation der Schauer kann diese Verteilungen in der Form von Flußspektren liefern. Da der vom Programm zugelassene Energiebereich der Schauerelektronen von ECUT (=10 keV, s.o.) bis zur Primärenergie (einige GeV) reicht, sich also über 6 Dekaden erstreckt, ist nur die Wahl einer logarithmischen Energieachse sinnvoll.

Um dennoch eine flächennormierte Darstellung zu erhalten, wird wie folgt vorgegangen: Die Anzahl der in die aktiven Schichten des Kalorimeters gelangenden Teilchen wird nach deren Energie in ein Histogramm mit linear zunehmender Binbreite einsortiert. Die Teilchenzahl N wird also nicht als Funktion von E , sondern von $\log(E)$ aufgetragen. Das Integral $\int \Delta N / \Delta \log(E) d \log(E)$ hat den Wert N , die Fläche pro Teilchen ist normiert.

Die im folgenden gezeigten Elektronenflußspektren wurden fast ausschließlich aus Simulationen des Schauernachweises mit dem Kupfer-Silizium-Kalorimeter gewonnen. Die Erläuterungen gelten allerdings ebenso für das Blei-Silizium-Kalorimeter, was ein Vergleich der beiden Kalorimeter am Ende dieses Abschnittes untermauert.

Bild 5.2.1. zeigt die Verteilung der in die Siliziumdetektoren des Kupfer-Silizium-Kalorimeters eintretenden Elektronen bei ECUT=10 keV und ESTEPE=0.5% im Kupfer, separat für den vorwärts und den rückwärts "fliegenden" Anteil, sowie die Summe der beiden. Das Maximum liegt knapp oberhalb von 10 MeV, fast ausschließlich gebildet durch Elektronen mit $P_z > 0$ (Vorwärts-Anteil). Das Maximum des rückwärts eintretenden Teils liegt zwischen 1 und 2 MeV. Auffällig sind die unterhalb von 300 keV gegenüber dem Vorwärts-Anteil absolut höheren Werte. Es treffen also in diesem Energiebereich mehr Elektronen von hinten auf die Detektoren als von vorn. In der Hoffnung, eine Erklärung für dieses Phänomen zu finden, wurde der Schauer im Kupfer-Kalorimeter ohne Detektoren, bei ansonsten aber identischen Abmessungen und Parametern, noch einmal simuliert. Bild 5.2.2. zeigt also die Verteilung des Elektronenflusses in einem Block Kupfer, aufgenommen bei 1, 2, ...20 X_0 Tiefe. Sie hat die erwartete Form: Der Vorwärts-Anteil dominiert im hochenergetischen Bereich. Bei niedrigeren Energien wird die Impulsverteilung zunehmend isotroper und Teilchen mit weniger als 100 keV kinetischer Energie treten mit verschwindend kleiner Wahrscheinlichkeit auf.

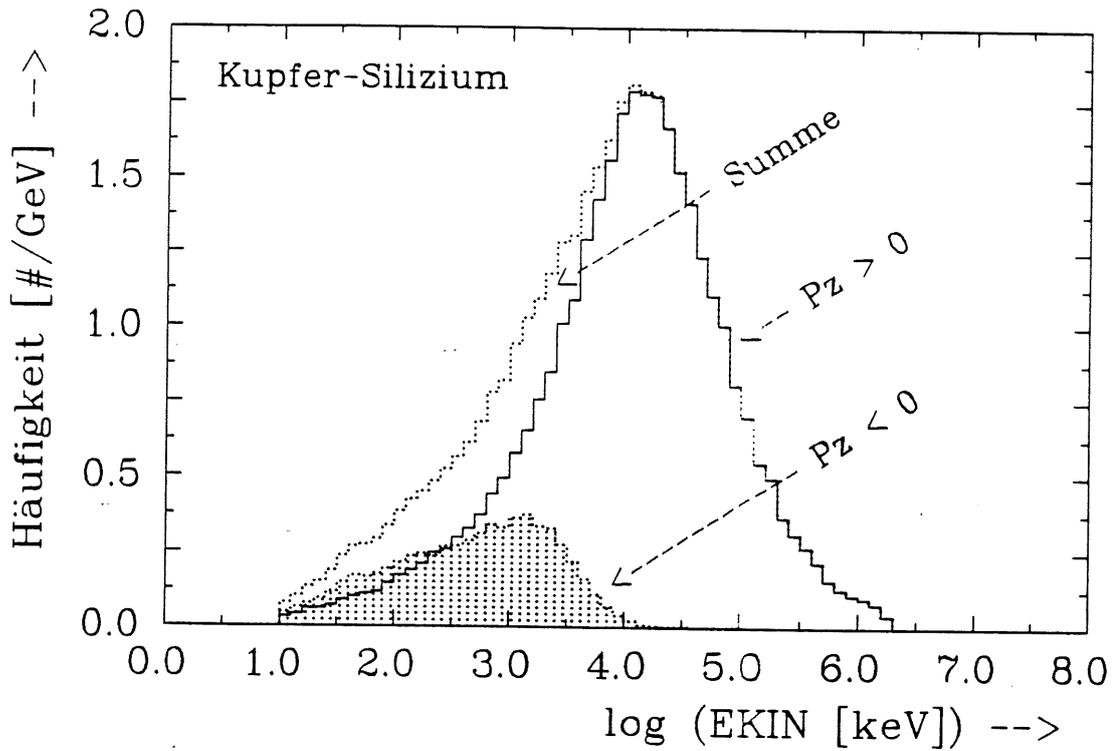


Bild 5.2.1. Elektronenflußspektrum des Cu/Si-Kalorimeters, angegeben sind die jeweils in Rückwärts- oder Vorwärtsrichtung in die Detektoren einfallenden Elektronen, sowie die Summe aus beiden Anteilen.

Parameter: wie in Tabelle 5.1.1., aber ECUT=10/500 keV

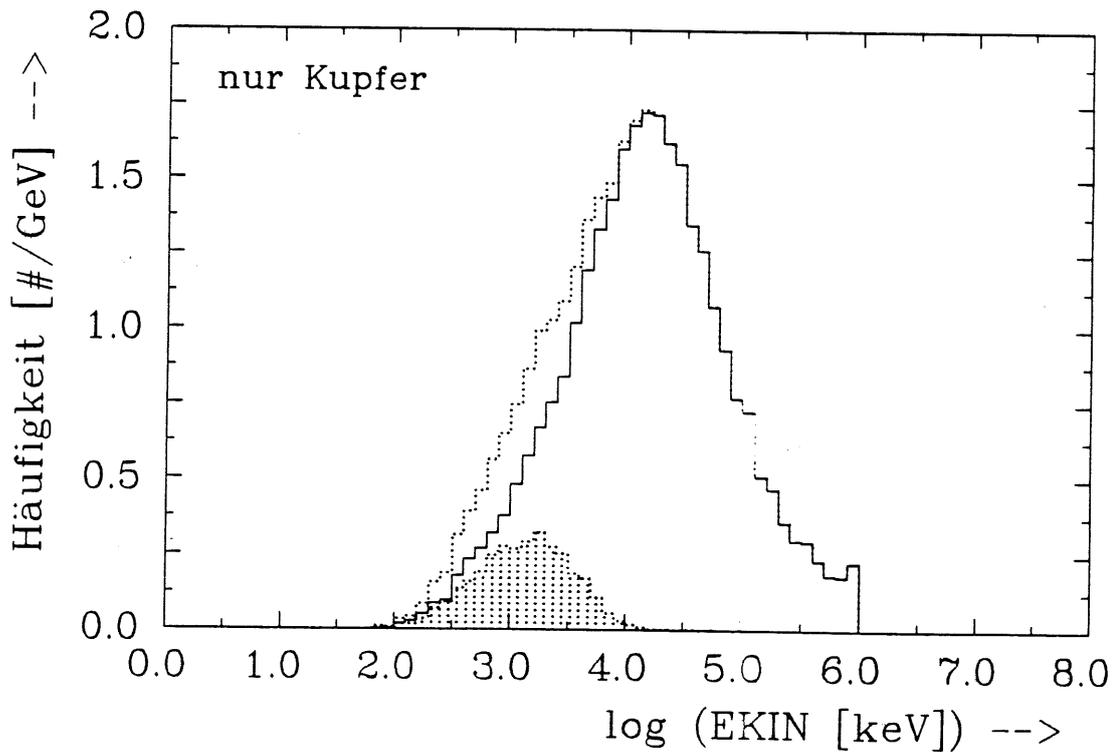


Bild 5.2.2. Elektronenflußspektrum eines homogenen Kupferblocks, aufgenommen alle X_0 , sonst wie Bild 5.2.1.

Bild 5.2.3. verdeutlicht mit den jeweiligen Summenspektren die Diskrepanz zu der Konfiguration mit Detektoren. Die Elektronenfluß-Verteilung des Kupfer-Silizium-Kalorimeters hat bei einer Energie von 100 keV, bei der die für den homogenen Kupferblock praktisch erst beginnt, schon cirka 15% ihres Maximalwertes erreicht, zeigt aber oberhalb von 10 MeV einen fast identischen Verlauf.

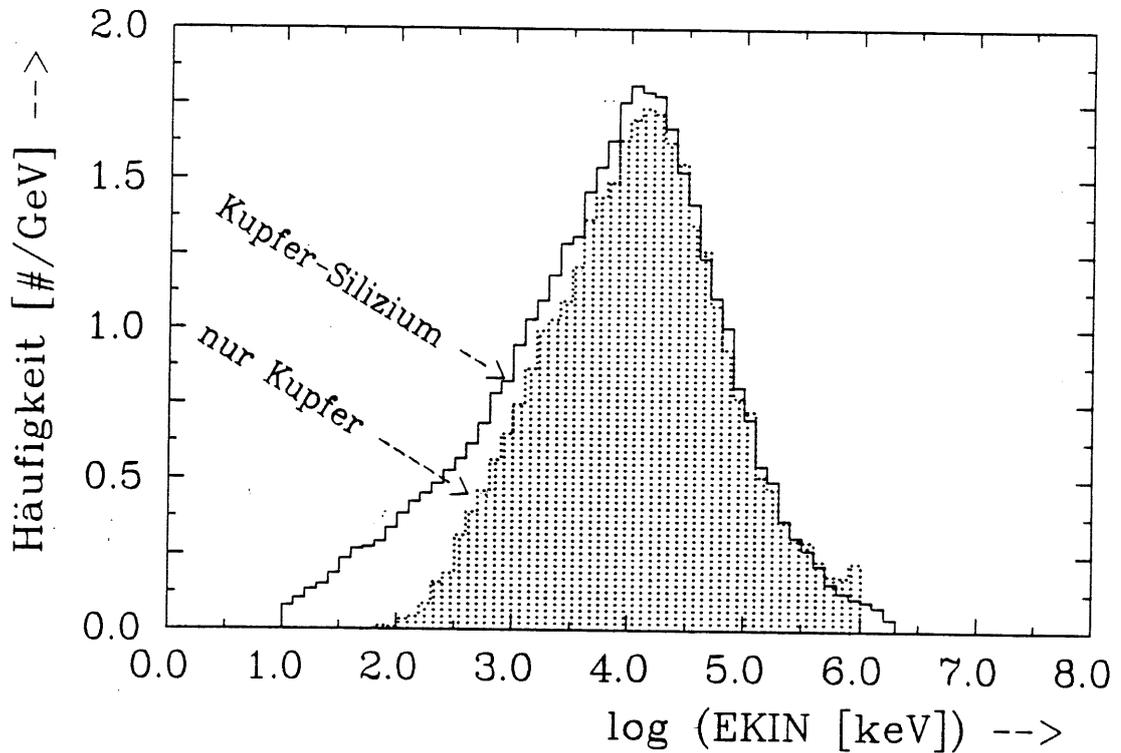


Bild 5.2.3. Summen der Flußspektren für das Cu/Si-Kalorimeter und den Kupferblock
Parameter wie in Bild 5.2.1.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten beinhaltet die zu niedrigen Energien hin steigende Wahrscheinlichkeit einer "Reflexion" der Elektronen am Übergang vom Silizium zum Kupfer oder, allgemeiner, von dem Medium mit niedriger in das mit hoher Ordnungszahl Z .

Die Reichweitensimulationen hatten ergeben, daß eine beträchtliche Zahl der senkrecht in das Material eingeschossenen Elektronen dieses in Rückwärtsrichtung wieder verläßt. Der Anteil dieser reflektierten Elektronen wächst mit abnehmender Energie und zunehmender Ordnungszahl des Mediums. Ergänzende Simulationen des Reflexionsverhaltens von Elektronen an einer Kupferschicht ergaben einen erhöhten Anteil wieder aus dem Kupfer herausgestreuter Elektronen, wenn diese nicht direkt in die Kupferschicht eingeschossen wurden, sondern erst eine davorliegende Siliziumschicht durchqueren mußten. Als Ergänzung wurde das Reflexionsverhalten von Elektronen an einer Kupferschicht simuliert. In Bild 5.2.4. ist die Geometrie skizziert, an der der Einfluß einer vor dem Kupfer platzierten Siliziumschicht auf die Reflexionswahrscheinlichkeit untersucht werden sollte. Die Elektronen wurden mit einem Einfallswinkel von 45° einmal direkt auf das Kupfer (A) und einmal auf das Silizium (B) geschossen. In beiden Fällen wurde das Spektrum der in Rückwärtsrichtung die Grenze vom Kupfer ins Silizium (I) übertretenden Elektronen aufgenommen.

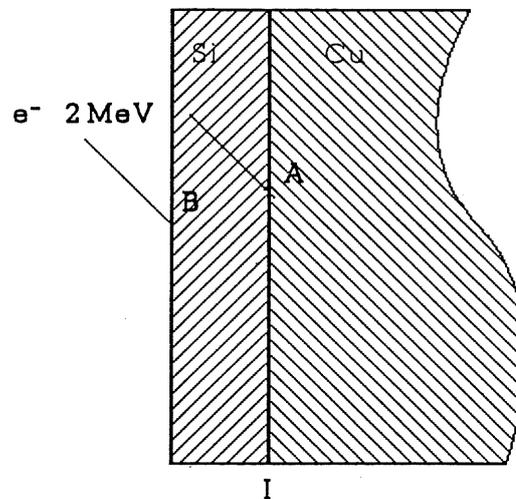


Bild 5.2.4. Skizze der zur Simulation des Reflexionsverhaltens verwendeten Geometrie. Schichtdicke (Si)-0.4 mm, A und B sind Einschußpunkte

Bild 5.2.5. zeigt als Beispiel die Ergebnisse für eine Einschussenergie von 2 MeV. Bei direktem Einschuss ins Kupfer betrug die Reflexionsrate 28.5%, bei Einschuss ins Silizium lag sie mit 42.7% um 50% höher. Das Maximum dieser Verteilung ist leicht zu niedrigeren Energien verschoben und deutlich höher als das Maximum der Verteilung für den direkten Einschuss. Sie liegt über den gesamten Energiebereich höher, besonders deutlich aber unterhalb von 250 keV, wo die Verteilung für direkten Einschuss ins Kupfer nur noch vereinzelt Einträge aufweist.

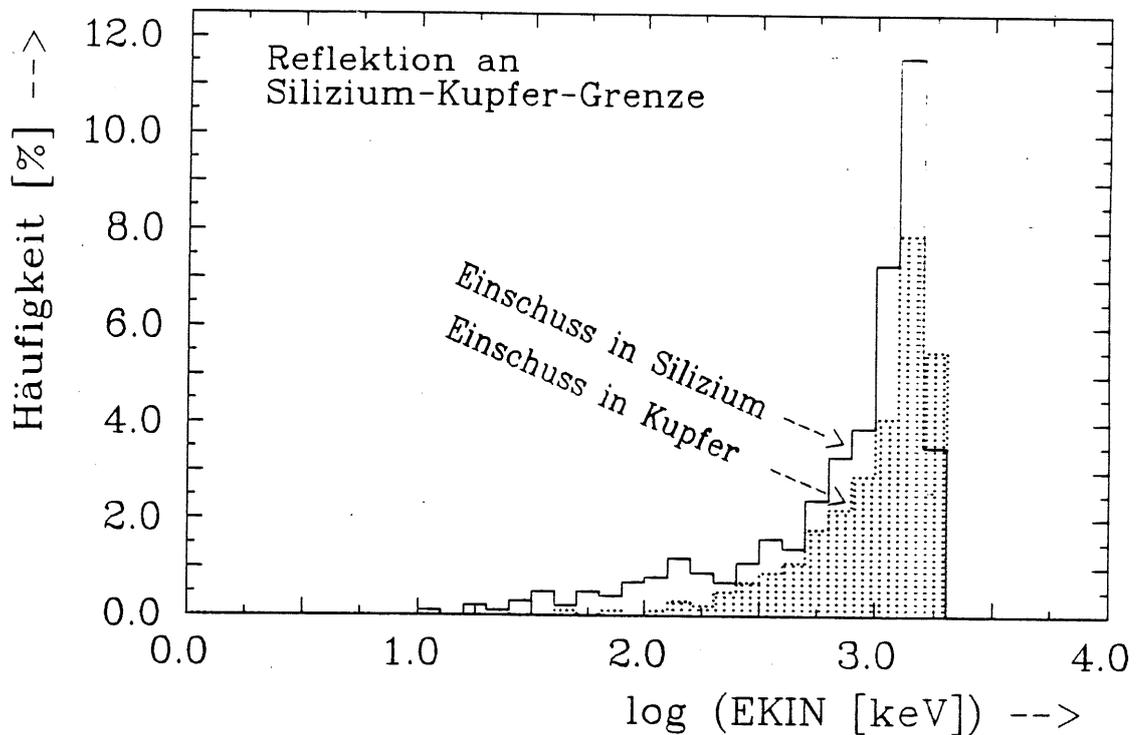


Bild 5.2.5. Spektrale Verteilung der am Kupfer reflektierten Elektronen (siehe Bild 5.2.4.)
Parameter: ECUT=10 keV; ESTEPE=1%

Eine Ursache für diesen Anstieg der Reflexionsrate ist die Winkelstreuung im Silizium, die den Anteil der mit sehr spitzem Winkel auf das Kupfer treffenden Elektronen und damit auch deren Reflexionswahrscheinlichkeit erhöht. Der Anteil der im Silizium gestoppten Elektronen ist im Gegensatz zu einer Schicht Kupfer gleicher Flächendichte verschwindend gering, deshalb erreichen mehr Elektronen die Grenze. Dies gilt insbesondere für die sehr niederenergetischen Elektronen im reflektierten Spektrum.

Bei ihnen handelt es sich vermutlich um im Silizium entstandene δ -Elektronen (Produktionsrate ~ 2 pro eingeschossenem 2 MeV-Elektron), die in diesem aufgrund des niedrigen spezifischen Energieverlustes nicht gestoppt und an der Grenze mit hoher Wahrscheinlichkeit reflektiert wurden. Die Reflexionswahrscheinlichkeit zeigt in beiden Fällen eine deutliche Energieabhängigkeit. Bei direktem Einschuß in das Kupfer sinkt sie monoton mit steigender Energie. An der Silizium-Kupfer-Kombination ist die Reflexionsrate bei 1-2 MeV Einschußenergie maximal und fällt bei sehr kleinen Energien unter den Wert für direkten Einschuß. Der beobachtete Effekt ist also offensichtlich auf den Energiebereich in der Größenordnung 1 MeV beschränkt. Bei großen Energien ist die Vielfachstreuung von geringer Bedeutung für das Elektronenverhalten, die Siliziumschicht ändert die Verteilung der eintretenden Elektronen nicht. Im anderen Grenzfall, bei sehr kleinen Energien, werden auch in den 400 μm Silizium die meisten Elektronen gestoppt, die Situation entspricht ebenfalls der im Kupfer.

Ein Zurückführen dieses Sachverhalts auf eine einzige Ursache ist nicht zulässig, da er durch das komplexe und in jedem Material unterschiedliche Zusammenwirken von Vielfachstreuung, Sekundärteilchenproduktion, Schichtdicke und spezifischen Energieverlust bestimmt ist. Jeder Versuch, eine einfache Erklärung für die beobachteten unterschiedlichen Reflexionsraten zu finden, ist deshalb zum Scheitern verurteilt. Um ein detailliertes Verständnis dieses Phänomens zu erlangen, sind weitergehende Untersuchungen erforderlich.

Mit dem Wissen um die unterschiedlichen Reflexionsraten an einer Silizium-Kupfer-Grenze können aber die Elektronenflüsse im Kalorimeter interpretiert werden:

Der im Reflexionsspektrum für die Silizium-Kupfer-Kombination erhöhte Anteil niedrigstenergetischer Elektronen führt zu einem verstärkten Auftreten dieser Teilchen an den Detektorgrenzen des instrumentierten Kalorimeters. (Die Möglichkeit mehrfacher Reflexion erhöht diesen Anteil weiter.) Im Bereich maximaler Reflexionsrate (1-2 MeV) dominiert im homogenen Kupfer der Vorwärts-Anteil noch sehr deutlich über den Rückwärts-Anteil (siehe Bild 5.2.2.). Entsprechend mehr Teilchen werden also auch aus dem Vorwärts-Anteil reflektiert. Im Energiebereich unterhalb von 300 keV kommt es deshalb zu der beobachteten Umkehrung der Verhältnisse, wenn die Siliziumdetektoren zwischen den Kupferblöcken platziert werden.

Festzuhalten ist, daß nach dieser Interpretation ein großer Teil der rückwärtsfliegenden Elektronen nicht im Absorber erzeugt wird, sondern lediglich in dessen Randschichten so stark gestreut, daß sich die Flugrichtung umkehrt. Siliziumdetektoren und allgemein Schichten mit niedriger Ordnungszahl (siehe 5.5.) beeinflussen also das Verhalten niederenergetischer Schauerteilchen in weit stärkerem Maße als bisher vermutet. Die Entwicklung des Schauers hingegen, bestimmt durch Teilchen mit Energien größer als E_{crit} , wird durch die dünnen Siliziumschichten in Übereinstimmung mit den Aussagen von Wigmans [WIG87] überhaupt nicht beeinträchtigt, wie ebenfalls dem Vergleich in Bild 5.2.3. zu entnehmen ist.

Den Einfluß des ESTEPE-Parameters auf die Zusammensetzung des Elektronenspektrums zeigt Bild 5.2.6. Die der Simulation zugrundeliegende Konfiguration war identisch mit der für Bild 5.2.1. angegebenen, die Parameter wurden festgehalten bis auf den drastisch geänderten ESTEPE-Wert ($\approx 20\%$). Das Elektronenflußspektrum fällt unterhalb des Maximums steil ab. Für $E < 3$ MeV ist die Intensität sehr viel niedriger als für ein ESTEPE von 0.5% (Vergleich der Summenspektren in Bild 5.2.7.). Der Rückwärts-Anteil ist nirgendwo signifikant höher als der Vorwärts-Anteil.

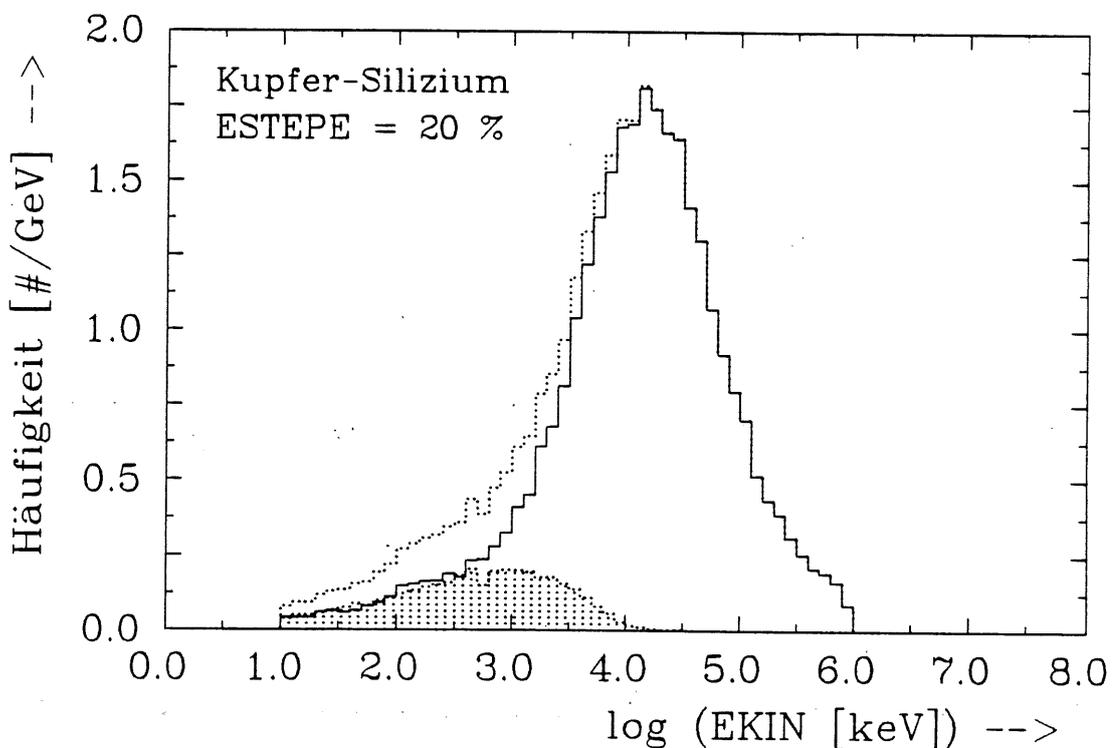


Bild 5.2.6. Elektronenflußspektrum des Cu/Si-Kalorimeters für ESTEPE=20% überall
Andere Parameter: wie in Tabelle 5.1.1., aber ECUT=10/500 keV

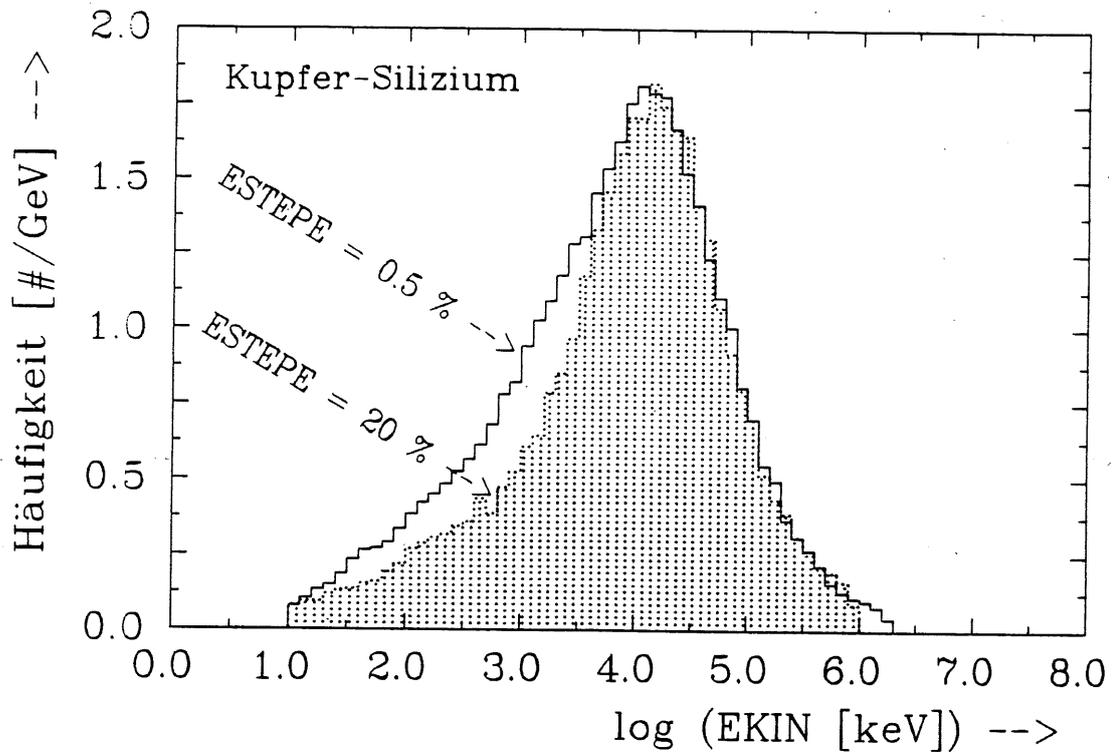


Bild 5.2.7. Summen der Elektronenflußspektren für das Cu/Si-Kalorimeter für ESTEPE = 20% überall und ESTEPE(Cu/Si) = 0.5/1.0% (wie in Bild 5.2.1.)

Zwei Gründe sind für diesen Sachverhalt zu nennen:

Erstens bewirkt die bei großen ESTEPE-Werten spürbare Weglängenkorrektur einen zu großen Energieverlust für niederenergetische Teilchen. Die Elektronen fallen also eher unter ECUT, und es erreichen weniger von ihnen die Siliziumdetektoren, was mit der in 5.1. diskutierten ESTEPE-Abhängigkeit der sichtbaren Energie korreliert.

Zweitens vermindern die bei hohen ESTEPE-Werten größeren Schritte, in denen EGS die Elektronen transportiert, eine Reflexion im Sinne der oben gegebenen Darstellung. Da bereits der erste Schritt nach Grenzübertritt weit ins Medium hineinreicht, ist die Wahrscheinlichkeit einer Streuung zurück in das gerade verlassene Medium sehr viel kleiner als bei einem kurzen ersten Schritt. Die Überhöhung des Rückwärts-Anteils tritt deshalb nicht auf. Wenn auch ein niedriger Wert von ECUT die Voraussetzung für die richtige Simulation des niederenergetischen Bereiches ist, so läßt erst ein zusätzlich kleiner Wert von ESTEPE eine Reproduktion des realen Verhaltens niederenergetischer Elektronen zu.

Der Wert von ECUT beeinflusst das Elektronenverhalten oberhalb dieser Energie naturgemäß nicht, die für verschiedene ECUT-Werte errechneten Spektren unterscheiden sich nur durch einen Abbruch bei ECUT, eine gesonderte Darstellung erübrigt sich daher. Gezeigt werden soll allerdings, daß ein zusätzlich gesetzter VCUT keinen Einfluß hat. Bild 5.2.8. zeigt den niederenergetischen Teil der Elektronenflußspektren für ECUT=10 keV ohne und mit VCUT=100 keV. Die Spektren sind auch unterhalb von 100 keV identisch. Durch einen sinnvoll gewählten Wert von VCUT (siehe auch 2.3. und 2.4.) lassen sich also Simulationen im Niederenergiebereich sehr viel schneller durchführen, ohne daß dafür Qualitätseinbußen hingenommen werden müssen.

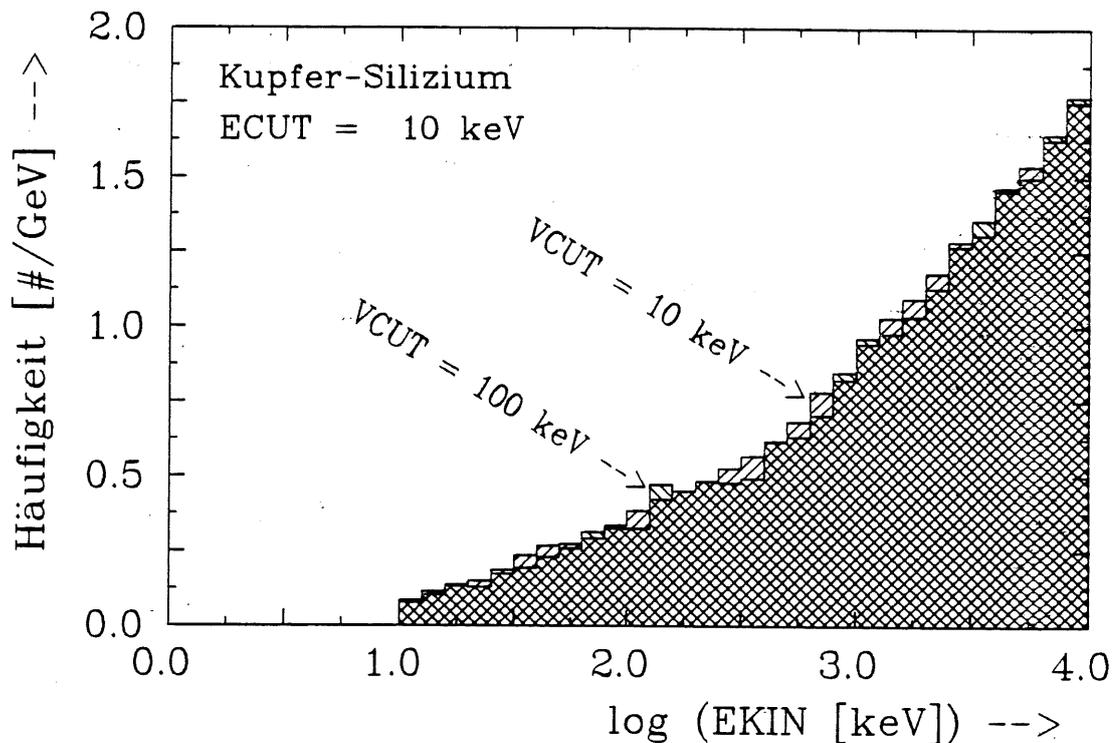


Bild 5.2.8. Summen der Elektronenflußspektren für das Cu/Si-Kalorimeter für ECUT=10 keV und für ECUT=10 keV mit zusätzlichem VCUT=100 keV

Andere Parameter: wie in Tabelle 5.1.1.

Zum Ende dieses Abschnitts soll kurz auf den Elektronenfluß im Blei-Silizium-Kalorimeter eingegangen werden. Bild 5.2.9. zeigt die Verteilung dieses Flusses für ESTEPE=0.4% im Blei und ECUT=10 keV, Bild 5.2.10. die Summenspektren für das Blei- und das Kupfer-Siliziumkalorimeter. Die niedrigere kritische Energie im Blei führt zu einer größeren Teilchenzahl unterhalb des ähnlich liegenden Maximums bei 10 MeV, der stärker ausgeprägte Rückwärts-Anteil wird hervorgerufen durch die größeren Vielfachstreuwinkel im Blei.

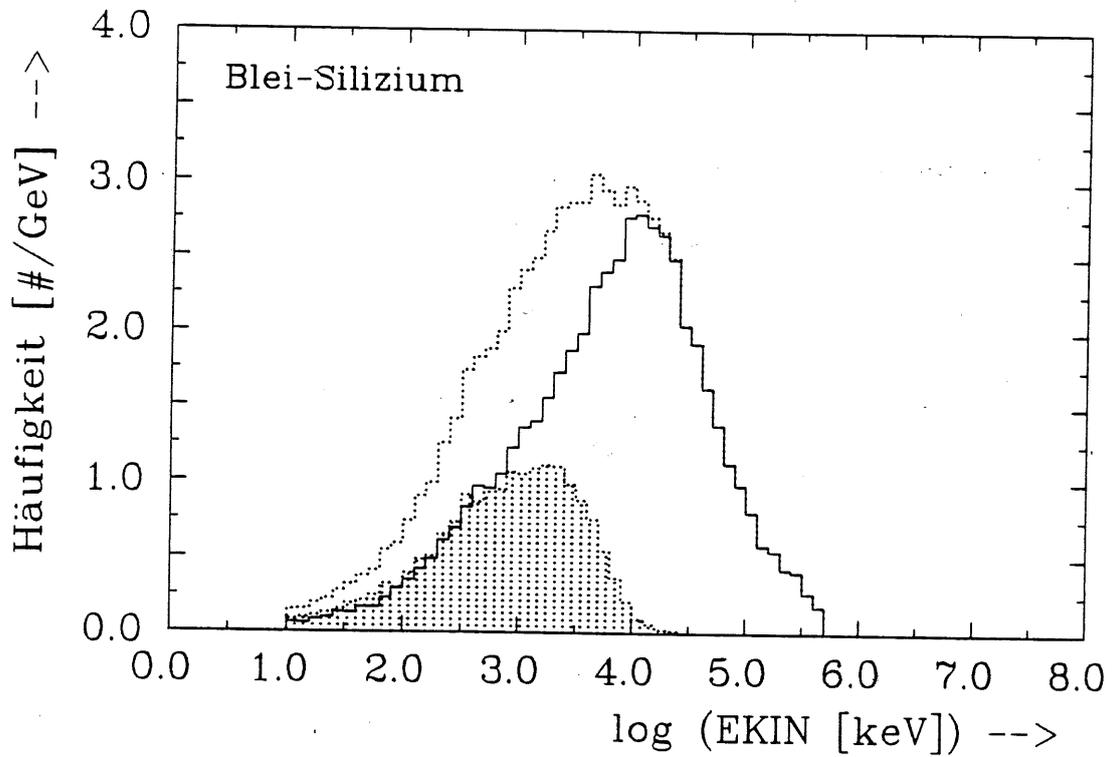


Bild 5.2.9. Elektronenflußspektrum des Pb/Si-Kalorimeters
Parameter: wie in Tabelle 5.1.1., aber ECUT=10/500 keV

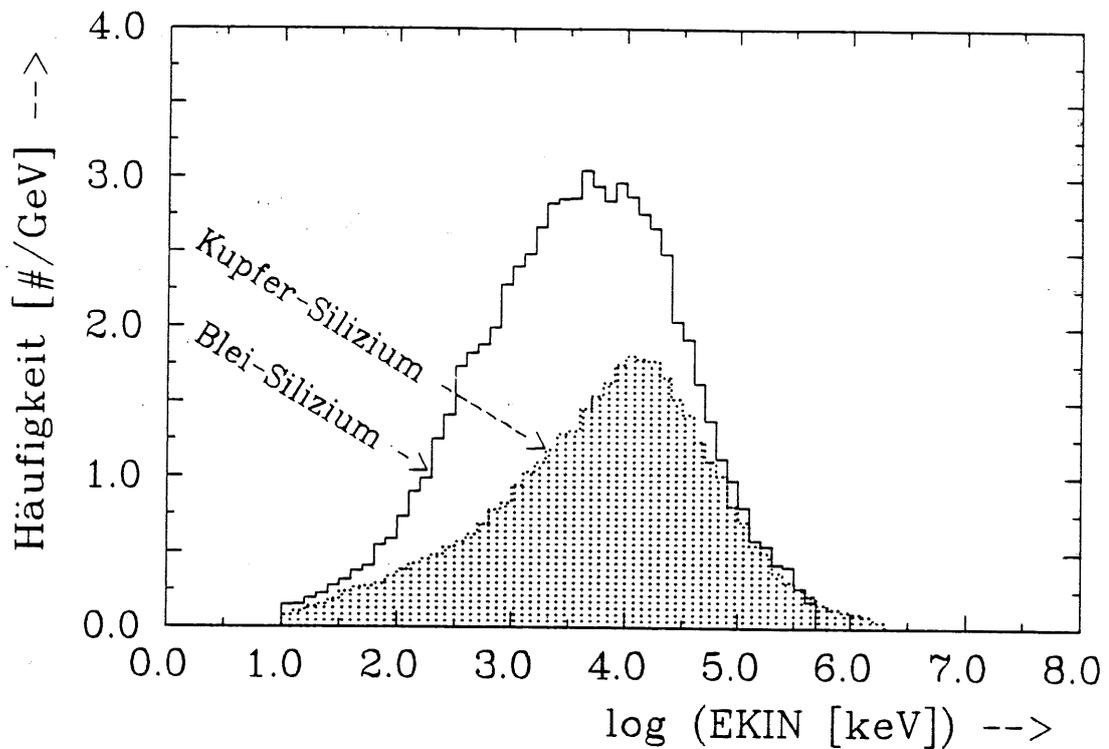


Bild 5.2.10 Summen der Elektronenflußspektren für das Pb/Si-Kalorimeter und das Cu/Si-Kalorimeter

Parameter: wie in Tabelle 5.1.1., aber ECUT=10/500 keV

5.3. Energiedepositionsspektren

Anhand der Teichenflüsse können nur sehr begrenzt Aussagen darüber gemacht werden, wieviel Energie Teilchen eines bestimmten Energiebereiches im Silizium deponieren, da der Energieverlust von Elektronen unterhalb von 2 MeV stark energieabhängig ist (siehe 1.2. und 4.2.) und die vorhandenen Spektren die Richtung der Elektronen nur äußerst grob wiedergeben. Weitere Probleme bereiten die notwendige Berücksichtigung der Energieverlustschwankungen und der im Silizium entstehenden Sekundärteilchen.

Die Einordnung der deponierten Energiebeträge in ein Histogramm, abhängig von der Energie des deponierenden Teilchens, kann die gewünschte Information liefern. Wegen der Bandbreite der zu berücksichtigenden Teilchenenergien wurde wie in 5.2. eine logarithmische Energieachse gewählt. Spektren der jeweils für einen Schauer aufsummierten Energiedepositionen geben Aufschluß über die Fluktuationen der sichtbaren Energie. Das Anpassen der Parameter einer Gaußverteilung an diese Summenspektren liefert Mittelwert und Auflösung der sichtbaren Energie.

Bild 5.3.1. zeigt die in den Detektoren des Kupfer-Silizium-Kalorimeters deponierte Energie für eine Simulation mit $ECUT=10$ keV. Ein lokales Maximum liegt bei 10 MeV, die Elektronen mit niedrigeren Energien tragen jedoch aufgrund ihres höheren spezifischen Energieverlustes und ihrer durch Vielfachstreuung verlängerten Spur in größerem Maße zur gesamten Energiedeposition bei, als die Elektronenflußverteilung vermuten läßt. Der Peak bei 10 keV wird gebildet von den Restenergien der unter $ECUT$ fallenden Teilchen. Deren Beitrag zur Energiedeposition ist demnach auch bei niedrigem $ECUT$ schon von großer Bedeutung.

In Bild 5.3.2. wurden die Verteilungen integriert für $ECUT=10$ keV und $ECUT=100$ keV. Die Übereinstimmung der beiden Kurven macht deutlich, daß ein Wert von $ECUT=100$ keV (zumindest für das untersuchte Kalorimeter) zulässig ist, da die bei 100 keV deponierte Energie exakt dem im anderen Fall von allen Teilchen mit Energien unterhalb 100 keV deponierten Betrag entspricht.

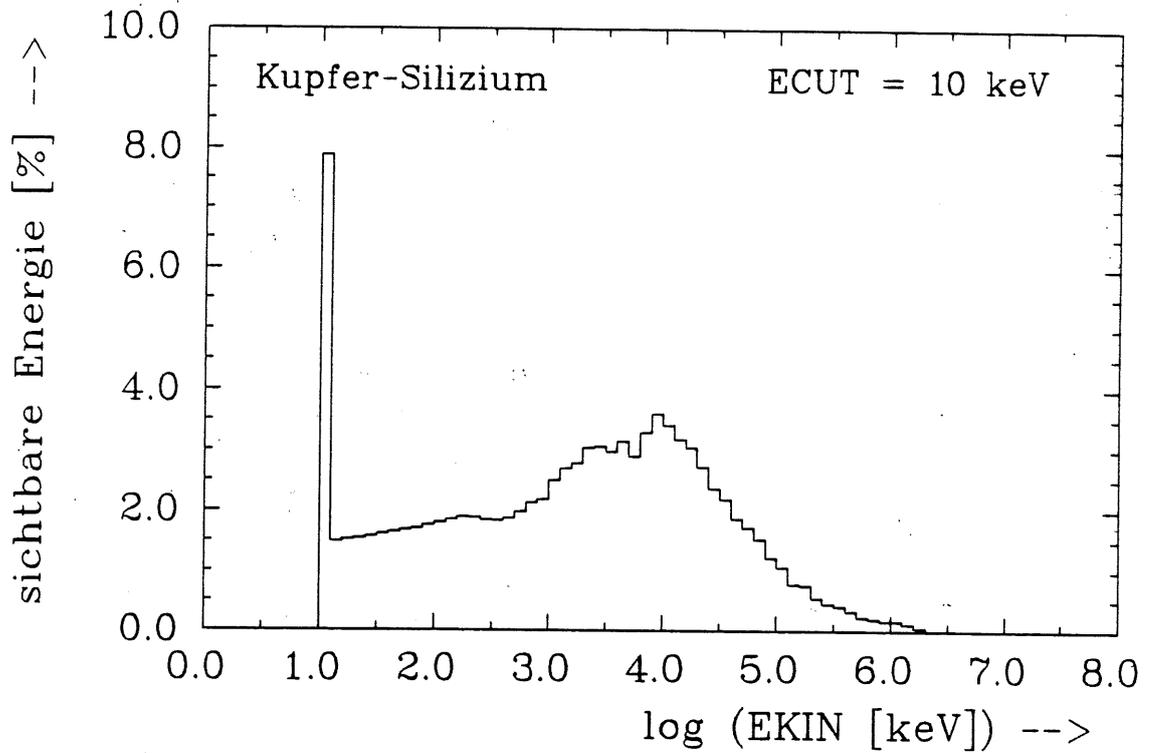


Bild 5.3.1. Energiedepositionsspektrum für das Cu/Si-Kalorimeter

Parameter: wie in Tabelle 5.1.1., aber ECUT=10/500 keV

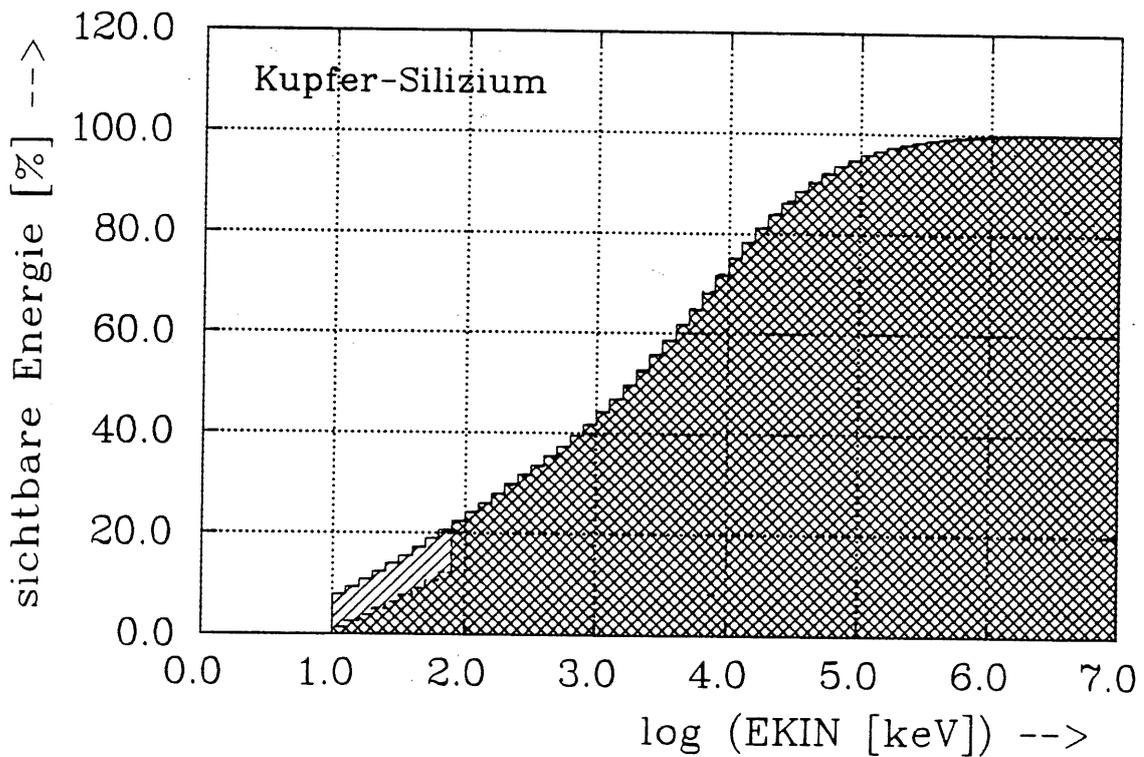


Bild 5.3.2. Integrierte Energiedepositionsspektren für das Cu/Si-Kalorimeter. Vergleich für ECUT=10 keV und ECUT=100 keV

Andere Parameter: wie in Tabelle 5.1.1.

Bild 5.3.3. zeigt die Verteilungen der deponierten Energie für das Blei-Silizium- und das Kupfer-Silizium-Kalorimeter. Gegenüber dem Kupfer-Silizium-Kalorimeter ist der Anteil der niederenergetischen Elektronen an der Energiedeposition im Blei-Silizium-Kalorimeter nochmals erhöht.

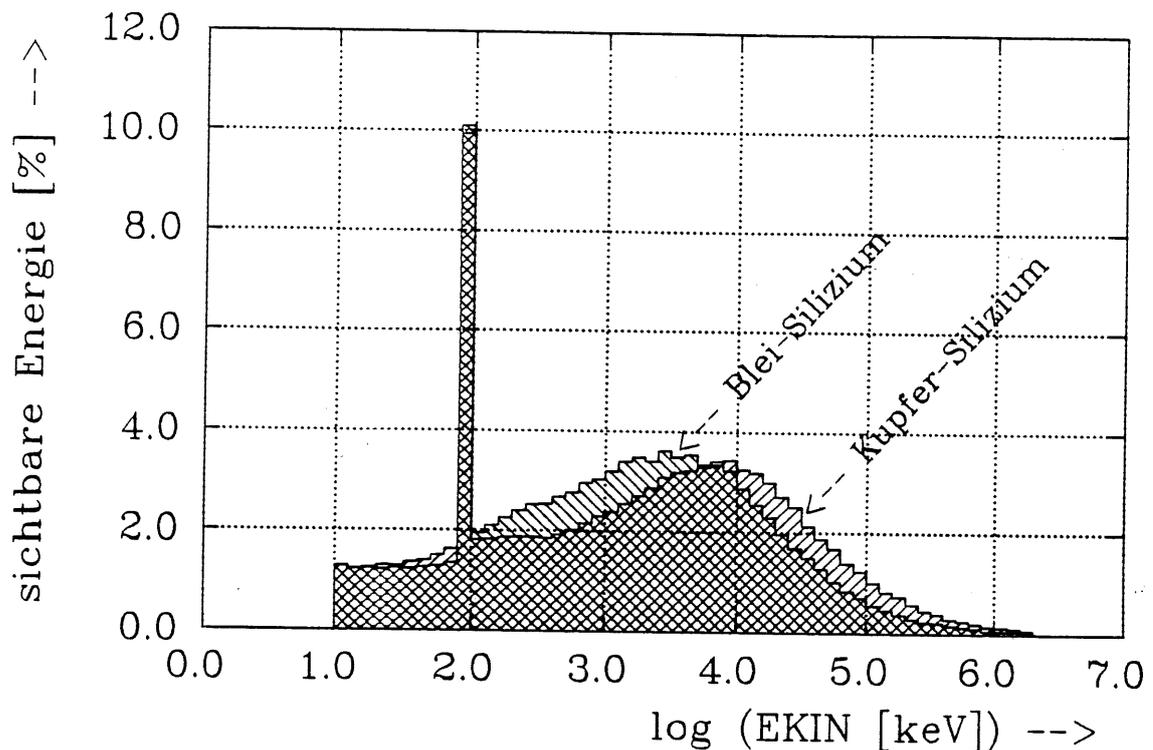


Bild 5.3.3. Energiedepositionsspektren für das Cu/Si-Kalorimeter und das Pb/Si-Kalorimeter
Parameter: wie in Tabelle 5.1.1.

Die in Bild 5.3.4. gezeigten Summenspektren für das Kupfer-Silizium-Kalorimeter sind in sehr guter Näherung gaußverteilt, unabhängig von der Primärenergie ebenso wie vom Absorbermaterial, wie dem Summenspektrum für das Blei-Kalorimeter in Bild 5.3.5. entnommen werden kann. Die Form dieser Verteilung ändert sich allerdings, wenn durch einen sehr großen Wert von ECUT die Beiträge einzelner "dumps" eine dominierende Wirkung auf die gesamte sichtbare Energie gewinnen.

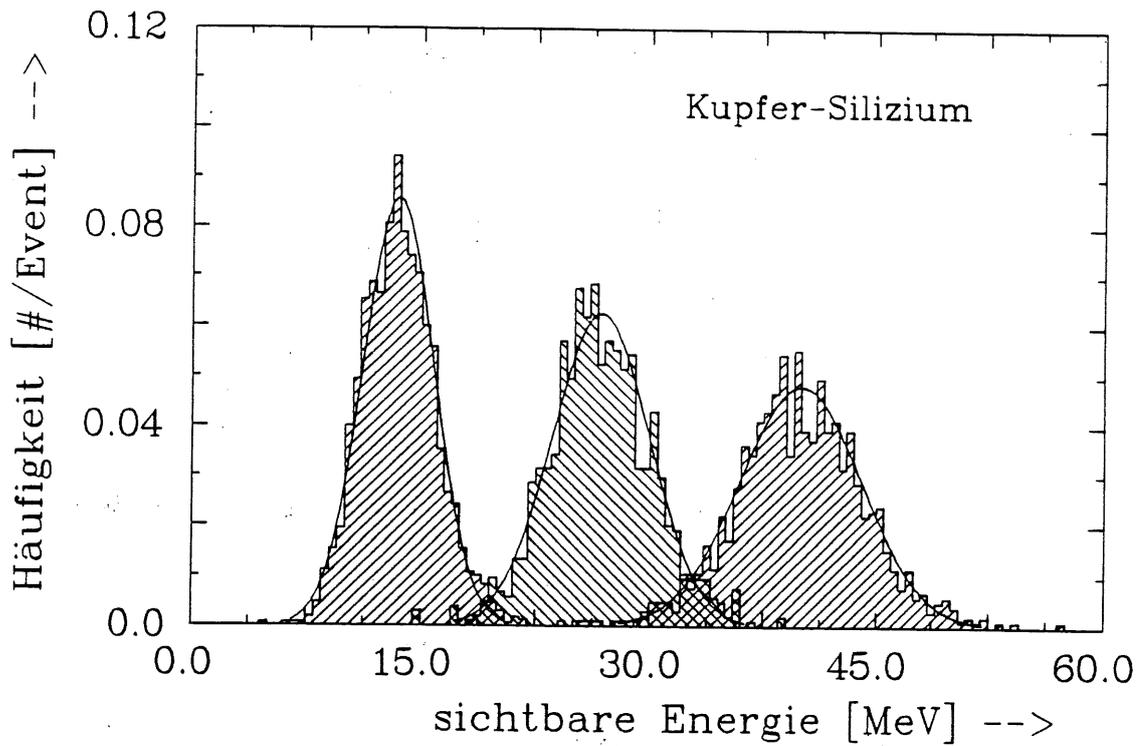


Bild 5.3.4. Summumspektren der sichtbaren Energie im Cu/Si-Kalorimeter für 2, 4, 6 GeV
Parameter: wie in Tabelle 5.1.1.

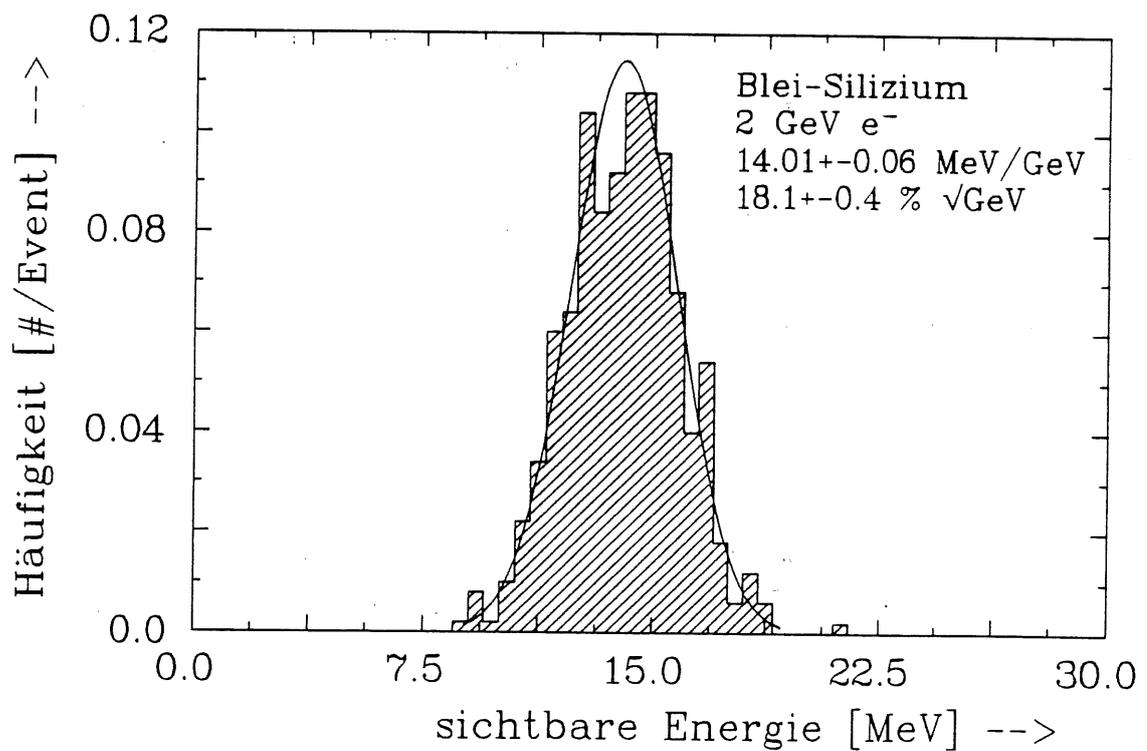


Bild 5.3.5. Summumspektrum der sichtbaren Energie im Pb/Si-Kalorimeter für 2 GeV
Parameter: wie in Tabelle 5.1.1.

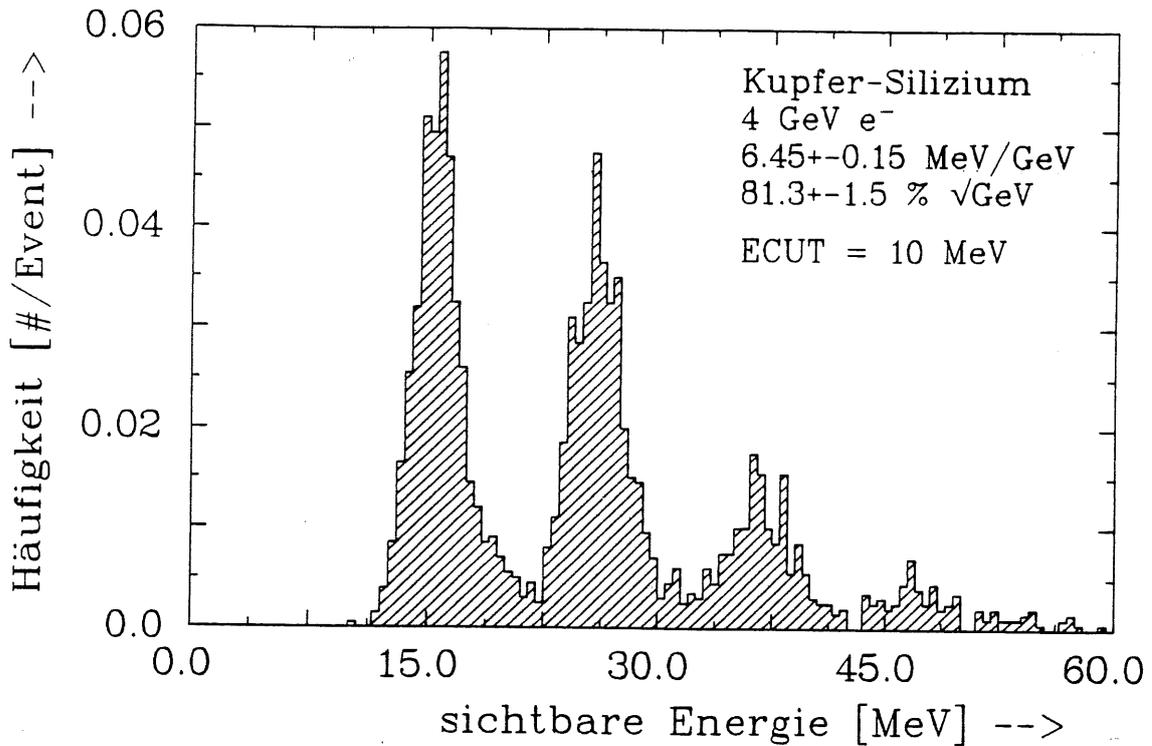


Bild 5.3.6. Summenspektrum der sichtbaren Energie im Cu/Si-Kalorimeter für 4 GeV und ECUT=AE=10 MeV

Andere Parameter: wie in Tabelle 5.1.1.

Bild 5.3.6. veranschaulicht diese Veränderung bei einem Wert von ECUT=AE=10 MeV. Die eigentlich kontinuierliche Verteilung ist aufgespalten in mehrere, scharfe Peaks. Die Zwischenräume sind jeweils 10 MeV breit. Anhand des Teilchenflußspektrums kann dieses Verhalten erklärt werden. Da die Teilchenflüsse oberhalb von ECUT nicht von dessen aktuellen Wert abhängen, stellt Bild 5.2.1. die Situation auch für diesen Fall richtig dar. Die Simulationen der Transmission von 10 MeV-Elektronen durch eine 400 µm dicke Schicht Silizium hatte eine mittlere Energiedeposition von 140 keV ergeben. Berücksichtigt man einen mittleren Einfallswinkel von 45°, so wird ein Elektron in diesem Energiebereich ~200 keV im Silizium deponieren. Alle Elektronen, die mit einer Energie zwischen 10 und 10.2 MeV in den Detektor eintreten, werden folglich den ECUT-Wert erreichen und zusätzlich ihre gesamte Restenergie von 10 MeV deponieren. Das erste Bin oberhalb von 10 MeV in Bild 5.2.1. ist 2.6 MeV breit und hat einen Inhalt von ~7 Elektronen. Zwischen 10 und 10.2 MeV werden also durchschnittlich 0.5 Elektronen zu finden sein. Der erste Peak wird demnach nur durch die Energiedepositionen der den Detektor durchquerenden Teilchen gebildet.

Der zweite Peak enthält Ereignisse, in denen zusätzlich ein Elektron nach Erreichen des ECUT-Wertes seine Restenergie von 10 MeV deponiert hat. Diese beiden Peaks sind aufgrund der erwähnten Wahrscheinlichkeit eines "dumps" ungefähr gleich hoch. Mit einer sehr viel kleineren Rate fallen aber auch zwei oder drei Teilchen in einem Ereignis unter ECUT. Diese Ereignisse bilden die beiden linken, niedrigeren Peaks. Obwohl sich der Mittelwert der sichtbaren Energie nicht drastisch geändert hat, sind bei Energieauflösungen von über $80\% \times \sqrt{E[\text{GeV}]}$ ECUT-Werte in dieser Höhe doch indiskutabel.

5.4. Vergleich von simulierten und experimentellen Ergebnissen

Im Zuge der Entwicklung des PLUG-Kalorimeters für H1 wurden mehrere Experimente mit kleinen, siliziuminstrumentierten Test-Kalorimetern am DESY-Teststrahl durchgeführt [BOR85], [BOR87]. Die erst teilweise veröffentlichten Ergebnisse der Messungen des Jahres 1987 [EBE88] sollen als Referenz dienen, um die simulierten sichtbaren Energien und Auflösungen zu bewerten. Die Experimente wurden mit Elektronenstrahlen im Energiebereich 1-6 GeV durchgeführt, als Absorber wurden quadratische Blei- und Kupferplatten benutzt. Ausgelesen wurde mit vollständig verarmten, kreisförmigen Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren. Die Abmessungen der beiden Kalorimeter sind der folgenden Tabelle zu entnehmen:

Absorbermaterial	Kupfer	Blei
Absorberfläche	9×9 cm ²	9×9 cm ²
Detektorfläche	35 cm ²	
Detektordicke	395 μm	
Sampling	12×1.05 X ₀	18×1.07 X ₀

Tabelle 5.4.1. Geometrischer Aufbau der Testkalorimeter

Besonderes Augenmerk ist bei der Entwicklung hadronischer Kalorimeter auf das e/h -Verhältnis zu richten. Nur mit einem kompensierenden Kalorimeter ($e/h=1$) kann die erforderliche Energieauflösung realisiert werden. In diesem Zusammenhang wird die Anhebung des rein hadronischen Signals durch wasserstoffhaltige Absorber ebenso diskutiert, wie die Reduktion des elektromagnetischen Signals durch Absorber mit niedriger Ordnungszahl Z . In dem beschriebenen Experiment wurde deshalb der Einfluß von $G10$ -Schichten auf die mit dem Kalorimeter sichtbare Energie untersucht. Es bestand die Option, zusätzliche Platten von 1.5 mm $G10$ jeweils vor und nach den Detektoren einzufügen. Bild 5.4.1. zeigt eine Prinzipskizze der Kalorimeter.

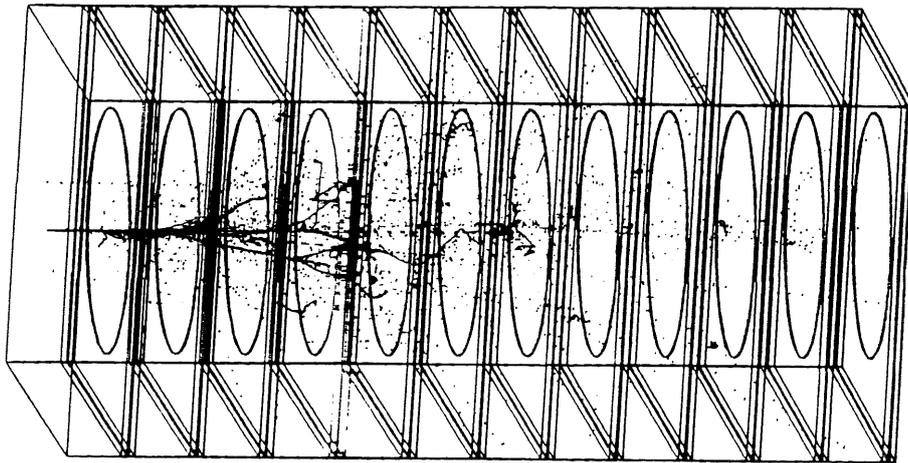


Bild 5.4.1. Skizze der Test-Kalorimeter mit einem durch ein 1 GeV Elektron ausgelösten elektromagnetischen Schauer

Simuliert wurde mit den optimalen Parametern nach Tabelle 5.1.1. sowohl die Schauerentwicklung im Blei-, als auch im Kupfer-Silizium-Kalorimeter mit allen $G10$ -Konfigurationen, allerdings mit einem Durchmesser von 40 cm und einer Länge von $20 X_0$. Die Einschränkung auf die experimentelle Geometrie wurde erst in der nachträglichen Auswertung vorgenommen, um Aussagen über die lateralen und longitudinalen Verluste an sichtbarer Energie in den realen Kalorimetern zu ermöglichen.

Eine Zusammenfassung der gemessenen und simulierten Ergebnisse gibt Tabelle 5.4.2.. Zusätzlich sind die entsprechenden Werte für die große, vollständig absorbierende Geometrie eingetragen.

Kalorimeter Konfiguration	E_{Vis} [MeV/GeV]			$\frac{\sigma}{E_{\text{Vis}}} \times \sqrt{E_e}$ [%/GeV]		
	a)	b)	c)	a)	b)	c)
Cu/Si ohne G10	6.85 ± 0.08	6.70 ± 0.01	7.90 ± 0.01	25.9 ± 0.6	23.9 ± 0.3	20.1 ± 0.3
1.5 mm G10 vorne	6.53 ± 0.09	6.41 ± 0.02	7.61 ± 0.02	24.8 ± 0.6	22.7 ± 0.3	20.4 ± 0.3
1.5 mm G10 hinten	6.33 ± 0.08	6.21 ± 0.02	7.28 ± 0.02	25.1 ± 0.6	23.3 ± 0.4	21.2 ± 0.4
1.5 mm G10 vorne und hinten	6.12 ± 0.07	5.90 ± 0.02	7.01 ± 0.02	24.5 ± 0.6	22.7 ± 0.5	20.8 ± 0.5
Pb/Si ohne G10	14.44 ± 0.17	13.94 ± 0.03	15.89 ± 0.04	20.9 ± 0.5	18.5 ± 0.3	18.6 ± 0.3
1.5 mm G10 vorne	12.91 ± 0.15	12.29 ± 0.03	14.11 ± 0.03	20.3 ± 0.5	18.4 ± 0.3	17.8 ± 0.3
1.5 mm G10 hinten	12.13 ± 0.14	11.64 ± 0.03	13.26 ± 0.03	20.7 ± 0.5	18.1 ± 0.3	18.1 ± 0.3
1.5 mm G10	11.04	10.58	12.11	20.3	17.0	16.9

Tabelle 5.4.2. Vergleich von simulierten und experimentellen Ergebnissen für das Cu/Si- und das Pb/Si-Kalorimeter

(a): Experimentelle Werte

(b): Simulierte Werte für experimentelle Geometrie, Parameter wie in Tabelle 5.1.1.

(c): Simulierte Werte für vollständig absorbierende Geometrie, Parameter wie in Tabelle 5.1.1.

Die mit dem Cu/Si-Kalorimeter gemessenen sichtbaren Energien werden von EGS4 mit den angegebenen Parametern für alle Konfigurationen bis auf 2% genau reproduziert. Die Abweichungen für das Pb/Si-Kalorimeter sind mit durchschnittlich 4% etwas größer, sie werden aber relativiert durch die in Bild 5.1.6. gezeigte ESTEPE-Abhängigkeit der sichtbaren Energie. Der ESTEPE-Wert von 0.4% ist gewählt worden, um den CPU-Zeitverbrauch in akzeptablen Grenzen zu halten, die sichtbare Energie steigt jedoch noch weiter mit kleinerem ESTEPE (Erläuterung siehe 5.1.).

Da die genaue chemische Zusammensetzung der im Experiment verwendeten Blei-Absorberplatten nicht bekannt ist, wurde eine zusätzliche Simulation für dieses Kalorimeter durchgeführt. Als Absorbermaterial wurde ein Gemisch aus 95% Blei und 5% Antimon gewählt, in Anlehnung an [BAT70]. Die sichtbare Energie lag um ca. 1% höher als mit einem Absorber aus reinem Blei.

Zieht man diese Bemerkungen in Betracht, so ist eine sehr gute Übereinstimmung von Experiment und Simulation für das Blei-Silizium-Kalorimeter ebenso wie für das Kupfer-Silizium-Kalorimeter festzustellen. Bild 5.4.2. verdeutlicht dies für die Konfiguration ohne zusätzliche G10-Schichten. Die Symbole sind Meßwerte, die durchgezogene Linie ist die Ausgleichsgerade der drei simulierten Primärenergien. Die gestrichelte Linie zeigt zum Vergleich das Ergebnis älterer Simulationen mit einer ESTEPE-Begrenzung von 1% nur in den Detektoren und den Randschichten der Absorber. Die in 5.1. beschriebene Parameteroptimierung hat demnach die Abweichungen von den gemessenen Werten um 60% reduziert.

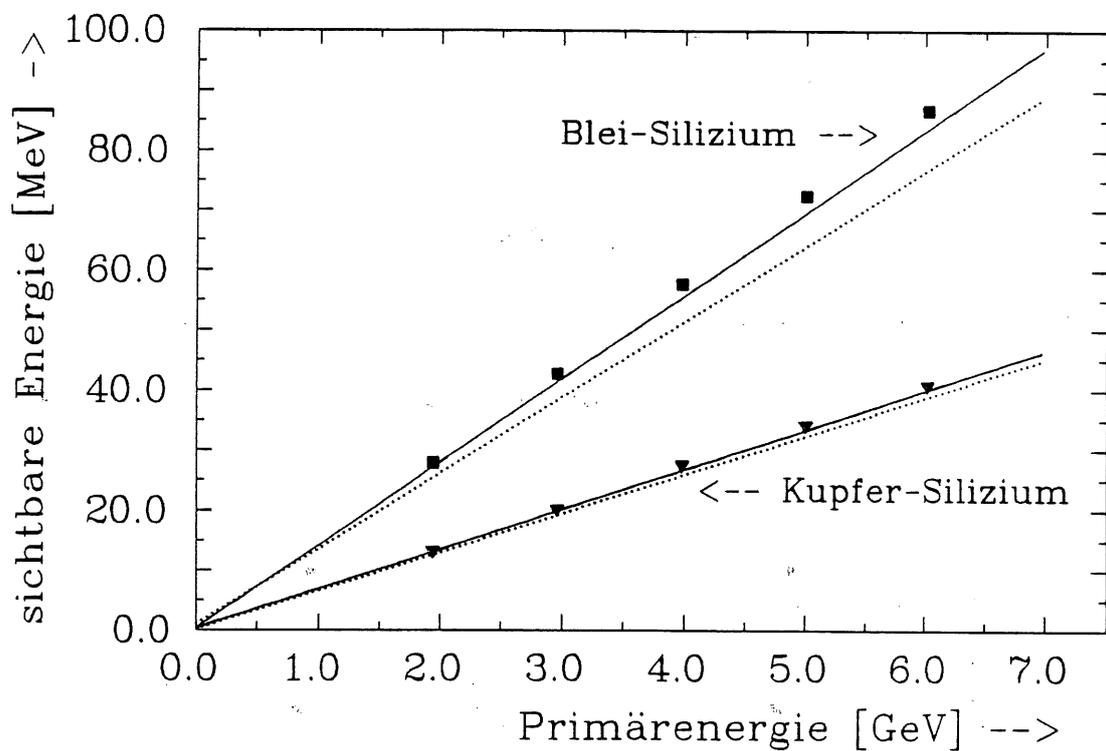


Bild 5.4.2. Sichtbare Energie im Pb/Si- und Cu/Si-Kalorimeter als Funktion der Primärenergie

Symbole : experimentelle Werte, durchgezogene Linie : Simulation mit optimalen Parametern nach Tabelle 5.1.1., gepunktete Linie : alte Simulation (siehe Text)

Die Energieauflösungen sind, ebenfalls für das Blei-Silizium- und Kupfer-Silizium-Kalorimeter ohne G10, in Bild 5.4.3. dargestellt. Rauschen in der Ausleseelektronik sowie die nicht exakt bekannte Strahlenergiebreite vergrößern die gemessenen Werte, sie liegen deshalb durchweg höher als die simulierten Werte. Zusätzliche elektronische Störungen führten während der Messungen mit dem Pb/Si-Kalorimeter zu einem erhöhten Rauschen (pick up noise), das sich mit zunehmender Energie weniger stark bemerkbar machte. Die Meßwerte zeigen deshalb nicht das erwartete Verhalten, sondern einen deutlichen Abfall zu höheren Energien. Vor den Messungen mit dem Kupfer-Silizium-Kalorimeter wurde dieser Fehler behoben, die Meßwerte liegen deshalb deutlich näher an den für dieses Kalorimeter simulierten Auflösungen.

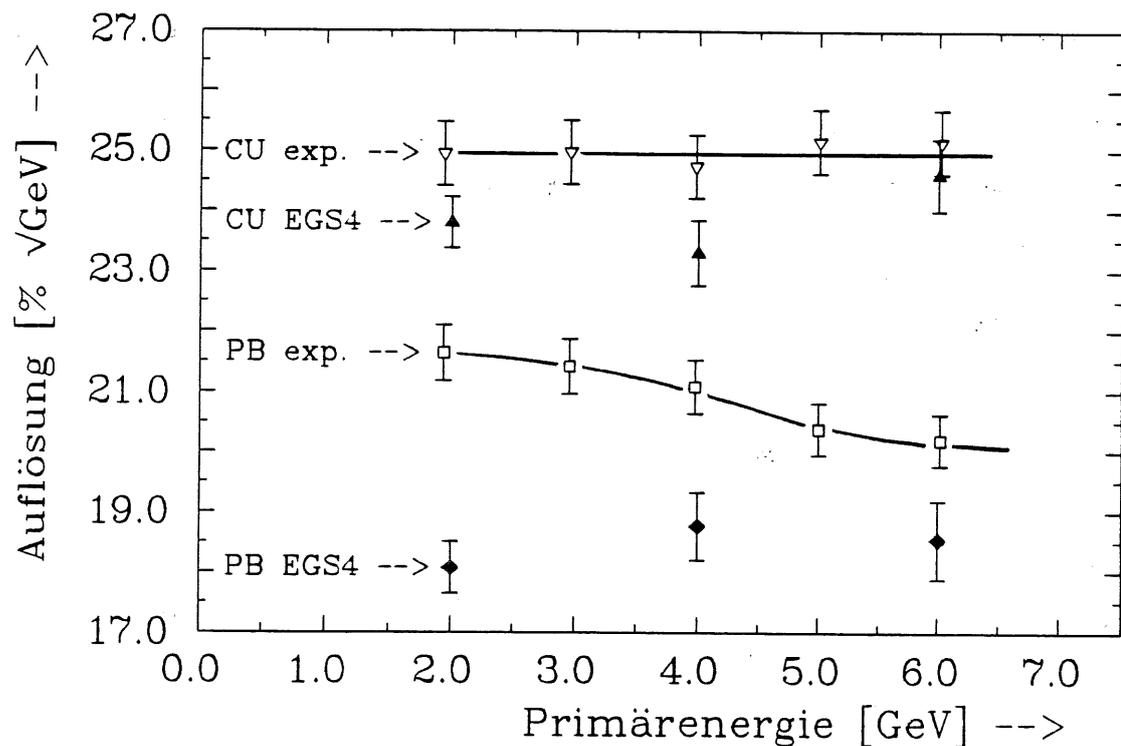


Bild 5.4.3. Energieauflösung im Pb/Si- und Cu/Si-Kalorimeter als Funktion der Primärenergie

Simulation mit optimalen Parametern nach Tabelle 5.1.1.

Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den aus der Auswertung der uneingegrenzten, vollständig absorbierenden Geometrie gewonnenen Werten (siehe Tabelle 5.4.2.) verdeutlicht den Einfluß der Verluste an sichtbarer Energie auf die mit einem Kalorimeter erreichbare Energieauflösung. Longitudinale Verluste sind, wie in 1.5. erläutert, von größerer Bedeutung als solche in lateraler Richtung. Dieser Sachverhalt war auch mit den beiden untersuchten Kalorimetern zu beobachten. Für das nur $12 X_0$ lange Cu/Si-Kalorimeter sind die Unterschiede zwischen experimenteller und hermetischer Geometrie erheblich größer als für das $6 X_0$ längere Pb/Si-Kalorimeter.

Eine Abschätzung der Sampling-Fluktuationen nach dem in 1.6. erläuterten, einfachen Modell liefert für das Cu/Si-Kalorimeter einen Wert zwischen $15\% \times \sqrt{E}$ (ohne e^+e^- -Korrelation) und $30\% \times \sqrt{E}$ (ausschließlich korrelierte crossings), für das Pb/Si-Kalorimeter entsprechend $10-20\% \times \sqrt{E}$. Zieht man die bei dieser Abschätzung unberücksichtigt gebliebenen Weglängen- und Landaufklutuationen ebenfalls in Betracht, so liegen die für simulierten Energieauflösungen mit $20.1\% \times \sqrt{E}$ (Cu/Si) und $18.6\% \times \sqrt{E}$ (Pb/Si) in einem realistischen Bereich.

Um eine Abschätzung der Verluste zu ermöglichen, wird in Bild 5.4.4. die radiale Verteilung und in Bild 5.4.5. die longitudinale Verteilung der sichtbaren Energie jeweils für beide Kalorimeter dargestellt. Die integrierte Form ermöglicht ein einfaches Ablesen der für den gewünschten Absorptionsgrad benötigten Kalorimeterausdehnung. Für die im Experiment verwendeten Kalorimeter beliefen sich die lateralen Verluste auf 12%. Die longitudinalen Verluste lagen im Cu/Si-Kalorimeter bei 6% und im Pb/Si-Kalorimeter bei 1%.

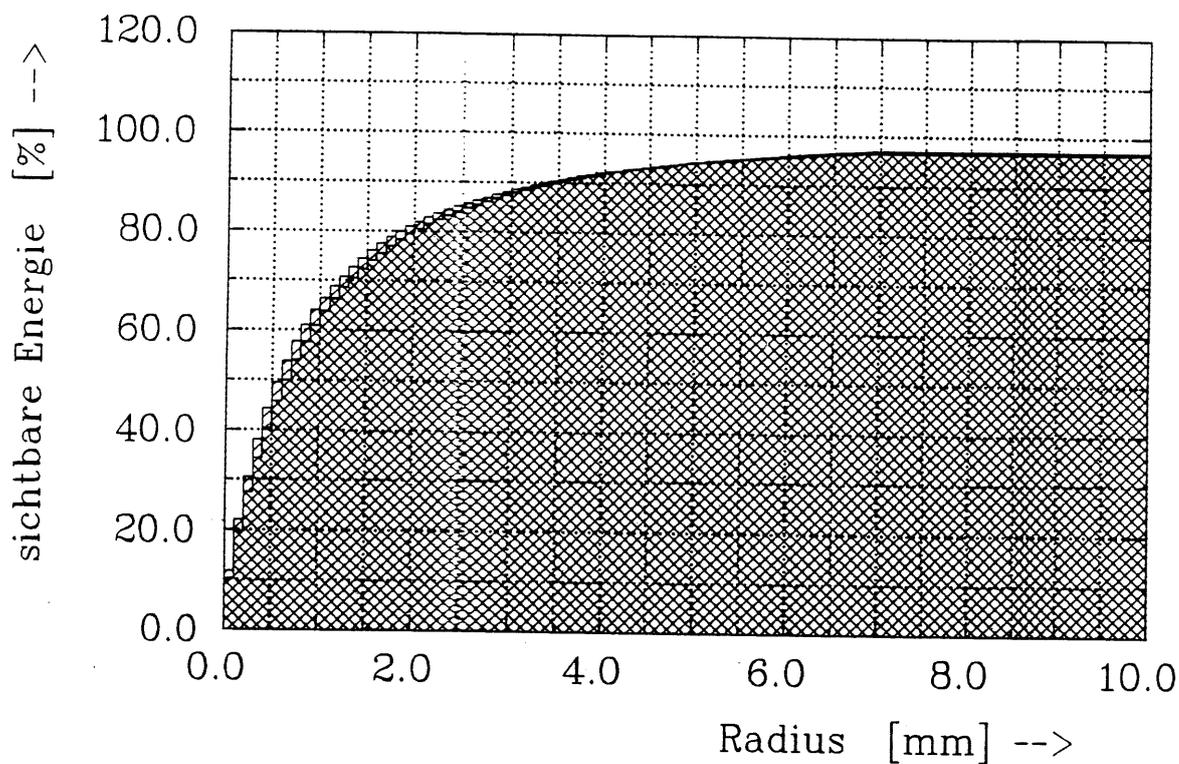


Bild 5.4.4. Radiale Verteilung der deponierten Energie für das Pb/Si- und das Cu/Si-Kalorimeter bei 2 GeV. Die Verteilungen sind nicht auseinanderzuhalten, deshalb erfolgte keine separate Beschriftung.

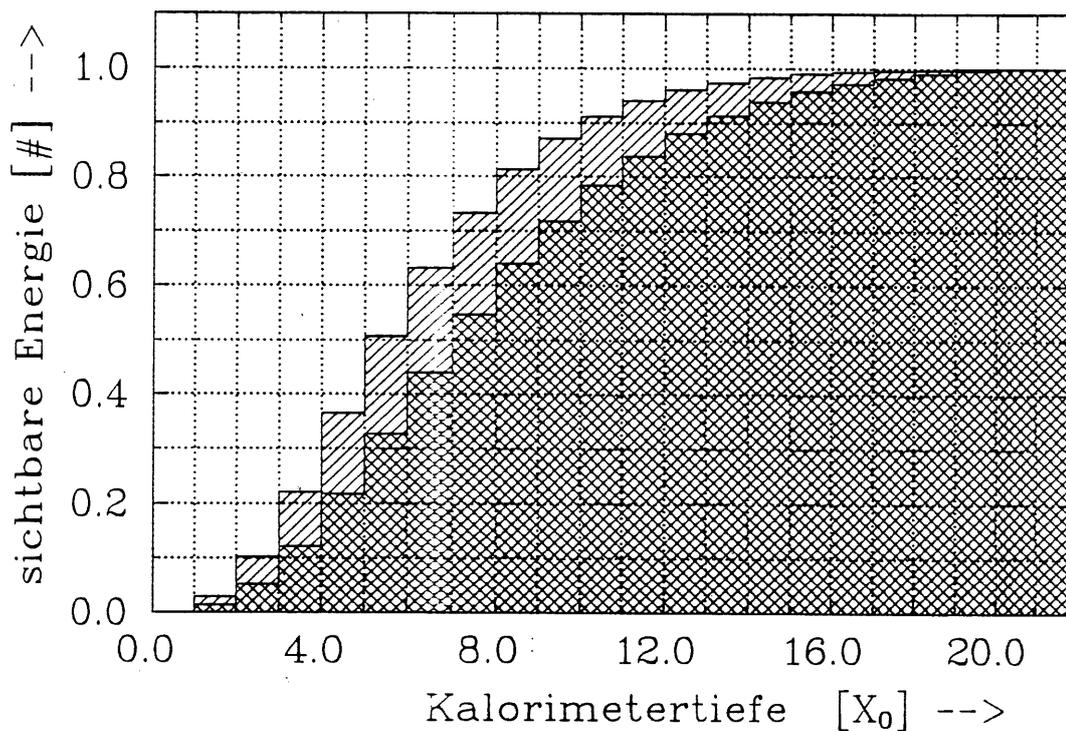


Bild 5.4.5. Longitudinale Verteilung der deponierten Energie für das Pb/Si- und das Cu/Si-Kalorimeter bei 4 GeV. Die zunächst flacher ansteigende Verteilung ist die des Pb/Si-Kalorimeters.

5.5 Der G10-Effekt - Versuch einer Deutung

Tabelle 5.4.2. enthält die in den untersuchten Kalorimetern sichtbare Energie für verschiedene G10-Konfigurationen. Gegenüber einer Geometrie ohne G10 sind die Signale nach Einfügen zusätzlicher 1.5 mm dicker G10-Platten zwischen Absorber und Detektor deutlich reduziert. Die Reduktion fällt mit Blei-Absorber stärker aus als mit Kupfer-Absorber.

Dieser Effekt kann nicht allein mit der Vergrößerung der Ausleseabstände (sampling ratio) erklärt werden, 1.5 mm G10 entsprechen lediglich 0.01 Strahlungslängen.

Üblicherweise wird die Reduktion der sichtbaren Energie auf die unterschiedlichen Photonenquerschnitte im G10- und Absorbermaterial zurückgeführt [SIC89]. Aufgrund ihrer Z-Abhängigkeit sind Compton-Streuung ($\sim Z$) und Photoabsorption ($\sim Z^5$), die für Photoenergien < 5 MeV dominierenden Wechselwirkungen, in Materialien mit hoher Ordnungszahl Z sehr viel wahrscheinlicher als für Materialien mit niedrigem Z . Mit zunehmender Schauertiefe übernehmen zunehmend Photonen den Energie-transport. Es ist deshalb nicht verwunderlich, daß ein großer Anteil der sichtbaren Energie eines Kalorimeters von niederenergetischen Elektronen deponiert wird, die in den Randschichten des Absorbers durch die angeführten Prozesse erzeugt wurden. Das Einfügen von Niedrig-Z-Material zwischen Absorber und Detektor soll eine weitgehende Absorption dieser Elektronen bewirken, bei gleichzeitig sehr geringer Neubildungsrate. Der G10-Effekt wird deshalb auch als "lokale Härtung" des Schauers bezeichnet.

Bild 5.5.1. belegt diese Aussage anhand der Elektronenflußspektren für die Geometrie ohne G10 und mit je 1.5 mm G10 vor und hinter den Detektoren. Die Zahl der die Detektoren erreichenden Elektronen mit Energien < 1 MeV ist mit G10 deutlich niedriger als ohne.

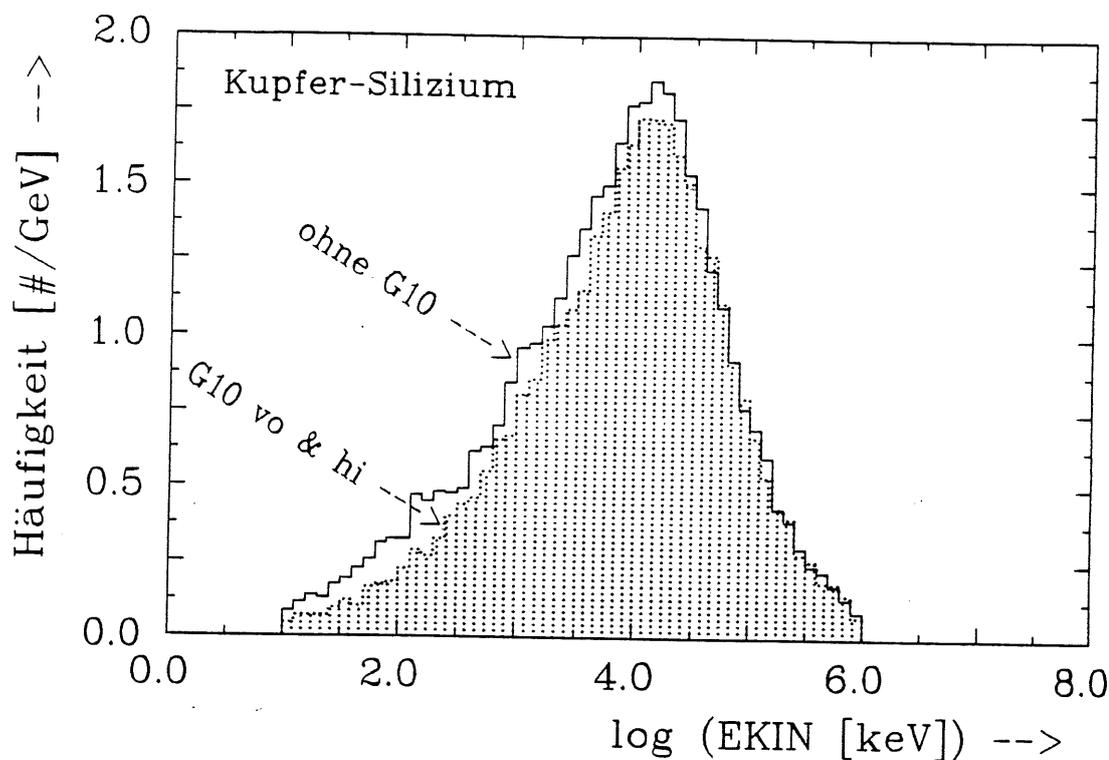


Bild 5.5.1. Summen der Elektronenflußspektren für das Cu/Si-Kalorimeter. Vergleich für Konfiguration ohne G10 und je 1.5 mm G10 vorn und hinten

Parameter: wie in Tabelle 5.1.1., aber ECUT = 10/500 keV, VCUT = 100 keV

Im Experiment war bei rückwärtiger Positionierung der G10-Platten eine stärkere Signalreduktion gemessen worden als bei Platzierung vor den Detektoren. Die MC-Ergebnisse zeigen diesen Effekt ebenfalls. Er kann mit dem beschriebenen Modell der Absorption von Photoelektronen nicht erklärt werden.

Die in Vorwärts- und Rückwärts-Anteil aufgespaltenen Elektronenflußspektren zeigen aber noch ein weiteres Detail (Bild 5.5.2.-5.5.5.): Die rückwärtige G10-Schicht reduziert nicht nur die Summe, sondern auch den Rückwärts-Anteil stärker als die vordringende Schicht den Vorwärts-Anteil. Im Spektrum für die vordringende G10-Schicht (5.5.3.) ist der Vorwärts-Anteil gegenüber dem für die Konfiguration ohne G10-Platten (5.5.2.) nur leicht niedriger. Der Vergleich der Rückwärts-Anteile für die hinter den Detektoren liegende G10-Schicht (5.5.4.) und wiederum die Konfiguration ohne G10-Platten ergibt eine Reduktion dieses Anteils um 50% unterhalb 250 keV. Zieht man die in 5.2. entwickelte Zusammensetzung des niederenergetischen Teils des Spektrums in Betracht, so wird dieses Phänomen verständlich:

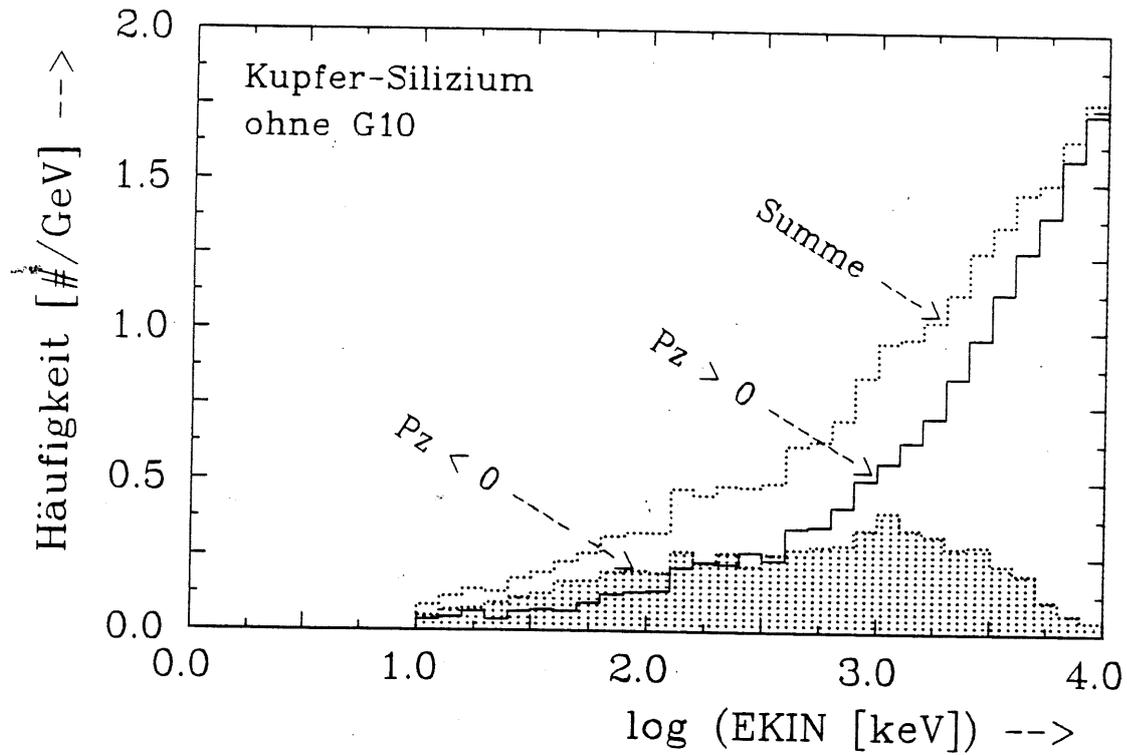


Bild 5.5.2. Elektronenflußspektren für das Cu/Si-Kalorimeter ohne G10
Parameter: wie in Tabelle 5.1.1., aber ECUT=10/500 keV, VCUT=100 keV

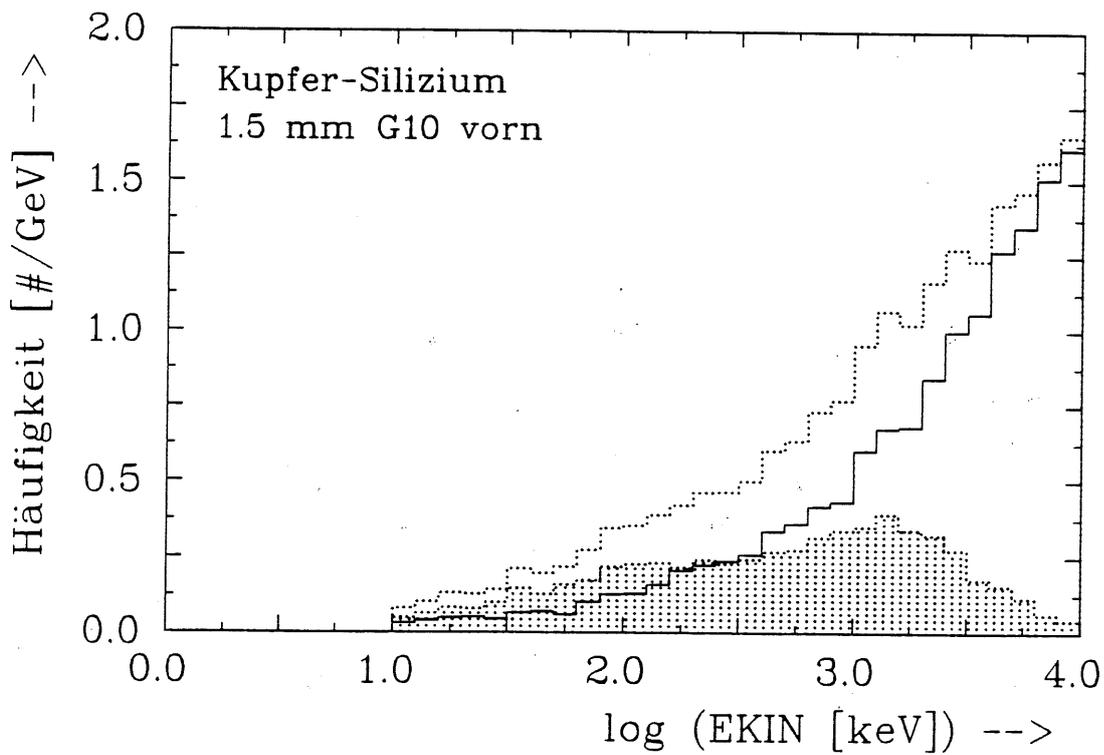


Bild 5.5.3. Wie Bild 5.5.2., aber 1.5 mm G10 vorn

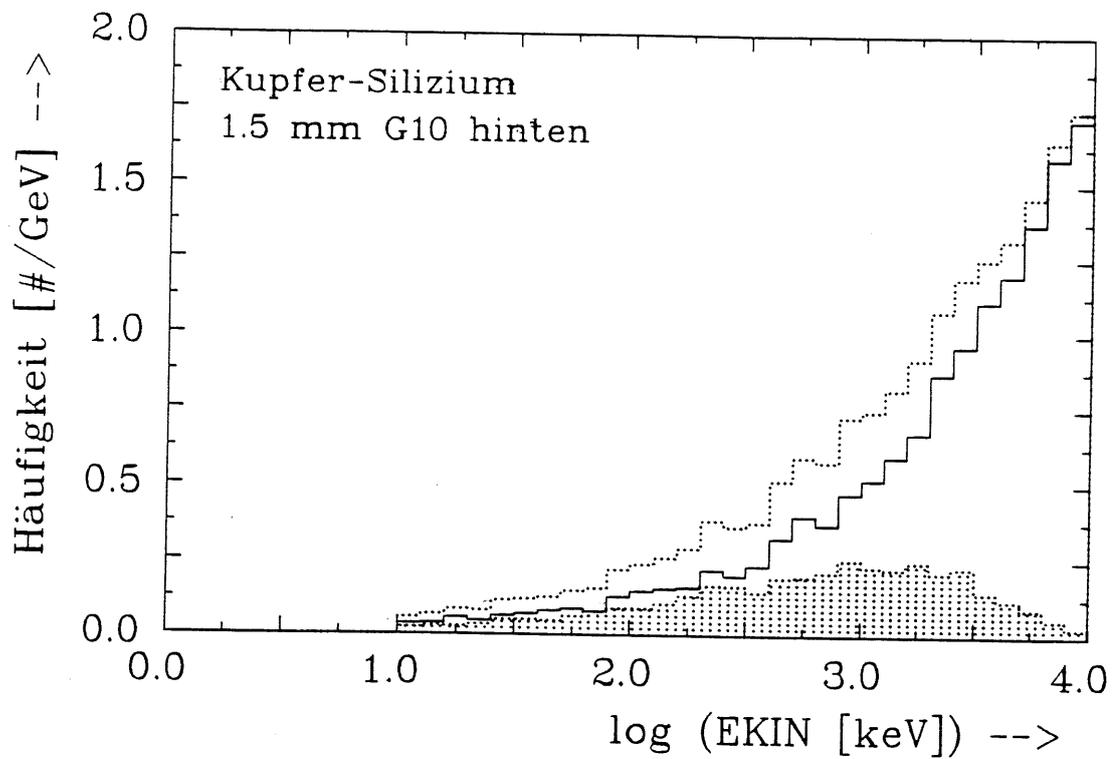


Bild 5.5.4. Wie Bild 5.5.2., aber 1.5 mm G10 hinten

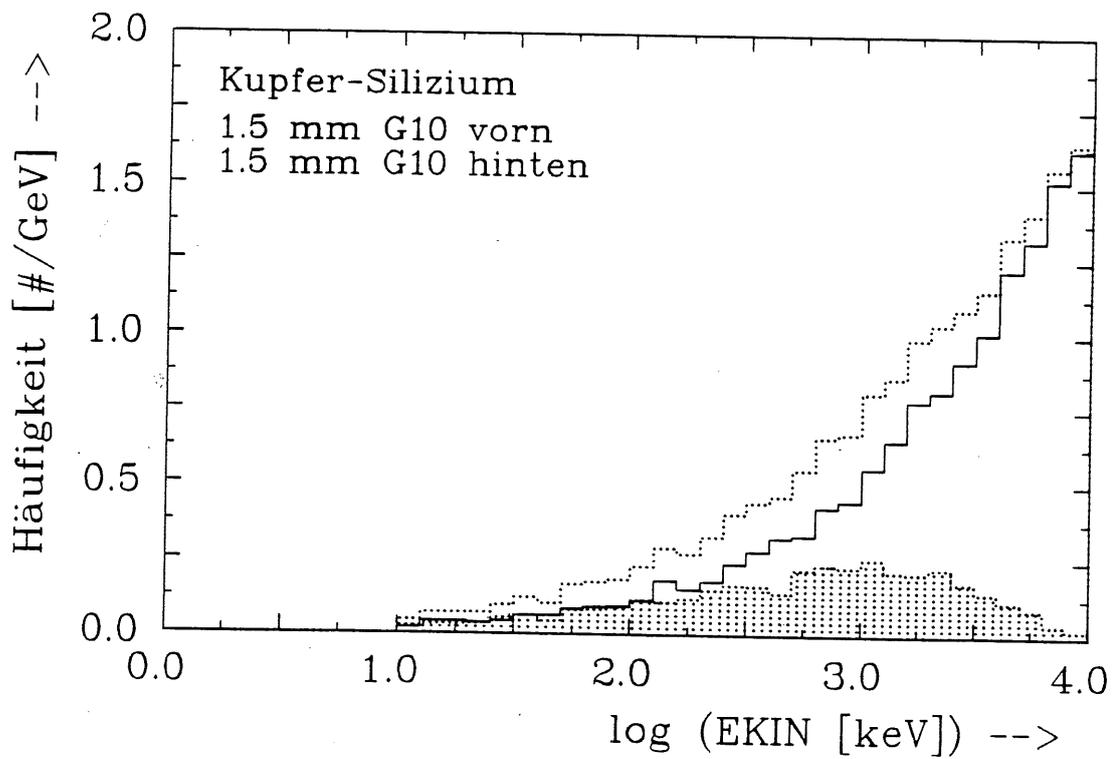


Bild 5.5.5. Wie Bild 5.5.2., aber je 1.5 mm G10 vorn und hinten

Wenn eine große Zahl der rückwärtig in die Siliziumdetektoren eintretenden Elektronen lediglich am Kupfer reflektiert wurde, müssen diese eine eingefügte G10-Schicht zweimal durchqueren. Die Reduktion wird entsprechend stärker ausfallen, als wenn die Elektronen, direkt aus dem Kupfer kommend, diese Schicht nur einmal durchlaufen würden.

Es gibt eine weitere Ursache für die überproportionale Reduktion des Rückwärts-Anteils: Durch Einfügen der G10-Schicht wird der Übergang vom Niedrig-Z- zum Hoch-Z-Material, die "Reflexionskante", von der Silizium-Kupfer-Grenze an die G10-Kupfer-Grenze verschoben. Das Phänomen des erhöhten Anteils sehr niederenergetischer Elektronen im reflektierten Spektrum ist nun im Silizium nur sehr viel schwächer beobachtbar, da ein großer Teil dieser Teilchen schon in der G10-Schicht absorbiert wird.

Die spezifisch unterschiedliche Reduktion der sichtbaren Energie durch die G10-Schichten kann also dann begründet werden, wenn die niederenergetischen Schauerelektronen nicht ausschließlich Photonenwechselwirkungen in den Randschichten der Absorber zugeschrieben werden, sondern ebenfalls Elektronenwechselwirkungen in den Siliziumdetektoren (δ -Elektronen) und den Absorberoberflächen (Reflexion).

Einige Anmerkungen zu den für die Untersuchung des G10-Effektes erforderlichen Simulationsparametern:

Wie der Tabelle 5.5.1. zu entnehmen ist, gelingt die Reproduktion der experimentell bestimmten Signalreduktionen mit den für das Kupfer-Silizium-Kalorimeter ohne G10 als optimal erachteten Parametern fast ebenso gut wie mit einem niedrigeren Wert von $ECUT=10$ keV. Dennoch bietet sich für die Zukunft bei Simulationen zu diesen Fragestellungen die Verwendung des $VCUT$ -Parameters in Verbindung mit kleinstmöglichem $ECUT$ -Wert an. Bei einem nur leicht größeren CPU-Zeitbedarf (siehe 5.1.) wird dann auch der Bereich unterhalb 100 keV - für den G10-Effekt nicht ohne Bedeutung - noch realistisch simuliert.

Wichtiger ist in diesem Zusammenhang die Wahl eines adäquaten $ESTEPE$ -Wertes. Die in 5.2. gezeigten Spektren haben deutlich gemacht, daß mit hohen $ESTEPE$ -Werten die Reproduktion der Elektronenflüsse durch das Kalorimeter nicht gelingen kann. Dies äußert sich u.a. in gegenüber dem Experiment stark erniedrigten Werten für die Reduktion der sichtbaren Energie. Die zu Vergleichszwecken mit $ESTEPE=20\%$ simulierten G10-Reduktionen sind ebenfalls in Tabelle 5.5.1. angegeben.

G10-Konfiguration	Reduktionseffekt			
	Experiment	EGS4 (a)	EGS4 (b)	EGS4 (c)
1.5 mm vorn	4.7 %	4.3 %	4.9 %	1.5 %
1.5 mm hinten	7.6 %	7.3 %	7.9 %	3.7 %
1.5 mm vorn & 1.5 mm hinten	10.7 %	11.9 %	10.9 %	5.3 %

Tabelle 5.5.1. Gemessene und simulierte Reduktion der sichtbaren Energie bei verschiedenen G10-Konfigurationen.

Simulationsparameter:

(a): wie in Tabelle 5.1.1.

(b): wie in Tabelle 5.1.1., aber ECUT=10/500 keV

(c): wie in Tabelle 5.1.1., aber ESTEPE=20% überall

6. Bemerkungen zur Parameteroptimierung

Im 4. und 5. Kapitel wurden die Simulationsparameter von EGS4 den besonderen Anforderungen der Schauersimulation in Sampling-Kalorimetern mit dünnen aktiven Schichten angepaßt.

In diesem Kapitel soll der Einfluß der Parameter auf die Simulation losgelöst von diesem speziellen Fall in einer mehr allgemeineren Form dargestellt werden. Damit verbunden ist die Hoffnung des Verfassers, mit diesen Bemerkungen zukünftigen EGS4-Benutzern eine Hilfe zu geben, anhand derer die für die gewünschte Anwendung notwendige Parameteroptimierung auch ohne ein detailliertes Verständnis der physikalischen Grundlagen und ihrer Umsetzung in EGS4 durchgeführt werden kann.

Grundlegende, aber nicht triviale Aussage in Bezug auf die Parameterwahl ist zunächst, daß die Qualität der Simulation mit sinkenden Werten der einzelnen Parameter steigt. Je niedriger die Parameterwerte gewählt werden, desto besser beschreibt die Simulation die Realität. In der Praxis können daher die mit den niedrigstmöglichen Werten von AE, AP, ECUT und PCUT bei ESTEPE = 1% durchgeführten Simulationen als Referenz dienen. Bei diesen niedrigen Werten geben die verfolgten Teilchen ihre Energie vornehmlich in diskret simulierten Prozessen ab, die Umsetzung der Vielfachstreuung und die Wiedergabe des Energieverlustes durch den in quasi-kontinuierlicher Näherung berechneten Mittelwert sind dann als Quelle möglicher Fehler von geringer Bedeutung. Der ESTEPE-Wert von 1% kann je nach Anwendung unnötig klein oder noch nicht klein genug sein. Für einen ersten Anlauf ist die Reduzierung der Schrittlängen, die bei 1% vorliegt, aber sicher ausreichend.

Die bei der Anpassung der Parameter an eine bestimmte Fragestellung zu verwendende Methode läßt sich prinzipiell wie folgt beschreiben: Die zu untersuchende Größe wird nacheinander als Funktion der einzelnen Parameter aufgetragen. Die Parameterwerte, unterhalb denen sich keine signifikante Änderung des Wertes der untersuchten Größe mehr feststellen läßt, sind als die maximal zulässigen festzuhalten.

Soweit wie möglich sollte immer der Vergleich mit experimentellen Ergebnissen gesucht werden, z.B. durch ergänzende Untersuchung einer ähnlichen oder vereinfachten Fragestellung, für die experimentelle Daten vorliegen. Es darf nicht übersehen werden, daß jede Simulation nur eine näherungsweise Beschreibung der realen Verhältnisse gestattet. Selbst wenn Trends und Abhängigkeiten der untersuchten Größe von bestimmten Faktoren überzeugend dargestellt werden, wie z.B. die Abhängigkeit der mit einem Kalorimeter sichtbaren Energie von der Primärenergie des nachgewiesenen Teilchens, so wird man doch den simulierten Absolutwerten erst nach dem Vergleich mit experimentellen Daten trauen.

Aufbauend auf diesen allgemeingültigen Überlegungen soll nun etwas spezieller auf die Optimierung der einzelnen Parameter eingegangen werden:

Falls die Verteilung der untersuchten Größe von Interesse ist, empfiehlt es sich, die niedrigen Werte von AE und AP beizubehalten, da die durch Zufallszahlen bestimmte Simulation der einzelnen Wechselwirkungen deren natürliche Fluktuationen widerspiegelt. Der quasi-kontinuierliche Energieverlust wird von EGS nicht variiert, sein Betrag ist für feste Schrittlängen und Energien immer gleich groß. Die benötigte CPU-Zeit zeigt bei sehr kleinen ESTEPE-Werten nur noch eine schwache AE-Abhängigkeit, da in dem Maße, wie mit höheren Werten von AE durch seltener auftretende diskrete Wechselwirkungen Rechenzeit gespart wird, die zulässige Schrittlänge infolge des größeren quasi-kontinuierlichen Energieverlustes sinkt. Die Zahl der Schritte, die benötigt wird, um ein Elektron von einem Punkt zu einem anderen zu transportieren, erhöht sich also bei großem AE und gleichzeitig sehr kleinem ESTEPE und kann den erhofften Zeitgewinn zunichte machen.

Ein erhebliches Einsparpotential in Bezug auf den CPU-Zeitverbrauch beinhaltet dagegen der Parameter ECUT. Sein Wert ist sicherlich dann nicht zu groß gewählt, wenn die Elektronen bei $E=ECUT$ nur noch eine Restreichweite haben, die klein ist gegen die Dicke der Schicht, in der sie sich befinden. In diesem Fall wirkt sich der Fehler, der durch das Deponieren der gesamten Restenergie an Ort und Stelle auftritt, nur wenig auf die Höhe der gesamten in der Schicht deponierten Energie aus. Selbst wenn die obengenannte Bedingung nicht mehr erfüllt ist, hat das nicht unbedingt eine Verfälschung des Ergebnisses zur Folge, da in erster Näherung in den einzelnen Schichten jeweils der gleiche Energiebetrag zuviel deponiert wird.

Mit steigender Ordnungszahl Z des Mediums aber steigt auch die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron in der betreffenden Schicht unter ECUT fällt. Sind die Ordnungszahlen zweier benachbarter Medien unterschiedlich, so wird die in den jeweiligen Schichten deponierte Energie zum Medium mit höherem Z verschoben. Den gleichen Effekt verursacht ein in zwei benachbarten Schichten unterschiedlich hoher Wert von ECUT, in diesem Fall steigt die in dem Medium mit höherem ECUT deponierte Energie auf Kosten des in der angrenzenden Schicht deponierten Anteils.

Die Vorgehensweise zur Optimierung des ECUT-Wertes ist also die folgende: Ausgehend von dem niedrigstmöglichen Wert wird ECUT solange vergrößert, bis sich der Wert der untersuchten Größe unzulässig stark ändert. Ist diese Größe der Mittelwert einer Verteilung, so kann man in der Regel sehr viel höhere ECUT-Werte zulassen, als wenn nach der Breite dieser Verteilung gefragt wird. Ein Beispiel kann diesen Sachverhalt illustrieren: Wählt man in dem untersuchten Si/Cu-Kalorimeter einen unverhältnismäßig hohen Wert von ECUT = 10 MeV statt ECUT=10 keV, so wird die Energie in den Siliziumschichten überwiegend in diskreten Peaks deponiert, deren Abstand ~ 10 MeV beträgt. Man erhält also eine völlig unrealistische Verteilung der sichtbaren Energie, der zugehörige σ -Wert beträgt $81\% \times \sqrt{E}$ und liegt damit viel höher als der experimentelle Wert (25%) oder der mit ECUT=100 keV simulierte Wert von 24%.

Kann auf eine Behandlung der Elektronen $< \sim 200$ keV nicht verzichtet werden, bietet ein variabler, reichweitenabhängiger CUT die Möglichkeit, deren Simulation nur an den Stellen durchzuführen, die für die untersuchte Fragestellung von Interesse sind. In größerer Entfernung von diesen Bereichen wird die Verfolgung des betreffenden Elektrons abgebrochen.

Der Wert dieses vom Verfasser in den EGS-Code implementierten VCUT-Parameters muß mit größerer Sorgfalt gewählt werden, als der entsprechende ECUT-Wert. Die Fehler, die bei dem Deponieren der gesamten Restenergie nicht zu vermeiden sind (hier in erster Linie durch nicht berücksichtigte Bremsstrahlung), werden nicht kompensiert durch entsprechende Fehler in den benachbarten Schichten. In den 400 μm dicken Siliziumdetektoren z.B. gibt es keine großen Entfernungen zu den Mediumsgrenzen, ein gesetztes VCUT wirkt sich nur im Absorber aus. Um den gewünschten Zeitgewinn auch realisieren zu können, ist es wichtig, den VCUT-Wert so zu wählen, daß der Vergleich zwischen Restreichweite des Elektrons und Entfernung zur nächsten Mediumsgrenze nicht zu oft ohne anschließendes Abbrechen der Spur durchgeführt wird.

Die Spurverfolgung von Photonen ist aufgrund des nicht vorhandenen Ionisationsverlustes weit weniger zeitaufwendig als die von Elektronen. Der Wert von PCUT kann deshalb zur Gewährleistung einer realistischen Behandlung der Photonenwechselwirkungen klein gewählt werden.

Nach Festlegung der Abschneideenergien ECUT und PCUT kann der Schrittlängenparameter ESTEPE dem simulierten Problem angepaßt werden. Hierzu wird, wie bereits oben erwähnt, der Wert von ESTEPE solange verringert, bis sich der Wert der untersuchten Größe nicht mehr ändert. Wenn das Ergebnis unabhängig ist von der Länge der Schritte, in denen EGS4 geladene Teilchen transportiert, hat die ungenau vorgenommene Weglängenkorrektur keinen Einfluß mehr auf die Simulation, das Tracking wird genauer.

Die zur Erfüllung dieser Bedingung erforderlichen ESTEPE-Werte sind bestimmt durch die Energie der Elektronen und die Eigenschaften des Materials, in dem sie transportiert werden. Mit größerem Z und kleinerer Energie gewinnt die Vielfachstreuung an Einfluß und die zulässigen Schrittlängen verkürzen sich. Die Bandbreite der "guten" ESTEPE-Werte reicht dementsprechend von 2% in Kohlenstoff ($Z=6$) bis zu 0.2% in Uran ($Z=92$).

Probleme kann in Materialien mit hoher Ordnungszahl Z die nur begrenzt anwendbare Moliere'sche Vielfachstreutheorie bereiten, auf deren Grundlage EGS4 die Änderung der Polarwinkel nach jedem Schritt berechnet. War dieser zu kurz, kann EGS4 keine Streuung durchführen und das Elektron wird in der alten Richtung weitertransportiert. Die Anzahl der nicht ausgeführten Streuungen wird vom Parameter NOSCOT festgehalten, der Benutzer kann durch dessen Überwachung die Einhaltung ausreichender Schrittlängen sicherstellen. Da die ESTEPE-Begrenzung zuerst die Schritte niederenergetischer Elektronen bis in den unzulässigen Bereich verkürzt, ist ein großer Wert von NOSCOT nicht zwingend mit einer Änderung der Simulationsergebnisse verbunden. Um den NOSCOT-Wert dennoch klein zu halten, ist es oft ausreichend, den ECUT-Wert leicht zu erhöhen, wenn ein kleines ESTEPE beibehalten werden soll.

EGS4 ist in der Lage, das reale Verhalten von Elektronen und Positronen mit großer Genauigkeit zu reproduzieren falls mit dem ESTEPE-Parameter extrem kleine Schritte für den Elektronentransport erzwungen werden. Weiterentwicklungen der Transportalgorithmen sollen diese Ergebnisse auch für größere Schritte ermöglichen und auf diese Weise den CPU-Zeitbedarf drastisch senken [BIE87]. Für bestimmte Fragestellungen, wie z.B. die Untersuchung des Reflexionsverhaltens von Elektronen an Oberflächen oder Grenzflächen zwischen zwei Medien, werden kleine Transportschritte jedoch unerlässlich bleiben.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit hat gezeigt, daß die Problematik dünner aktiver Schichten in siliziuminstrumentierten Sampling-Kalorimetern mit EGS4 bei sorgfältiger Wahl der Simulationsparameter beherrschbar ist. Eine realistische Behandlung von niederenergetischen Elektronen ist für diese Anwendung von besonderer Bedeutung.

Um die Qualität der EGS-Simulation in diesem Bereich zu prüfen, wurde das Verhalten niederenergetischer Elektronen in einfachen Geometrien untersucht. Die Simulationen ergaben eine ausgezeichnete Übereinstimmung der EGS-Ergebnisse mit den zur Verfügung stehenden experimentellen Daten. Die empirisch bekannte Energie-Reichweiten-Beziehung für Elektronen konnte mit guter Genauigkeit reproduziert werden. Ferner gelang es ebenfalls, die Verteilung der von 1 MeV Elektronen in einer dünnen Siliziumschicht deponierten Energie in exakter Übereinstimmung mit einer entsprechenden Messung zu simulieren.

Die Simulation elektromagnetischer Schauer in einem mit Siliziumdetektoren bestückten Kalorimeter lieferte Informationen über den Einfluß der EGS-Parameter auf die sichtbare Energie und die Energieauflösung. Mit Hilfe der gefundenen Zusammenhänge konnten allgemeingültige Regeln zur Abstimmung der Simulationsparameter formuliert werden. Die korrekte Simulation des niederenergetischen Schaueranteils erfordert einerseits niedrige Werte für alle Parameter, ist aber andererseits aus diesem Grund extrem zeitaufwendig. Um den CPU-Zeitbedarf bei gleichbleibender Genauigkeit zu senken, wurde ein zusätzlicher, reichweitenabhängiger CUT für Elektronen in den EGS-Code implementiert. Er bietet die Option, die Spurverfolgung je nach Position und Energie eines Elektrons abubrechen, falls es das aktuelle Medium nicht mehr verlassen kann.

Für den Vergleich der durchgeführten, systematischen EGS-Untersuchungen mit experimentellen Resultaten standen mit zwei siliziuminstrumentierten Testkalorimetern gewonnene Ergebnisse zur Verfügung. Die Reproduktion der Ergebnisse eines Experimentes, bei dem das Ansprechverhalten dieser Testkalorimeter auf Elektronen der Energie 1-6 GeV untersucht worden war, gelang mit den angepaßten Parametern sehr gut.

Die während der Simulation aufgezeichneten Flußspektren zeigen, daß niederenergetische Elektronen in sehr viel größerem Maße zur Energiedeposition in den Siliziumdetektoren beitragen, als ihr seltenes Auftreten in einem durch diese Detektoren nicht gestörten Schauer vermuten läßt. Eine mögliche Ursache für diesen Sachverhalt liegt in der durch das Einfügen des Siliziums gestiegenen Wahrscheinlichkeit einer Reflexion der Elektronen an den Randschichten der Absorber.

Die im Experiment bei Einfügen von zusätzlichen G10-Schichten zwischen Absorber und Detektoren gemessene Reduktion der sichtbaren Energie wurde von EGS4 ebenso simuliert, einschließlich des bei rückwärtiger Positionierung der G10-Platten gegenüber frontaler Anordnung größeren Effektes. Ein grundlegendes Verständnis dieses Mechanismus ist insbesondere im Hinblick auf die Entwicklung kompensierender hadronischer Kalorimeter von Interesse, da durch die Reduktion des elektromagnetischen Signals das eigentlich unterschiedliche Ansprechen auf die rein hadronische und die elektromagnetische Komponente eines hadronischen Schauers korrigiert werden kann. Vorgeschlagen wurden in diesem Zusammenhang Kalorimeterstrukturen mit Kombinationen von Materialien niedriger und hoher Ordnungszahl als Absorber [BRÜ87]. Die zur Erklärung des Elektronenflusses aufgestellte These von durch die Siliziumdetektoren beeinflussten Reflexionswahrscheinlichkeiten ermöglicht ebenfalls eine Interpretation des G10-Effektes, die die von der Positionierung der G10-Schichten abhängige Signalreduktion mit einschließt.

Das MC-Simulationsprogramm EGS4 ist nach Anpassen der Parameter in der Lage, rein elektromagnetische Schauer in den vorgeschlagenen Geometrien mit mikroskopischer Genauigkeit zu simulieren, und so eine Bewertung ihrer Eigenschaften auch ohne Experiment zu ermöglichen. Aufgrund seiner anerkannt guten Qualität ist EGS4 in mehreren hadronischen SchauerCodes zur Simulation der elektromagnetischen Anteile implementiert worden, wenn auch teilweise nur in älteren Versionen. Simulationen mit EGS4 - ob allein stehend oder in Kombination mit anderen Programmen - werden also auch in Zukunft sowohl für das Verständnis der Energiedissipation in hadronischen Kalorimetern, als auch für deren instrumentelle Entwicklung, wichtige Beiträge leisten.

Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. Amaldi *Fluctuations in Calorimetry Measurements*,
Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [BAT70] G. Bathow et al.
Nuclear Physics B20 : 592 (1970)
- [BER89] M.S. Berger et al.
NIM 69 : 181 (1969)
- [BER83] M.S. Berger, S.M. Seltzer *Stopping Powers and Ranges of Electrons*,
NBSIR 82-2550-A (1982)
- [BET53] H.A. Bethe
Phys. Rev. 89 No. 6 : 1256 (1953)
- [BIE85] A.E. Bielajew, D.W.O. Rogers
Phys. Med. Biol., Vol. 30, No. 5 : 419 (1985)
- [BIE86] A.E. Bielajew, D.W.O. Rogers
NIM 318 : 165 (1987)
- [BIE87] A.E. Bielajew, D.W.O. Rogers
Int. School of Radiation Damage, Lecture 16, Prescana, Italy (1987)
- [BRA89] J. Brau *Workshop on Calorimetry for the SSC*,
Tuscalousa/ Alabama (1989)
- [BOR85] M. Bormann et al. *Test Measurements with a Silicon-Lead
Sandwich Calorimeter for Electromagnetic Showers*,
Nuclear Instruments and Methods A240, 63-68, 1985
- [BÖR85] M. Bormann et al.
NIM A 257 : 479 (1987)

- [BRÜ87] H. Brückmann et al. *On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters*, DESY 87-064, July 1987
- [BRU87] Rene Brun et al. *Geant3 User's Guide*, CERN DD/EE/84-1, September 1987
- [COO83] J. Cook *Mortrans User Guide*, Slac
- [DID80] A.N. Diddens et al. NIM 178 : 27 (1980)
- [EBE88] M. Eberle et al. XXIV. Int. Conf. on HEP, München 1988
- [ENG85] J. Engler NIM A 235 : 301 (1985)
- [FAB85] C.W. Fabjan *Calorimetry in High-Energy Physics*, CERN-EP/85-84 April 1985
- [FIS78] H.G. Fischer NIM 156 : 81 (1978)
- [FRE87] E. Fretwurst et al. *Technical Progress Report for the Development of the Plug Calorimeter*, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, September 1987
- [HAM64] J.M. Hammersley, D.C. Handcomb *Monte-Carlo-Methods*, Methuen & Co., London 1964
- [HEN78] Hengartner, Theodorescu *Einführung in die Monte-Carlo-Methode*, Carl Hanser Verlag, München Wien 1978
- [JOB88] P.K. Job et al. NIMA 271 : 442 (1988)

- [KLE87] K. Kleinknecht *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner 1987
- [KNO79] G.F. Knoll *Radiation Detection and Measurement*, Wiley and sons (1979)
- [LIN88] G. Lindström *Remarks on Application of Silicon-Detectors in HEP-Calorimetry and Development of Plug-Calorimeter*, I. Institut für Experimentaphysik, Universität Hamburg, Interner Bericht 1988
- [LIN89] G. Lindström et al. *MC-Simulations with EGS4 for Calorimeters with thin Silicon Detectors*, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1989)
- [LOH83] E. Lohrmann *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Teubner (1983)
- [LOH86] E. Lohrmann *Hochenergiephysik*, Teubner (1986)
- [LON75] E.Longo, J. Sestili, BNIM 128 : 283 (1975)
- [MES70] H. Messel, D.F. Crawford *Electron-Photon Shower Distribution Function*, Pergamon Press, (1970)
- [MOL47] G.Moliere, Zeitschrift für Naturforschung 2a : 133 (1947)
- [MOL48] G.Moliere, Zeitschrift für Naturforschung 3a : 78 (1948)
- [NAG64] H.H. Nagel *Die Berechnung von Elektron-Photon-Kaskaden in Blei mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode*, Dissertation, Bonn 1964
- [NEL85] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers *The EGS4 Code System*, SLAC-265, Stanford 1985

- [PAR88] Particle Data Group *Review of Particle Properties*,
Physics Letters B, Volume 240, April 1988
- [PER87] D.H. Perkins *Introduction to High Energy Physics*,
Addison Wesley Publishing Company, 1987
- [PES88] J. del Peso, E. Ros *On the Energy Resolution of Electromagnetic
Sampling Calorimeters*, DESY 88-094, July 1988
- [ROG85] D.V.O. Rogers *Low energy electron transport with EGS*,
NIM 227 A, 1985
- [ROS41] B. Rossi, Greisen,
Rev. of Mod. Physics 13 : 267 (1941)
- [SCO63] W.T. Scott,
Rev. of Mod. Physics No. 2 :231 (1963)
- [SIC89] SICAPO Collaboration *Silicon Sampling Hadronic Calorimetry:
a tool for experiments at the next generation colliders*,
CERN-EP 89-28, Februar 1989
- [TAB72] T. Tabata et al.
NIM 103 : 85 (1972)
- [WIG87] R. Wigmans *On the Energy Resolution of Uranium and other
Hadron Calorimeters*,
Nuclear Instruments and Methods A259, 339-429, Februar 1987
- [WIL39] E.J. Williams, Proc. Roy. Soc. 169 (1939)
- [YAN51] C.N. Yang
Physical Review 84, 1951

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bedanken bei

- Prof. Dr. G. Lindström für die interessante Aufgabenstellung, die vielen gegebenen Anregungen und für seine ständige Ansprechbarkeit,
- Dr. V. Riech für die Ratschläge und Tips während meiner Entwicklung zum "Simulanten",
- Dr. E. Fretwurst für seine Teilnahme an unseren Gesprächsrunden,
- Ingo Fedder für die vielen fachlichen und privaten Gespräche,
- Mattias Seidel für das gemeinsam bewältigte Studium,
- und meinen Eltern, die mir dies Alles überhaupt ermöglicht haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, diese Arbeit selbständig und nur mit Hilfe der angegebenen Mittel erstellt zu haben.