

N 4  
1065

Bibliothek der  
Physikalischen Institute  
Hamburg 36, Jungferstraße 9

**SIMULATIONEN  
SILIZIUMINSTRUMENTIERTER  
SANDWICHKALORIMETER  
MIT GEANT3**

**MATTIAS SEIDEL**

**DIPLOMARBEIT**

**VORGELEGT AM FACHBEREICH PHYSIK**

**DER UNIVERSITÄT HAMBURG**

**20. MÄRZ 1989**

## Inhaltsverzeichnis

0. Einleitung .....	1
1. Monte-Carlo-Simulationen .....	4
1.1. Methode und Anwendungen .....	4
1.2. Statistische Grundlagen .....	4
2. Physikalische Prozesse der Schauerentwicklung .....	6
2.1. Allgemeines .....	6
2.2. Elektromagnetische Schauer .....	7
2.3. Hadronische Schauer .....	9
3. Kalorimeter in der Hochenergiephysik .....	11
3.1. Übersicht und Aufgabenbereiche .....	11
3.2. Eigenschaften von Samplingkalorimetern .....	12
3.3. Energieauflösung und $\pi^0$ -Fluktuationen .....	17
3.4. Silizium als Auslesematerial .....	19
4. Das Programmpaket GEANT3 .....	21
4.1. Simulationskonzept und Simulationsparameter .....	21
4.2. Programmschema .....	24
5. Elektromagnetische Simulationen .....	34
5.1. Besondere Problemstellung bei Silizium-Auslese .....	26
5.2. Simulationen niederenergetischer Elektronen in einzelnen Si-Detektoren - Gründe für GEANT3-Modifikation .....	27
5.3. Simulation eines elektromagnetischen Kalorimeters - Vergleiche mit Experiment und EGS4 .....	33
6. Hadronische Simulationen .....	34
6.1. Teilchenflußspektren .....	34
6.2. Energiedepositionsspektren .....	38
6.3. Schauerentwicklung .....	40
6.4. Samplingfraction, Energieauflösung und e/h-Verhältnis .....	48
7. Zusammenfassung und Ausblick .....	54
Literaturverzeichnis	
Danksagung	

## 0. Einleitung

In der Hoffnung, wirklich elementare Elementarteilchen und eine einheitliche Theorie zur Beschreibung ihrer Wechselwirkungen zu finden, werden immer grössere Teilchenbeschleuniger gebaut oder geplant. Informationen werden gewonnen durch Messung der Eigenschaften von Sekundärprodukten, die bei den Kollisionen der erzeugten hochenergetischen Teilchen entstehen. Die Anforderungen an die Meßgeräte, die dieses leisten sollen, steigen mit der Leistung der Beschleuniger. Komplexe Apparaturen aus vielen spezialisierten Einzelkomponenten sind erforderlich, um die Vielfalt der interessierenden Größen zu messen.

Die (hadronischen) Kalorimeter zur Bestimmung der Energie von Sekundärprodukten durch deren totale Absorption haben dabei stark an Bedeutung gewonnen. In Kalorimetern wird die sehr hohe Energie eines einzelnen Primärteilchens oder eines bei der primären Reaktion entstehenden "Jets" in einer Kaskade auf eine große Zahl von Teilchen verteilt. Die Bestimmung der Gesamtenergie geschieht durch Phänomene, die im Zusammenhang mit der Anregung und Ionisation der Materie stehen, sie verläuft also letztlich über Sekundärteilchen im Bereich atomarer Bindungsenergien. Kalorimeter dienen jedoch nicht nur zur Bestimmung der Energie, sondern werden auch eingesetzt zur Messung von Position, Flugrichtung oder Art von Teilchen. Da der zugrunde liegende Prozeß statistischer Natur ist, wird die relative Energieauflösung prinzipiell umso besser, je höher die zu messende Energie wird. Dies gilt exakt für elektromagnetische Schauer, bei hadronischen Schauern nur dann, wenn das Kalorimeter ein  $e/h$ -Verhältnis von eins aufweist.

Gegenwärtig werden in der Hochenergiephysik (HEP) fast nur sogenannte *Sampling-Kalorimeter* verwendet. Sampling-Kalorimeter bestehen aus sich abwechselnden "passiven" und "aktiven" Schichten, die sich die Aufgaben der Absorption und Detektierung der Energie teilen. So wird über die Tiefe des Kalorimeters in regelmäßigen Abständen ein Teil der Energiedeposition in ein meßbares Signal umgewandelt, der in seiner Summe in einem festen Verhältnis zur Energie des Primärteilchens steht. Diese Anordnung hat neben finanziellen Vorteilen den Vorzug, dem Experimentator größere Freiheiten zur Optimierung für eine der genannten Anwendungen zu lassen. Insbesondere können so vollständig kompensierende Kalorimeter ( $e/h=1$ ) hergestellt werden, was mit zunehmender Teilchenenergie für die Energieauflösung immer wichtiger wird. Auch zeichnen sich solche Kalorimeter durch kompaktere Bauweise gegenüber solchen aus vollständig aktivem Material aus. Besonders kompakt lassen sich Kalorimeter ausführen, in denen Absorbermaterialien hoher Kernladungszahl mit sehr dünnen Si-Detektoren als Auslese-Material kombiniert werden.

Si-Detektoren werden in der HEP bisher vor allem als Vertex-Detektoren oder zur Verbesserung der Teilchenidentifikation eingesetzt. Ihre Anwendung in Kalorimetern wird erst in neuester Zeit diskutiert. Die Forschergruppe, in der die vorliegende Diplomarbeit angefertigt wird, hat Entwicklung, Bau und Test des PLUG-Kalorimeters für das HI-Experiment bei HERA übernommen. Es wird eines der ersten mit Siliziumdetektoren instrumentierte Kalorimeter sein, daß in einem HEP-Experiment eingesetzt wird. Die Untersuchung der Eigenschaften eines solchen Kalorimeters ist daher von besonderem Interesse.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Möglichkeit, durch Computersimulationen diese Eigenschaften vorherzusagen. Für diese Art von Simulationen hat sich die *Monte-Carlo-Methode* durchgesetzt, ein auf stochastischen Prinzipien beruhendes Verfahren, bei der Zufallszahlen dazu dienen, das auf analytischem Wege nicht lösbare Problem möglichst realitätsnah zu simulieren. Gegenüber herkömmlichen Kalorimetertypen bergen siliziuminstrumentierten Kalorimeter bei dieser Aufgabe besondere Schwierigkeiten.

Ein sehr weit entwickeltes Programmpaket stellt GEANT3 [BRU87] dar. Dieser von der *Data Division*-Gruppe des CERN unter Leitung von Rene Brun entwickelte Code ermöglicht es dem Benutzer durch das Schreiben einiger - im Vergleich zum Gesamtpaket sehr kleiner - Unterprogramme, hadronische Schauer in einer von ihm festgelegten geometrischen Konfiguration zu simulieren. Dabei werden alle relevanten physikalischen Prozesse im Bereich einiger keV bis TeV berücksichtigt, wobei der Anwender aber - im Gegensatz zum Experiment - Zugriff auf alle während der Simulation erzeugten Daten hat.

Wie bei vielen Modellen kommt man auch hier nicht ohne Vereinfachungen aus. Wie stark und in welcher Art das wirkliche Geschehen idealisiert werden kann, ist abhängig von der Fragestellung, die man dabei verfolgt. Eine für GEANT neue Anwendung ist die Simulation so dünner Schichten, wie sie bei silizium-instrumentierten Sandwichkalorimetern vorliegen. Zu beantworten war also die Frage, ob es durch geschickte Wahl der Simulationsparameter möglich wäre, den in der Natur ablaufenden Vorgängen hinreichend nahe zu kommen, um die interessierenden Fragen korrekt zu beantworten. Die Behandlung von (für HEP-Physiker) niederenergetischen Teilchen ist dabei besonders wichtig, denn deren Reichweiten sind hierbei nicht mehr klein gegenüber den dünnen Siliziumdetektoren.



Da die Anwendung von Silizium in hadronischen Kalorimetern ganz neu und noch in der Entwicklung befindlich ist, wurden für erste Untersuchungen dieser Frage rein elektromagnetische Kalorimeter studiert. Hier liegen einerseits zuverlässige experimentelle Daten vor, andererseits können auf diesem Gebiet auch Vergleiche mit dem bekanntermaßen auch bei dünnen Schichten korrekte Ergebnisse liefernden Programmpaket EGS4 [FOR85] gezogen werden. Obwohl in der Behandlung von elektromagnetischen Schauern zwischen EGS4 und GEANT3 viele Ähnlichkeiten bestehen, verhinderten doch einige Unterschiede die Reproduktion der EGS4-Ergebnisse. So wurde erst durch Änderungen im eigentlichen Source-Code eine bessere Übereinstimmung zwischen simulierten Daten einerseits und experimentellen Ergebnissen bzw. EGS4-Simulationen andererseits erreicht.

Erst dann schien der Versuch der Simulation eines siliziuminstrumentierten hadronischen Kalorimeters erfolgversprechend. Zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit werden noch keine solchen Kalorimeter im hadronischen Bereich eingesetzt. Obwohl diese demnächst in verschiedenen HEP-Experimenten zum Einsatz kommen werden, wird hier nicht die Simulation eines realistischen Aufbaus angestrebt, denn erste experimentelle Ergebnisse werden erst nach Beendigung dieser Arbeit vorliegen. Stattdessen werden anhand der Simulation von hadronischen Schauern in einer stark idealisierten Geometrie grundsätzliche Erkenntnisse über die Eigenschaften solcher Kalorimeter gewonnen.

Um die Funktionsweise eines Kalorimeters besser zu verstehen, ist es von Nutzen, die Zusammensetzung der entstehenden Schauer zu kennen. Dabei ist es nicht primär wichtig, etwas über die Entstehungsraten der einzelnen Teilchen zu wissen, sondern vielmehr ist interessant, wie häufig welche Teilchen mit welcher Energie in die aktiven Schichten gelangen und wieviel ihrer Energie sie dort deponieren.

Die longitudinale und laterale Schauerentwicklung ist bei siliziuminstrumentierten Kalorimetern durch das Auslesematerial nur wenig gestört. Sie ist unmittelbar mit der Frage nach den notwendigen Abmessungen eines Kalorimeters verbunden.

Eine wesentliche experimentelle Erfordernis ist die Energieeichung eines Kalorimeters. Hier bietet Silizium besondere Vorteile, die es ermöglichen, eine absolute Energieeichung vorzunehmen. Darum ist die Frage nach dem Absolutwert der *Sampling-fraction* eines Kalorimeters auch bei den Simulationen von Interesse.

Für die bei hadronischen Schauern über die intrinsischen Schauerfluktuationen hinaus eingeschränkte Energieauflösung aufgrund des schwankenden elektromagnetischen Anteils ist die Abweichung des  $e/h$ -Verhältnisses von eins verantwortlich. Dieses Verhältnis der Kalibrierungskonstanten bei elektronischen und hadronischen Schauern soll untersucht werden.

# I. Monte-Carlo-Simulationen

## I.1. Methode

Die Monte-Carlo-Methode ist ein numerisches Verfahren zur Simulation von Systemen mit vielen Freiheitsgraden. Sie ist anwendbar, wenn es gelingt, jedem dieser Freiheitsgrade eine Wahrscheinlichkeitsverteilung zuzuordnen. Dann dienen entsprechend deren Dichten verteilte Zufallszahlen dazu, den Gesamtzustand des Systems zu simulieren. Das bedeutet, daß aufgrund der gewonnenen *Stichprobe* des gesamten stochastischen Systems Lösungen der bestehenden Probleme durch statistische Analysen geschätzt werden können.

Diese etwas abstrakte Formulierung ist notwendig, da Monte-Carlo-Simulationen bei der Lösung sehr verschiedenartiger Probleme eingesetzt werden. So können sie auch bei deterministischen Problemen wie der Lösung von Differentialgleichungssystemen zum Einsatz kommen. Dann muß erst ein stochastischer Prozeß gefunden werden, der die gesuchte Lösung als Parameter enthält. Ist das Problem - wie im Fall der Wechselwirkung von Elementarteilchen mit dichter Materie - an sich schon statistischer Natur, entfällt dieser Schritt.

Die notwendigen Wahrscheinlichkeitsverteilungen der grundlegenden Prozesse sind häufig elementarer Natur und einer analytischen Behandlung zugänglich. Auch können experimentell bestimmte Daten oder vereinfachte Modellsysteme die notwendigen Wahrscheinlichkeitsverteilungen liefern. Auf deren Basis liefert die Monte-Carlo-Methode dann - eingeschränkt durch die zur Verfügung stehende Rechenzeit - beliebig genaue Ergebnisse.

Es kann für theoretische Überlegungen von erheblichem Wert sein, daß während der Simulation Zugriff auch auf mikroskopische Informationen möglich ist, wogegen Experimente unmittelbar nur makroskopische Informationen abgeben. Alleine schon die Betrachtung der gewonnenen Stichproben kann die Aufstellung neuer Hypothesen oder experimenteller Ideen anregen.

## I.2. Statistische Grundlagen

Für die in großer Anzahl benötigten Zufallszahlen wurden - wie es der Name erraten läßt - in der Entstehungsphase der Monte-Carlo-Methode die tabellierten Ergebnisse von Glücksspielen genutzt. Seitdem haben sich, durch den Einsatz von Rechenanlagen ermöglicht, deterministische Methoden zur Beschaffung dieser Zahlenreihen durchgesetzt. Erst damit war es möglich, die Monte-Carlo-Methode zu einem derart machtvollen und vielbenutzten Werkzeug für Experimentalphysiker und Theoretiker zu machen. Heute dient eine Iterationsvorschrift dazu, eine Folge von Zahlen zu erzeugen, die bestimmte Test auf ihre "Zufälligkeit" bestehen muß. Es sind solche *Zufallsgeneratoren* entwickelt worden, die alle erdachten Test dieser Art bestehen, und sich durch sehr lange Perioden auszeichnen (bis zu  $2^{144}$ ).

So hat man einerseits die Möglichkeit, zwei Simulation mit dem exakt gleichen Satz von Pseudozufallszahlen auszuführen, andererseits ist durch die lange Periode gesichert, daß die Statistik einer langen Reihe von Simulationen nicht durch Wiederholungen verfälscht wird.

Im allgemeinen Fall ist man an Verteilungsfunktionen der das simulierte System beschreibenden Größen interessiert. Das bedeutet, daß aus der endlichen Anzahl der konkret vorliegenden Daten einer Simulationsreihe - der Stichprobe  $\{x_i : i=1, N\}$  - Hypothesen über die zugrundeliegenden Verteilungen aufgestellt und mit statistischen Methoden überprüft werden müssen.

Der Aufwand kann erheblich reduziert werden, wenn die Art der Verteilung und damit die mathematische Beschreibung bekannt ist. So handelt es sich bei den in dieser Arbeit vorkommenden Verteilungen meistens in guter Näherung um die *Gauß-* oder *Normalverteilung*  $N(\mu, \sigma^2)$ , bei der die Zufallsvariable  $x$  verteilt ist nach:

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

Dann ist das Problem auf die Schätzung des Mittelwertes  $\mu$  und der Varianz  $\sigma^2$  reduziert. Die beste Schätzung des Mittelwertes  $\mu$  ist trivialerweise der mittlere Wert  $\bar{x} = \frac{1}{N} \sum x_i$  der Stichprobe. Die Varianz  $\sigma^2$  wird am besten geschätzt durch  $s^2 = \frac{N}{N-1}$  mit der Standardabweichung  $s^2 = \frac{1}{N} \sum (x_i - \bar{x})^2$  der Stichprobe. Die Mittelwerte  $\mu_n$  von Stichproben der Mächtigkeit  $n$  sind (bei fast beliebiger Verteilungsfunktion für  $x$ ) normalverteilt mit einer Varianz von  $\sigma_m^2 = \frac{1}{(n-1)} s^2$ . Der *Standardfehler des Mittelwertes* ist daher  $\sigma_m = s/\sqrt{n-1}$ . Unter Verzicht auf einen  $X^2$ -Test kann man für den relativen Fehler bei der Schätzung von  $\sigma$  näherungsweise  $1/\sqrt{2n}$  angeben.

## 2. Physikalische Prozesse der Schauerentwicklung

### 2.1. Allgemeines

Alle hochenergetischen Teilchen, die entweder elektromagnetisch und/oder stark wechselwirken, lösen beim Durchgang durch Materie sogenannte *Schauer* aus. Damit ist gemeint, daß sie ihre Energie auf eine größere Zahl von Sekundärteilchen verteilen, die nachfolgend diese Energie in derselben Materie deponieren. Die Potenzierung der Teilchenzahl erfolgt bei elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen über die Iteration von Bremsstrahlung und Paarbildung, während Hadronen in komplexen Reaktionen mit Nukleonen vielfältige Sekundärprodukte erzeugen. Deponiert wird die Energie hauptsächlich durch Ionisation und Anregung von Atomen, was bedeutet, daß letztlich nur geladene Teilchen diese Aufgabe übernehmen können. Diesem *Kollisionsverlust* liegen je nach Teilchenart verschiedene Streuprozesse an den Hüllenelektronen zugrunde. Trotz teilweise recht unterschiedlicher Wirkungsquerschnitte hat doch der mittlere Wert des auch *Bremsvermögen* genannten Wertes von  $dE/pdx$  einige allen Teilchen gemeinsame Charakteristika, die in der *Bethe-Bloch-Formel* Ausdruck finden [PER88] [THÜ74]:

- Als Funktion der Geschwindigkeit des Teilchens ausgedrückt, besteht keine Abhängigkeit des Bremsvermögens von der Teilchenmasse.
- Durch die Normierung auf die Dichte  $\rho$  des Materials bleibt nur eine schwache Materialabhängigkeit.
- $dE/pdx$  variiert mit  $1/v$  für den Geschwindigkeitsbereich  $1 \gg \beta \gg 1/137$ . Darunter gelten kompliziertere Abhängigkeiten mit näherungsweise linearem Anstieg bei ganz kleinen Energien.
- Nach einem Minimum bei  $\gamma = E/mc^2 \approx 3$  folgt ein langsamer Anstieg, der bei Festkörpern durch Polarisierungseffekte begrenzt ca. 10 % über dem Minimalwert einem asymptotischen Wert zustrebt.

Der Wert des Energieverlustes variiert bei Übergang zwischen verschiedenen Teilchenarten um nicht mehr als 10%.

Die Energieverteilung der Elektronen, an denen dabei gestreut wurde, hat ungefähr die Form  $dN/dE' \sim 1/E'^2$  [PER88]. Solche Elektronen, die hochenergetisch genug sind, um ihrerseits weitere Atome zu ionisieren, werden  *$\delta$ -Elektronen* genannt. Ist die übertragene Energie kleiner, wird nur das betreffende Atom ein- oder mehrfach ionisiert oder in einen angeregten Zustand gehoben. In Festkörpern kann es zur Anregung von Gitterschwingungen (Phononen) kommen.

Der Mittelwert des Energieverlustes wird bei Durchdringung dünner Schichten in Einzelfällen durch die Erzeugung hochenergetischer  $\delta$ -Elektronen beträchtlich überschritten. Die sich in diesem Fall ergebende Verteilung mit einem langem Ausläufer zu hohen Werten hin heißt *Landauverteilung*.

Die elastische Streuung geladener Teilchen an Atomkernen ist von Bedeutung für die laterale Aufweitung des Schauers. Für die elementaren Streuprozesse erhält man die Wirkungsquerschnitte aus der Rutherford'schen Streuformel. Es wurden bereits erhebliche Anstrengungen unternommen, um die Winkelablenkung nach einer großen Anzahl solcher elementaren Streuprozesse in einer Schicht Materie analytisch zu bestimmen. Die Moliere'sche Theorie des *Multiple-Scattering* liefert die Standardabweichung der Winkelverteilung eines Teilchens mit Impuls  $p$  und Geschwindigkeit  $v$  nach einer Wegstrecke  $x$  in Materie der Strahlungslänge  $X_0$  [PER88]:

$$\sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} = \frac{E_g}{pv} \sqrt{x/X_0} \quad E_g = \sqrt{4\pi \times 137} \times m_e c^2 = 21.2 \text{ MeV}$$

Die Form der Verteilung ist annähernd gaußförmig mit einem Ausläufer zu großen Winkeln hin, da einzelne Streuprozesse mit kleinem Stoßparameter und damit großem Streuwinkel vorkommen können, während der "Normalfall" eine Überlagerung sehr vieler kleiner Streuwinkel ist. Weil außer der Winkelablenkung durch die vielen Streuprozesse auch ein Lateralversatz und eine Wegverlängerung stattfinden, für die quantitative Vorhersagen nur schwer möglich sind, ist es sinnvoll, den Anwendungsbereich auf möglichst kleine Streuwinkel zu beschränken. Dann sind solche Korrekturen noch weitgehend zu vernachlässigen.

## 2.2. Elektromagnetische Schauer

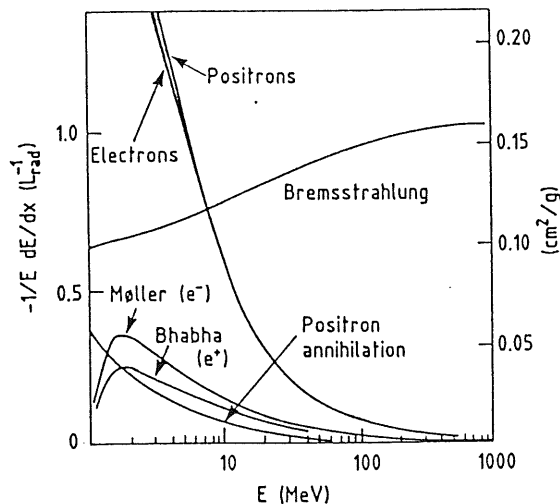


Bild 2.1.: Verschiedene Beiträge zum Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei. (Review of Particle Properties, April 1982)

Zur Zeit muß man sich damit begnügen, daß in allen Theorien eine künstliche Trennung zwischen Einzel-, Mehrfach-, Vielfachstreuung einerseits und dem Energieverlust andererseits vorgenommen wird.

Die Wechselwirkung, die für die Ausbildung elektromagnetischer Schauer relevant ist, stellt auch die zur Zeit am besten erforschte dar. In der Quantenelektrodynamik steht eine relativ geschlossene Theorie zur Verfügung, die im Rahmen der bisher erreichten Genauigkeit experimentelle Ergebnisse exakt vorhersagen kann. Trotzdem ist der Durchgang von hochenergetischen Elektronen durch Materie ein bislang analytisch nicht gelöstes Problem. Auf kaum einem anderen Gebiet der Physik wurde versucht, ein Phänomen in so vielen verschiedenen Ansätzen unter so vielen Näherungen und Vernachlässigungen zu beschreiben.

Stark inelastische Streuungen im Coulombfeld des Kernes oder der Hüllenelektronen sind die Ursache der *Bremsstrahlung*. Zur Erhaltung von Impuls und Energie gibt das Elektron im Kernfeld ein virtuelles Photon ab und strahlt dabei elektromagnetische Energie ab. Das Spektrum der erzeugten Photonen hat näherungsweise die Form  $dN/dE \sim E^{-1}$ . Der Polarwinkel, unter dem sie emittiert werden, ist  $\Theta \sim p_e/m_e$  [PER88].

Der über die Energie der Photonen integrierte *Strahlungsverlust* ist proportional zur Energie des Elektrons [PER88]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} = -\frac{E}{X_0}$$

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z(Z+1)r_e^2 N_0}{137A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)$$

Die Konstante  $X_0$  heißt *Strahlungslänge* und ist die Länge, nach der die mittlere Energie  $E$  eines Elektronenstrahls auf das  $1/e$ -fache seines Anfangswertes  $E_0$  abgefallen ist.

Als *kritische Energie*  $\epsilon$  wird das Produkt aus Strahlungslänge  $X_0$  und minimalen Energieverlust  $dE/dx$  eines Elektrons bezeichnet. Sie ist ungefähr gleich der Energie, bei der Energieverlust durch Bremsstrahlung und durch Kollision gleich groß sind. Ihre Größe ist näherungsweise durch  $\epsilon = 550 Z^{-1} \text{ MeV}$  gegeben [AMA81] (Fehler kleiner als 10% für  $Z \geq 13$ ).

Gammaquanten werden beim Durchgang durch Materie mittels dreier Mechanismen absorbiert. Jeder dieser Effekte ist in einem Energiebereich dominant. Aufgrund ihrer sehr verschiedenen Abhängigkeiten von der Kernladungszahl  $Z$  variieren diese Bereiche mit  $Z$ . Im oberen Energiebereich konvertieren Photonen hauptsächlich mit einem ab 1 GeV annähernd konstanten Wirkungsquerschnitt über *Paarbildung* in Elektron-Positron-Paare. Um der Impuls- und Energieerhaltung zu genügen, wird dabei ein virtuelles Photon mit einem geladenen Teilchen ausgetauscht. Das kann entweder ein Atomkern oder ein Hüllenelektron sein, wobei aber die Paarbildung im Kernfeld den wesentlichen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt trägt. Wegen der quantenelektrodynamischen Verwandtschaft von Bremsstrahlung und Paarbildung als zwei verschiedene "Kanäle" desselben Feynman-Graphen verwundert es nicht, daß die mittlere *Konversionslänge* der Strahlungslänge mit  $9/7X_0$  sehr nahe kommt. Obwohl Paarbildung bereits ab der für die erzeugten Ruhemassen benötigten Schwellenenergie von  $2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$  möglich ist, überwiegt bis zu einer Energie von einigen MeV der *Comptoneffekt*, aus dem ein neues Photon hervorgeht, dessen Energie um den auf ein Hüllenelektron übertragenen Betrag vermindert ist. Die Photonenenergie, unterhalb der der Comptoneffekt durch den *Photoeffekt* als wichtigster Beitrag abgelöst wird, wächst mit  $Z$  von ca. 10 keV bei Wasserstoff bis ca. 1 MeV bei Uran, da der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation durch Gammaquanten mit einer Potenz im Bereich zwischen 4 und 4.5 von  $Z$  abhängt.

Vereinfachend kann ein elektromagnetischer Schauer in zwei Stadien aufgeteilt werden:

1. Oberhalb von 1 GeV liegen die Wirkungsquerschnitte von Bremsstrahlung und Paarbildung nahe bei ihren asymptotischen Werten. Die Längenskala beider Prozesse ist ungefähr die Strahlungslänge. In diesem Energiebereich potenziert das abwechselnde Auftreten der beiden Effekte die Anzahl der Teilchen und verteilt dabei die Primärenergie.
2. Die individuelle Energie der Teilchen wird immer kleiner, und andere Effekte gewinnen an Wichtigkeit. Insbesondere für die Elektronen/Positronen trägt die Energiedissipation durch Ionisation entscheidend dazu bei, die Anzahl der Schauerteilchen wieder zu vermindern, bis der Schauer zum Erliegen kommt.

Für eine analytische Beschreibung des longitudinalen Schauerprofils hat sich die *Gammaverteilung*

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{t^\alpha e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha+1)} \quad t = x/X_0$$

bewährt, wobei die Normierung auf die Strahlungslänge durch den unter 1. beschriebenen Sachverhalt motiviert ist, und eine relativ gute Materialunabhängigkeit bewirkt.

### 2.3. Hadronische Schauer

Während bei den elektromagnetischen Schauern im wesentlichen zwei elementare Prozesse für die Teilchenmultiplikation verantwortlich waren, ist bei hochenergetischen Hadronen (z.B. p, n,  $\pi^\pm$ ) Bremsstrahlung wegen der hohen Masse zu vernachlässigen. Der Mechanismus der Teilchenmultiplikation, wie er bei elektromagnetischen Schauern abläuft, funktioniert deshalb primär nicht. Er wird ersetzt durch die in zwei Schritten ablaufende *Spallation*. Diese ist ungleich komplexer und in keiner Theorie geschlossen zu beschreiben. Es kommen Hunderte von verschiedenen Reaktionen mit vergleichbaren Wahrscheinlichkeiten vor [WIG87]. Dabei kann auch ein Teil der Energie auf nur elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen übertragen werden, so daß der Mechanismus von abwechselnder Bremsstrahlung und Paarbildung für diesen Beitrag doch noch ablaufen kann.

Eine *intranukleare Kaskade* entsteht durch inelastische Streuung eines in einen Kern eindringenden Hadrons an einem der Nukleonen. Diese erfolgt quasifrei, da deren Bindungsenergien sehr viel kleiner als die kinetische Energie des Primärteilchens sind. Die *Inelastizität* bei diesen Reaktionen liegt typischerweise in der Nähe von 0.5, d.h. ungefähr die halbe Energie des Primärteilchens wird für Ruhemasse und kinetische Energie der Sekundärprodukte "verbraucht" [AMA81]. Die Multiplizität ist dabei kaum von der Art des Primärteilchens abhängig und proportional zu  $A^{0.1} \ln(E[\text{GeV}])$ , steigt also nur langsam mit dessen Energie und der Massenzahl A des Targets [AMA81]. Der mittlere Transversalimpuls der erzeugten Teilchen beträgt  $\langle p_t \rangle \approx 0.35 \text{ GeV}/c$  [FAB85].

In ähnlicher Weise wiederholt sich dieser Vorgang mit den erzeugten Teilchen solange, bis die Energie zu klein dafür wird, oder die Teilchen den Kern verlassen. Andere werden eingefangen, wenn ihre Energie nicht ausreicht, um dem Potentialtrichter des Kernes zu entkommen. Dann wird ein hochangeregter *Compound*-Kern gebildet.

Dieser emittiert in einem zweiten Schritt der *Evaporation* einige Nukleonen, um zu einer stabilen Konfiguration zu gelangen. Aufgrund der für Protonen oder  $\alpha$ -Teilchen vorhandenen Coulomb-Barriere werden hauptsächlich freie Neutronen entstehen. Im Gegensatz zu den in der ersten Phase erzeugten Teilchen haben diese keine "Erinnerung" mehr an die Flugrichtung des Primärteilchens und weisen daher eine isotrope Impulsverteilung auf. Die dann noch vorhandene Anregungsenergie in der Größenordnung einiger MeV wird in Form von Gammaquanten emittiert.

In der Energiebilanz des gesamten Spallations-Prozesses spielt die veränderte Bindungsenergie der beteiligten Teilchen für die Kalorimetrie eine wichtige Rolle, denn diese kann nicht gemessen werden. Aufgrund der Vielzahl von auftretenden Reaktionen unterliegt dieser Beitrag beträchtlichen Schwankungen.

Hauptsächlich durch die Entstehung von  $\pi^0$ -Mesonen verursacht, wird ein Teil der Primärenergie auf eine elektromagnetische Komponente übertragen. Dies geschieht durch den Zerfall der  $\pi^0$ 's in zwei Gammaquanten.<sup>1</sup> Der mittlere Anteil der Energie, mit dem  $\pi^0$ 's erzeugt werden, wächst langsam mit der Primärenergie:  $f_{\pi^0} \approx 0.1 \ln(E[\text{GeV}])$  [FAB85]. Diese Formel gilt in einem Energiebereich von einigen bis zu einigen hundert GeV. Die Fluktuationen um diesen Wert sind dabei sehr groß, und nicht normalverteilt. Das liegt daran, daß schon die erste Reaktion allein grob über die Natur des Schauers entscheiden kann. Handelt es sich dabei um eine Ladungsaustausch-Reaktion (z.B.  $\pi^-p \leftrightarrow \pi^0n$ ), so kann nahezu die gesamte Energie in elektromagnetischer Form erscheinen. Weil die Energie eines elektromagnetischen Schauers vollständig zur Ionisation der Materie beiträgt, der rein hadronische Anteil dies jedoch nur durch Bindungsenergieverluste geschmälert vermag, ist dieser Umstand für die Konzeption von Kalorimetern von entscheidender Bedeutung.

Die Längenskala eines hadronischen Schauers bildet - abgesehen von elektromagnetischen Anteilen - nicht die Strahlungslänge  $X_0$ , sondern die *Wechselwirkungslänge*  $\lambda$  des Schauermediums. Sie ist definiert als mittlere freie Weglänge eines hochenergetische Pions in der jeweiligen Materie. Näherungsweise läßt sie sich durch  $\lambda[\text{g}/\text{cm}^2] \approx 35 A^{1/3}$  berechnen [AMA81]. So läßt sich z.B. das Schauermaximum mit ihrer Hilfe materialunabhängig ausdrücken:  $t_{\text{max}}[\lambda] = 0.2 \times \ln(E[\text{GeV}]) + 0.7$ . Dabei handelt es sich ebenso wie bei dem Ausdruck für den exponentiellen Abfall  $\exp(-x/\lambda_{\text{att}})$  mit  $\lambda_{\text{att}} \approx \lambda \times E[\text{GeV}]$  um eine Anpassung an experimentelle Daten über einen weiten Energiebereich [FAB85].

<sup>1</sup> Außer  $\pi^0$ 's lösen auch andere Mesonen wie  $\eta$ 's und  $K$ 's durch ihren Zerfall elektromagnetische Schauer aus. Diese werden jedoch so selten erzeugt, daß sie nur vernachlässigbare Bedeutung haben.



## 3. Kalorimeter in der Hochenergiephysik

### 3.1. Übersicht und Aufgabenbereiche

Hochenergiephysiker verstehen unter einem Kalorimeter ein Gerät zur Messung der Energie von einzelnen Elementarteilchen oder von mehreren zusammen in Form von Jets. Der Begriff "Kalorimeter" wurde aus der Thermodynamik übernommen, wo eine derartige Apparatur zur Bestimmung von Wärmekapazitäten dient. Dazu wird die Temperaturerhöhung gemessen, die durch Absorption der Wärmeenergie einer kleinen heißen Menge Materie durch eine andere größere Menge bekannter Wärmekapazität hervorgerufen wird. Auch in der HEP soll die Energie des eindringenden Teilchens vollständig vom Meßgerät absorbiert werden. Als Maß für die aufgenommene Energiemenge dient jedoch i.a. nicht die Temperaturerhöhung, sondern ein "Nebenprodukt" der Energiedeposition.<sup>2</sup>

Charakterisiert wird ein Kalorimeter u.a. durch sein *aktives* Material, das einen Teil der Energie des Teilchens, welches dieses Material durchdringt, in ein meßbares Signal verwandelt. Die derzeit dafür eingesetzten Detektormaterialien lassen sich in die Klassen der Licht- und Ladungssammelnden einteilen.

Lichtsammelnde Kalorimeter beruhen entweder auf Cerenkovstrahlung oder sie benutzen Szintillatoren, um so einen kleinen Teil des Energieverlustes sichtbar zu machen. Dieses Licht wird heute entweder über Photomultiplier oder Photodioden ausgelesen und so in ein speicherbares elektrisches Signal umgewandelt. Die Energieauflösung einzelner Detektorschichten reicht nicht aus, um einzelne Teilchen zu identifizieren oder eine Schauerentwicklung zu messen.

Ladungssammelnde Kalorimeter nutzen die Trennung von Elektronen und Ionen in Gasen und Flüssigkeiten oder die von Elektronen und Löchern in kristallinen Festkörpern, die durch den Energieübertrag vom Primärteilchen auf die Hüllen- bzw. Bandlektronen entsteht. Um eine Rekombination der Ladungsträger zu verhindern, müssen diese durch starke elektrische Felder möglichst schnell getrennt werden. Gegenüber anderen Typen haben ladungssammelnde Kalorimeter den Vorteil, daß eine absolute Energiekalibrierung möglich ist. In den letzten Jahrzehnten hat sich in diesem Bereich eine Vielzahl von verschiedenen Techniken entwickelt, die hier nur kurz erwähnt werden können.

Ein Kondensator gefüllt mit einem Dielektrikum fester, flüssiger oder gasförmiger Beschaffenheit kann als *Ionisationskammer* arbeiten. Die durch ein hochenergetisches geladenes Teilchen erzeugten Elektron-Ion-Paare werden durch das elektrische Feld getrennt und die Ladungsträger driften je nach Vorzeichen zur Anode oder Kathode. Die von dort abfließende Ladung ist annähernd gleich der primären und somit ein Maß für die Energiedeposition. Am gebräuchlichsten sind hier die Flüssig-Argon-Kalorimeter.

---

<sup>2</sup> Es gibt allerdings tatsächlich Versuche, die bei extrem tiefen Temperaturen bei manchen Materialien auch extrem niedrige Wärmekapazität zu nutzen, um über Messung der Temperaturerhöhung auf die Energiedissipation durch Elementarteilchen zu schließen [HEP88].

Bei gasförmigen Medien kann die Spannung soweit erhöht werden, daß die Ladungsträger genug Energie aufnehmen, um ihrerseits neue Elektron-Ion-Paare zu erzeugen. Im sogenannten *Proportionalbereich* bleibt das so verstärkte Signal dabei eine lineare Funktion der Anzahl primärer Ladungsträger. Bei weiterer Erhöhung der Feldstärke kommt es zu einem Funkenüberschlag unabhängig von der Ionisationsdichte der Teilchenspur. Man spricht dann von *digitalem* Modus, da nur die Zahl der Spuren die Höhe des Signals festlegt.

Da ladungssammelnde Kalorimeter nicht nur Informationen über die gesamte deponierte Energie liefern, sondern bei entsprechend feiner Segmentierung auch Aussagen über Ort und Dichte der Energiedeposition möglich sind, können sie für eine Vielzahl von Aufgaben eingesetzt werden, oder andere Detektoren ergänzen. Eine Teilchenidentifizierung ist möglich, denn viele Teilchen lassen sich durch eine charakteristische räumliche Energieverteilung erkennen. Besonders gut gelingt das, wenn zusätzlich der Impuls des Teilchens gemessen wurde. Auch ohne das einzelne Teilchen identifiziert werden, machen Kalorimeter es innerhalb typabhängiger Grenzen möglich, durch Bestimmung des Winkels zur Strahlachse eine Bilanz des Transversalimpulses aufzustellen. Insbesondere bei asymmetrischen ep-Speicherringen wie HERA, wo ein großer Teil der Energie bei kleinen Streuwinkeln im Strahlrohr entkommen kann, ist die "missing-momentum"-Methode ein wertvolles Hilfsmittel zur Ereignisrekonstruktion.

### 3.2 Eigenschaften von Sampling-Kalorimetern

Im elektromagnetischen Bereich werden Kalorimeter eingesetzt, die vollständig aus aktivem Material bestehen. Bevorzugt werden dabei solche mit möglichst kleiner Strahlungslänge, um die äußeren Maße klein zu halten. Beispielsweise wird  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  eingesetzt, der Szintillator mit der bei diesem Typ kleinsten Strahlungslänge von 1.12 cm. Begrenzend auf die Energieauflösung wirken in diesem Fall - abgesehen von experimentellen Unzulänglichkeiten - nur die intrinsischen Schauerfluktuationen, denn die gesamte elektromagnetische Energie trägt zum meßbaren Signal bei. Es ergibt sich eine relative Energieauflösung von unter 1% bei 1 GeV elektromagnetischer Energie.

Mit hadronischen Teilchen beschossen, würde dieser Wert weit überschritten, denn die intrinsischen Fluktuationen der deponierten Energie eines hadronischen Schauers liegen in der Größenordnung von 50% bei 1 GeV [FAB85]. Abgesehen davon wäre ein solches Kalorimeter wegen der notwendigen gigantischen Abmessungen kaum zu verwirklichen, denn die bei hadronischen Schauern relevante Wechselwirkungslänge  $\lambda$  ist bei gleichem Material ungefähr zehnmal so groß wie die Strahlungslänge  $X_0$ , mit der die Ausdehnung elektromagnetischer Schauer skaliert.

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Kalorimetern gibt es darum kaum eine Verschlechterung der Energieauflösung, wenn darauf verzichtet wird, Kalorimeter aus vollständig aktivem Material zu bauen. Stattdessen reicht es, wenn in nicht zu grossen Abständen eine "Probe" (engl.: *sample*) der im Schauer erfolgenden Energiedissipation genommen wird. Diese *sichtbare Energie* wird in den aktiven Schichten gemessen. Man hat so durch Wahl eines Absorbermaterials hoher Kernladungszahl die Möglichkeit, die Ausmaße des Kalorimeters in vertretbaren Grenzen zu halten. Derartige *Sampling-Kalorimeter* werden dort auch im elektromagnetischen Bereich eingesetzt, wo die Einbußen in der Energieauflösung in Abwägung mit den kleineren Abmessungen und erheblich verminderten Kosten vertretbar sind. Funktionieren kann ein solches Kalorimeter, weil die sichtbare Energie - ab einer gewissen Schwellenenergie - eine eindeutige Funktion der Energie des Primärteilchens ist.

Der durch ein hochenergetisches Hadron ausgelöste Schauer besteht aus Teilchen verschiedenster Art. So reicht das Spektrum der Sekundärprodukte von Kernfragmenten über die bei der jeweiligen Schwerpunktsenergie erzeugbaren Hadronen und deren Zerfallsprodukten bis zu den Elektronen, Positronen und Gammaquanten von elektromagnetischen Schauern. Letztere entstehen fast ausschließlich durch den Zerfall von  $\pi^0$ 's, auf die in einzelnen Fällen sogar der größte Teil der Schauerenergie übertragen werden kann. Entstehende Neutrinos bleiben ganz ohne weitere Wechselwirkung unsichtbar, während die Vielfalt der anderen Teilchen in Gruppen zerfällt, die ihre Energie in verschiedenen Anteilen auf aktives und passives Material verteilen. Diese Anteile sind abhängig vom geometrischen Aufbau, den verwendeten Absorber- und Readout-Materialien, sowie bei manchen Kalorimetern von Betriebsbedingungen wie Temperatur und Magnetfeld.

In diesem Zusammenhang wird von der *Samplingfraction* gesprochen. Geht es um experimentelle Testdaten, ist damit meistens das Verhältnis von sichtbarer Energie zur Energie des Primärteilchens gemeint. Dies geschieht aus zwei Gründen: Erstens handelt es sich dabei unmittelbar um die später benötigten Kalibrierungskonstanten, zweitens besteht häufig keine Möglichkeit herauszufinden, wie groß der Anteil der aus dem Kalorimeter entkommenden Energie ist. Für Vergleiche verschiedener Kalorimetertypen ist diese Art der *Samplingfraction* jedoch relativ ungeeignet, da schon die verschiedene Größe zweier ansonsten identisch gebauter Kalorimeter aufgrund unterschiedlichen Leakages ungleiche Werte ergeben würde. In dieser Beziehung wird eine Verbesserung erreicht, wenn statt auf die Primärenergie auf die absorbierte Energie normiert wird. Auch spricht man von der *Samplingfraction* für Elektronen oder Pionen und kümmert sich nicht darum, daß die Energie des Primärteilchens von einer Vielzahl verschiedenartiger Sekundärprodukte deponiert wird.

Für theoretische Überlegungen ebenso wie bei der Durchführung von Monte-Carlo-Simulationen ist es jedoch möglich und sinnvoll, diese Vermischung aufzuheben, und sich auf einzelne Beiträge der Energiedissipation zu beziehen.

Aufgrund der genannten Gründe sowie des Mangels einer einheitlichen Begriffsbildung für die verschiedenen Samplingfractions soll hier in Anlehnung an eine Veröffentlichung von Brückmann et al. [BRÜ88] definiert werden:

$$R_i := \frac{E_{Vis,i}}{E_{Abs,i} + E_{Vis,i} + E_{Invis,i}} = \frac{E_{Vis,i}}{E_{Dis,i}}$$

$E_{Vis}$  ist die Summe der in den aktiven Schichten gemessenen Energiedeposition,  $E_{Abs}$  die in den Absorbern durch Ionisation deponierte Energie, und  $E_{Invis}$ <sup>3</sup> die im ganzen Kalorimeter auf andere Weise deponierte Energie, z.B. Bindungsenergieverluste.  $E_{Dis}$  entspricht also der im gesamten Kalorimeter dissipierten Energie. Der Index  $i$  symbolisiert eine beliebige Schauerkomponente. Ausser der Einschränkung auf einzelne Schauerteilchen oder Gruppen davon, ist auch die Betrachtung einzelner Energiebereiche möglich. Einige der wichtigeren Samplingfractions sollen besprochen und mit einer Bezeichnung versehen werden:

- o Ein minimal ionisierendes Teilchen *mip* (engl.: *minimum ionizing particle*) gibt es in der Natur nicht. Es ist definiert dadurch, daß es in Materie gerade die Energie deponiert, die dem Minimum der Bethe-Bloch-Formel entspricht. Ursprünglich erfunden für die Kalibrierung von nicht absolut energieeichbaren Auslesematerialien wie Szintillatoren, wo es als Einheit der sichtbaren Energie dient, entspricht es hier dem einfachsten Fall. Ein *mip* produziert keinen Schauer, sondern deponiert in jedem Material eine Energiemenge, die einfach zu berechnen ist. Hier ist mit  $R_{mip}$  der Quotient aus diesen in Detektor und Absorber deponierten Energiebeträgen gemeint. Häufig werden Samplingfractions auf  $R_{mip}$  normiert.

Im Experiment können zur Durchstrahlung dünner Schichten Myonen einiger hundert MeV kinetischer Energie als Ersatz dienen. Aufgrund ihrer hohen Masse erzeugen diese noch kaum Bremsstrahlung, und als Leptonen wechselwirken sie nicht stark mit den Nukleonen. Zur Eichung von ganzen Kalorimetern ist deren Reichweite jedoch viel zu klein. Dafür werden hochenergetische Myonen mit Energien im GeV-Bereich benutzt. Mittels parallel durchgeführter Monte-Carlo-Simulationen kann man die Abweichungen durch nicht mehr vernachlässigbare Bremsstrahlung,  $\delta$ -Elektronen, direkter Paarbildung und Kernreaktionen korrigieren [AND87].

Betrachten wir vorerst noch einmal komplette Schauer. Die Messung der Sampling-Fraction ist dann möglich, wenn das Kalorimeter *hermetisch* ist, wenn also kein *Leakage* durch das Kalorimeter verlassende Schauerteilchen auftritt. Dann entspricht  $E_{Dis} = E_{Abs} + E_{Vis} + E_{Invis}$  der Energie des Ursprungsteilchen und es ist nur der Quotient aus gemessener und eingeschossener Energie zu bilden.

<sup>3</sup> Die bei Brückmann mit  $E_{Invis}$  bezeichnete Größe wurde in  $E_{Abs}$  und  $E_{Invis}$  aufgespalten, da es sich um zwei verschiedene Arten der "Unsichtbarkeit" handelt. Jetzt bezeichnet  $E_{Invis}$  nur noch den prinzipiell unsichtbaren Anteil, während  $E_{Abs}$  bauartbedingt unsichtbar bleibt.

- o Bei elektromagnetischen Kalorimetern ist das sehr gut zu verwirklichen, denn alle entstehenden Teilchen bleiben innerhalb experimentell realisierbarer Weglänge stecken. Die elektromagnetische Samplingfraction  $R_e$  wird üblicherweise auf ein mip normiert:

$$\frac{e}{\text{mip}} := \frac{R_e}{R_{\text{mip}}}$$

Die typische Grösse von  $e/\text{mip}$  ist 0,6, also erheblich kleiner als eins. Es ist eine systematische Abnahme zu beobachten, je grösser die Differenz der Kernladungszahl von Absorber und Detektormaterial wird. Die Ursache dafür liegt in der Art, wie niederenergetische Gammaquanten ihre Energie deponieren. Deren Samplingfraction wird weiter unten besprochen.

- o Schon wegen der unvermeidbaren Neutrinos, die gänzlich unsichtbar bleiben, wird kein hadronischer Schauer seine ganze Energie innerhalb eines Kalorimeters von realistischer Grösse deponieren. Hinzu kommen Verluste durch hochenergetische Myonen und entkommende Neutronen. Ist das Kalorimeter jedoch groß genug, um durch gutes *containment* den wesentlichen Teil des Schauers zu absorbieren, ist der experimentell gemessene Quotient aus sichtbarer Energie und Strahlenergie eine gute Näherung für die *extrinsische* Samplingfraction  $h_{\text{extr}}$ .

Bei den meisten heutigen Kalorimetern ist die Samplingfraction für Elektronen  $R_e$  größer als die für Hadronen  $h_{\text{extr}}$ . Als Maß dafür dient üblicherweise das (extrinsische)  $e/h$ -Verhältnis, definiert durch:

$$\left(\frac{e}{h}\right)_{\text{extr}} := \frac{R_e}{h_{\text{extr}}}$$

Nach diesen aus "first principles" ableitbaren bzw. im Experiment meßbaren Samplingfractions werden im folgenden einzelne Beiträge von  $h_{\text{extr}}$  definiert, die zur Zeit nur mithilfe numerischer Verfahren bestimmt werden können, aber wesentlich zum Verständnis der Arbeitsweise hadronischer Kalorimeter beitragen:

- o Die *intrinsische* Samplingfraction  $h_{\text{intr}}$  ist die eines Schauers, der keinen elektromagnetische Anteil infolge  $\pi^0$ -Zerfalls aufweist. Da bei Primärenergien ab einigen GeV so etwas kaum noch vorkommt, kann man sie bestimmen, indem man sowohl von der sichtbaren als auch von der insgesamt deponierten Energie jeweils den  $\pi^0$ -Anteil abzieht:

$$h_{\text{intr}} := \frac{E_{\text{vis}} - E_{\text{vis},\pi^0}}{E_{\text{abs}} - E_{\text{abs},\pi^0}}$$

$h_{\text{intr}}$  ist i.a. deutlich kleiner als  $R_e = R_{\pi^0}$ , sollte aber nur noch schwach energieabhängig sein, da der mit der Primärenergie wachsende mittlere  $\pi^0$ -Anteil mit seiner größeren Samplingfraction keine Rolle mehr spielt [WIG87]. Es bleibt eine schwache Zunahme von  $h_{\text{intr}}$  mit der Primärenergie, da der mittlere relative Bindungsenergieverlust mit Zunahme dieser abnimmt.

Da es auch hier nicht auf absolute Größen ankommt, wird das intrinsische  $e/h$ -Verhältnis definiert:

$$\left(\frac{e}{h}\right)_{\text{Intr}} := \frac{R_e}{h_{\text{Intr}}}$$

Selbst wenn  $(e/h)_{\text{Intr}}$  konstant bzgl. der Primärenergie aber ungleich eins wäre, bliebe  $(e/h)_{\text{Extr}}$  eine Funktion der Energie, da der mittlere  $\pi^0$ -Anteil eines hadronischen Schauers mit dieser wächst. Daß dies wesentliche Einbußen für die Energieauflösung eines Kalorimeters mit sich bringt, wird im nächsten Kapitel diskutiert.

Hier sollen noch einige Samplingfractions genannt werden:

- Hochenergetische schwere geladene Teilchen haben annähernd dieselbe Samplingfraction wie ein mip, wenn man sie nur bis zum Punkt ihrer ersten hadronischen Wechselwirkung verfolgt, da der Wert der Bethe-Bloch-Formel nach Durchlaufen des Minimums nur langsam wieder ansteigt.
- Extrem von den verwendeten Absorber- und Detektormaterialien abhängig ist die Samplingfraction niederenergetischer Neutronen. Gelingt es, diese innerhalb einer kurzen Zeit durch elastische Streuung auf thermische Energien zu moderieren, so können sie bei stark gewachsenem Wirkungsquerschnitt von Atomkernen eingefangen werden. Die danach mit einer Energie von einigen MeV emittierten Gammaquanten tragen dann mit der ihnen eigenen Samplingfraction zu derjenigen der Neutronen bei. Die zur Moderation notwendigen Stoßpartner liegen in organischen Szintillatoren in Form von Wasserstoffkernen vor, die sich aufgrund ihrer der Neutronen fast gleichen Masse hervorragend dazu eignen. Die auf sie übertragene Energie trägt ebenfalls zur Samplingfraction der Neutronen bei<sup>4</sup>. Wenn andererseits keine leichten Kerne eine schnelle Moderation ermöglichen, bleiben die Neutronen unsichtbar.  $n/\text{mip} := R_n/R_{\text{mip}}$  kann so je nach Kalorimeter zwischen null und zwei liegen.
- Die Samplingfraction für niederenergetische Gammaquanten, wie sie beispielsweise beim Neutroneneinfang entstehen, ist stark abhängig von der Differenz der Kernladungszahlen des Absorber- und Detektormaterials. Verantwortlich dafür ist der Photoeffekt, der aufgrund seiner extremen Z-Abhängigkeit niederenergetische Photonen vorrangig in dem Material mit größerer Kernladungszahl einfängt. Die dabei entstehenden Elektronen haben jedoch eine zu kleine Reichweite, um in wesentlicher Anzahl in das Detektormaterial zu gelangen, das bei den heute gebräuchlichen Kalorimetern immer die kleinere (mittlere) Kernladungszahl hat. Da besonders im hinteren Teil eines elektromagnetischen Schauers ein beträchtlicher Teil der Energie von solchen niederenergetischen Gammaquanten transportiert wird, verringert sich dadurch auch die elektromagnetische Samplingfraction  $e/\text{mip} := R_e/R_{\text{mip}}$ .

<sup>4</sup> Für das ZEUS-Experiment wurden mittels Monte-Carlo-Programmen, die fähig zur Simulation von Neutronen bis zu thermischen Energien herab sind, Uran/Szintillator-Kalorimeter untersucht. Während die Energiedeposition durch Rückstoßprotonen nach ca. 30 ns vollständig sichtbar ist, tragen die Einfangphotonen erst nach zehnmal so langer Zeit wesentlich bei.

Obwohl keiner bestimmten Teilchenart zuzuordnen, kann auch die Bilanz der nuklearen Bindungsenergien in ähnlicher Weise ausgedrückt werden. Da Bindungsenergien nicht meßbar sind, ist die sichtbare Energie  $E_{\text{vis}}$  gleich null, wogegen die auf diese Weise im Kalorimeter absorbierte Energie  $E_{\text{Invis}}$  beträchtlich sein kann. Diese "Samplingfraction" ist also gleich null. Auch die Rückstoßenergie der Kernfragmente bleibt aufgrund deren kurzer Reichweite und dem häufigsten Entstehungsort im Absorber nahezu immer unsichtbar. Dies sind wesentliche Ursachen dafür, daß  $R_e$  größer als  $h_{\text{intr}}$  ist.

### 3.3. Energieauflösung und $\pi^0$ -Fluktuationen

Während bei voll aktiven Kalorimetern prinzipiell nur die schon angeführten intrinsischen Schauerfluktuationen die Energieauflösung begrenzen, ist diese bei Samplingkalorimetern eine komplexe Funktion der verwendeten Materialien und des geometrischen Aufbaus.

Die bei elektromagnetischen Kalorimetern extrem kleinen intrinsischen Fluktuationen in der Größenordnung von 1% bei 1 GeV Schauerenergie werden durch die Samplingfluktuationen überdeckt. Sie können mithilfe von Rossis "Approximation B" [AMA81] abgeschätzt werden. Diese vernachlässigt in einer eindimensionalen analytischen Behandlung Photo- und Comptoneffekt sowie Multiple-Scattering und benutzt für Paarbildung und Bremsstrahlung die asymptotischen Wirkungsquerschnitte. Der Energieverlust durch Ionisation wird ebenfalls energieunabhängig durch den Minimalwert der Bethe-Bloch-Formel genähert, d.h. pro Strahlungslänge  $X_0$  geht die kritische Energie  $\epsilon$  verloren. Auf diese Weise ist die gesamte *Tracklänge*  $T$  in Strahlungslängen materialunabhängig durch  $T = E/\epsilon$  gegeben. Die Detektorschichten ermöglichen es, eine Stichprobe dieser Tracklänge zu nehmen. Der größte Teil davon verläuft in den dickeren Absorberschichten, so daß die Wahrscheinlichkeit  $p$  dafür, ein Stück davon in den dünnen Detektorschichten zu finden, klein ist. Damit gehorcht die Stichprobe einer Poisson-Verteilung  $p(\lambda) = \lambda^k / k! \times e^{-\lambda}$ , deren Varianz  $s^2$  gleich ihrem Mittelwert  $\lambda = T \times p$  ist<sup>5</sup>. Die mittlere Anzahl von *Crossings*  $\lambda$  berechnet sich unter den gemachten Annahmen durch  $\lambda = E/(\epsilon \times t)$ , wobei  $t$  die Dicke der Absorberschichten in Strahlungslängen ist. Da sie proportional zur sichtbaren Energie  $E_s$  ist, sind deren relative Auflösungen  $\sigma_\lambda / \lambda$  und  $\sigma_s / E_s$  gleich:

$$\frac{\sigma_s}{E_s} = \frac{\sigma_\lambda}{E_\lambda} = \frac{\sqrt{\lambda}}{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \sqrt{\frac{t \times \epsilon}{E}}$$

Für ein Eisenkalorimeter mit  $1 X_0$  Sampling ergibt das den Wert  $\sigma_s / E_s \times \sqrt{E} \approx 16\% \sqrt{\text{GeV}}$ .

<sup>5</sup> Für große  $\lambda$  geht die Poisson-Verteilung in die Normalverteilung  $N(\lambda, \lambda)$  über. Dabei bleibt die Gleichheit von Varianz und Mittelwert erhalten. Bei elektromagnetischen Kalorimetern ist die Kurve mit  $N$  in der Größenordnung von  $100 \times \sqrt{E(\text{GeV})}$  in sehr guter Näherung gaußförmig.

Dieser Ansatz ergibt natürlich nur eine grobe Abschätzung der minimal erreichbaren Auflösung. Weiterhin wäre zu berücksichtigen, daß nicht jeder in einer Detektorschicht verlaufende Trackabschnitt das gleiche Signal hervorruft. Die Schwankungen werden einerseits durch *Weglängenfluktuationen* hervorgerufen, andererseits unterliegt auch  $dE/dx$  Unregelmäßigkeiten, die durch den hochenergetischen Ausläufer im  $\delta$ -Elektronen-Spektrum hervorgerufen werden - den *Landaufstauungen*. Diese beiden Effekte können zu den Fluktuationen der sichtbaren Energie eines Sampling-Kalorimeters mit aktiven Schichten geringer Flächendichte in gleichem Maße wie die Sampling-Fluktuationen beitragen.

Obwohl die Sampling-Fluktuationen bei hadronischen Schauern aufgrund der insgesamt kürzeren Tracklänge gegenüber elektromagnetischen Schauern die doppelte Größe annehmen können [AMA81], bleiben diese bei nicht zu groben Sampling ( $\leq 1X_0$ ) klein gegen die *intrinsischen Fluktuationen*. Bindungsenergieverluste und Leakage sorgen dafür, daß nicht bei jedem Hadron eines monoenergetischen Teilchenstrahls die gleiche Energie zur Ionisation der Materie aufgewendet wird. Bei Eisen als Schauermaterial und einem Hadron der Energie  $E_{\text{Beam}}$  liegen diese intrinsischen Fluktuationen  $\sigma(E_{\text{Tot}})/E_{\text{Tot}}$  bei  $45\%/\sqrt{E_{\text{Beam}}}$  [FAB85].

Wie ausführlich diskutiert wurde, haben die verschiedenen Anteile eines hadronischen Schauers verschiedene Samplingfractions. In Samplingkalorimetern (nicht aber in voll aktiven Kalorimetern) kann man durch bautechnische Maßnahmen die einzelnen Samplingfractions so beeinflussen, daß sich eine erhebliche Verbesserung der Energieauflösung ergibt. Erstes Ziel muß es dabei sein, zu erreichen, daß alle ionisierenden Teilchen die gleiche Samplingfraction erhalten, d.h. das intrinsische  $e/h$ -Verhältnis muß eins werden. Dann hat der Anteil an elektromagnetischer Energie in einem hadronischen Schauer keinen Einfluß auf die sichtbare Energie, woraus folgt, daß  $\pi^0$ -Fluktuationen die Auflösung nicht beeinträchtigen. Ein derart kompensierendes Kalorimeter ( $e/h=1$ ) ist notwendige Voraussetzung für eine energieunabhängige Kalibrierung und unabdingbar um bei hohen Primärenergien eine weitere Verbesserung der relativen Auflösung (proportional  $1/\sqrt{E}$ ) zu erreichen. Ist  $e/h \neq 1$ , bleibt sie oberhalb eines Grenzwert, wieweit die Energie auch vergrößert wird.

Dieses Konzept, bei dem ein Samplingkalorimeter durch Optimierung seiner Samplingfractions unabhängig von  $\pi^0$ -Fluktuationen wird, kann auch gegen andere Schauerfluktuationen unempfindlicher machen. Dies gilt z.B. für die Fluktuationen der Bindungsenergieverluste. Ein erheblicher Teil dieser Bindungsenergie wird aufgewendet, um Neutronen freizusetzen. Ein hoher Neutronenanteil ist somit korreliert mit hohen Bindungsenergieverlusten. Gelingt es nun, diese Neutronen gut zu "sampling", so wird der verminderte Anteil der direkt ionisierenden Teilchen dadurch ausgeglichen.



Mit einem hohen Wert der Neutronen-Samplingfraction  $n/mip$  sollte (unter der Voraussetzung, daß  $e/h=1$  ist) ein Samplingkalorimeter mit einer Energieauflösung besser als ein homogenes Kalorimeter erreichbar sein. Daten von Uran/Szintillator-Kalorimetern deuten daraufhin, daß dies für diesen Typ bereits gelungen ist ( $\sigma/E \approx 34\%/\sqrt{E}$ ) [BRÜ87].

Welche Kalorimetertypen bei den momentan geplanten großen HEP-Experimenten zum Einsatz kommen werden, wird in entscheidender Weise davon abhängen, wie gut ein Samplingkalorimeter intrinsische Schauerfluktuationen kompensiert.

### 3.4. Silizium als Auslesematerial

In der Kernphysik bei Teilchenenergien im MeV-Bereich werden Halbleiterdetektoren seit langem als Meßinstrumente mit hervorragendem Energieauflösungsvermögen geschätzt. Deren unübertroffener Wert beruht im wesentlichen auf der kleinen Energie, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares notwendig ist (3.6 eV bei Silizium).

Für den Einsatz in der Hochenergiephysik sind erhebliche Weiterentwicklungen nötig. Als Auslesematerial für Kalorimeter sind großflächige Detektoren gefragt, während die Dicke durch die mechanische Stabilität einerseits und den Wunsch nach vollständiger Verarmung andererseits auf einige hundert  $\mu\text{m}$  eingeschränkt wird. Solch eine Stärke ist wegen der hervorragenden intrinsischen Energieauflösung immer noch ausreichend, um ein einzelnes minimalionisierendes Teilchen zu identifizieren. Der Detektorbeitrag wird ausschließlich durch das kapazitive Rauschen des Vorverstärkers verursacht. Dies kann so niedrig gehalten werden, daß es keine Einschränkung dieser Fähigkeit bedeutet.

Die oben erwähnte mittlere Ionisationsenergie ist unabhängig von Teilchenart und Energie. Es gibt also keine Sättigungseffekte wie z.B. in Szintillatoren. Zusammen mit der nur schwachen Temperaturabhängigkeit folgt daraus eine hervorragende Energie-linearität, was in der Kalorimetrie von großer Bedeutung z.B. für die Kalibrierung ist. Die einmal ermittelten Kalibrierungskonstanten bleiben durch die - bei einer Betriebsspannung von nur ca. 100V sichergestellte - vollständige Verarmung sehr stabil.

Eine bislang noch in der Untersuchung befindliche Frage ist die nach der Strahlungsresistenz bzw. nach dem Ausheilungsvermögen geschädigter Silizium-Detektoren. Hierbei spielen neben der Art des Strahlungsfeldes die verwendeten Herstellungstechniken eine wichtige Rolle.

Die derzeit im hiesigen Institut in der Entwicklung befindlichen quadratischen Oberflächensperrschichtdetektoren mit einer Fläche von  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  sollen bei HERA im "PLUG"-Kalorimeter zum Einsatz kommen. Sie werden von Mitgliedern unserer Gruppe aus hochwertigen Siliziumwafern von 3" Durchmesser und einem spezifischen Widerstand von  $5 \text{ k}\Omega \text{ cm}$  in Planartechnologie hergestellt.

Schon durch den noch sehr hohen Preis für Rohmaterial hoher Qualität sind siliziuminstrumentierte derzeit die teuersten Kalorimeter. Gleichzeitig stellen sie die kompakteste Bauweise zur Verfügung und reduzieren so Ausmaße und damit Gesamtkosten des kompletten "Experiments" mit den anderen Detektorkomponenten und dem Magneten. Ein für den Einsatz von Flüssig-Argon-Kalorimetern notwendiger Kryostat entfällt, da Siliziumdetektoren bei Zimmertemperatur betrieben werden können.

Wegen der bei neueren Projekten stark gestiegenen Luminosität gewinnen die sehr kurzen Auslesezeiten der Siliziumdetektoren von nur einigen Nanosekunden besonders an Bedeutung. Diese sind eine Folge der hohen Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger sowie der geringen Stärke der Detektoren. Zieht man noch in Betracht, daß die Preise für Rohsilizium wohl weiter sinken werden, und eine Großserienherstellung auch die Produktionskosten senken würde, erscheinen siliziuminstrumentierte Kalorimeter gegenüber herkömmlichen Techniken als interessante Alternative.

## 4. Struktur von GEANT3

### 4.1. Simulationskonzept und Parameter

Von GEANT werden für jede Teilchenart die relevanten physikalischen Prozesse in einem Energiebereich von 10 keV bis 10 TeV berücksichtigt.

<b>Photonen</b>	Paarbildung, Comptonstreuung, Photoeffekt Photofission
<b>Elektronen, Positronen</b>	Multiple Scattering Ionisation und Deltarays Bremsstrahlung Annihilation von Positronen
<b>Myonen</b>	Multiple Scattering Ionisation und Deltarays Bremsstrahlung direkte $e^+$ Paarbildung Kernreaktionen Zerfall
<b>Hadronen</b>	Multiple Scattering Ionisation und Deltarays Hadronische Wechselwirkungen Zerfall

Tabelle 4.1.: Die in GEANT3.11 implementierten physikalischen Prozesse

In mikroskopischer und damit quantenmechanischer Sichtweise sind alle diese Prozesse diskreter Natur. Die Häufigkeit ihres Auftretens in einem Schauer reicht jedoch über mehrere Größenordnungen. So entsteht z.B. die makroskopisch gekrümmte Spur eines geladenen Teilchens in Materie durch extrem viele einzelne Streuprozesse in sehr kurzen Abständen. Die heute verfügbare Computerleistung erlaubt es nicht, diese alle einzeln zu simulieren. Ebenso wird der Energieverlust durch Ionisation der Materie entlang der Spur eines geladenen Teilchens durch so viele einzelne Streuprozesse verursacht, daß nur eine statistische Behandlung möglich ist. In GEANT3.11 wird den elastischen Streuungen am Kern mittels eines Multiple-Scattering-Algorithmus sowie dem genannten Energieverlust durch eine *continuous slowing down approximation* (Näherung der kontinuierlichen Abbremsung) Rechnung getragen.

Alle anderen Prozesse werden in diskreter Weise simuliert, da ihr relativ seltenes Auftreten sowohl die zu leistende Rechenarbeit in angemessenen Grenzen hält, als auch eine statistische Behandlung unmöglich oder zumindest sehr ungenau werden ließe.

Um das Auftreten der verschiedenen für ein Teilchen möglichen diskreten Prozesse zu simulieren, werden von GEANT3 für die benötigten Materialien die freien Weglängen  $\lambda_n$  berechnet und tabelliert. Die Wahrscheinlichkeit  $P(x)$ , daß nach einer Wegstrecke  $x$  eine Wechselwirkung noch nicht eingetreten ist, enthält die freie Weglänge  $\lambda$  als Parameter:  $P(x) = 1 - \exp(-x/\lambda)$ . Aus praktischen Gründen wird mit der materialunabhängigen Variablen  $N_x = \sum \Delta x_n / \lambda_n$  gerechnet, wobei  $\Delta x_n$  die im Material  $n$  durchlaufene Weglänge ist. Sie ist nach  $P(N_x) = 1 - \exp(-N_x)$  verteilt. Derart verteilte Zahlen lassen sich aus einer in  $[0,1]$  gleichverteilten Zufallsvariablen  $R$  durch  $N_x = -\ln(R)$  gewinnen.

Am Startpunkt einer Teilchenspur wird auf diese Weise für jede mögliche Wechselwirkung  $i$  die *Anzahl der freien Weglängen*  $N_i$  festgelegt. Im Verlauf der Simulation dieser Spur wird diese Anzahl materialabhängig nach  $N_i \leftarrow N_i - \Delta x_n / \lambda_n$  verkleinert. Der Prozeß  $i$ , dessen Zahl  $N_i$  als erstes die Null erreicht, tritt ein. Mit dem Aufruf des entsprechenden Unterprogramms werden die Sekundärprodukte erzeugt. Existiert das Primärteilchen danach weiter, beginnt der ganze Ablauf von vorne.

Den Streuprozessen an Hüllen- und Bandlelektronen, durch welche geladene Teilchen ihre Energie deponieren, wird in kontinuierlicher Weise Rechnung getragen, wenn die Option LOSS=2 gewählt wird. Es sei  $d\sigma(E,T)/dT$  der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Emission eines Sekundärelektrons der Energie  $T$  verursacht durch ein primäres Elektron der Energie  $E$ . Dann ist der mittlere Energieverlust gegeben durch:

$$\Delta E(E) = \int_0^{T_{MAX}} T \frac{d\sigma(E,T)}{dT} dT.$$

Dabei ist  $T_{MAX}$  der maximal auf das Sekundärelektron übertragbare Energiebetrag. Im Fall eines Elektrons ist das nur die halbe kinetische Energie aufgrund des Pauli'schen Ausschließungsprinzip. Integration der Gleichung führt auf die Berger-Seltzer-Formel<sup>6</sup>. Diese liefert  $dE/dx$  in Abhängigkeit von den jeweiligen Materialeigenschaften und der Teilchenenergie, so daß durch Multiplikation mit der aktuellen Steplänge der mittlere Energieverlust  $\Delta E_m$  berechenbar ist. Um die Fluktuationen aufgrund der endlichen Schichtdicke zu berücksichtigen, wird anschliessend ein landauverteilter Beitrag addiert:  $\Delta E = \Delta E_m + \Delta E_{land}$ .

<sup>6</sup> Für geladene Hadronen wird entsprechend vorgegangen. Die sich ergebende Bethe-Bloch-Formel wird als Funktion der Teilchenenergie tabelliert. Ihr Gültigkeitsbereich erstreckt sich jedoch nicht bis zu der minimal möglichen Abschneideenergie von 10 keV. Da von GEANT vernünftigerweise keine negativen Energieverluste zugelassen werden, erhalten schwere Hadronen unterhalb einer gewissen Energie keinen Energieverlust mehr. Dieser Fehler wurde unter Zuhilfenahme der Teller-Formel korrigiert.

Wählt man LOSS=1, so wird der Energieverlust in obiger Formel nicht bis zum maximal möglichen Energieübertrag TMAX integriert, sondern nur bis zur Cutenergie DCUTE. Dieser *restricted energy loss* multipliziert mit der Steplänge ergibt den Beitrag der weichen Sekundärelektronen. In der Version 3.11 werden die Fluktuationen dieses Beitrages nicht berücksichtigt.<sup>7</sup> Im Unterschied zu LOSS=2 werden hierbei zusätzlich diskrete Deltaelektronen erzeugt, deren Energie zwischen DCUTE und TMAX liegt. Der totale Wirkungsquerschnitt dafür lautet:

$$\sigma(E, DCUTE) = \int_{DCUTE}^{TMAX} \frac{d\sigma(E, T)}{dT} dT$$

Unter der Bedingung, daß der Landauformalismus anwendbar ist<sup>8</sup>, wird sowohl unter LOSS=1 als auch LOSS=2 nach dem Durchgang eines monoenergetischen Teilchenstrahls durch eine dünne Schicht Materie das gleiche Energiespektrum resultieren. Während jedoch bei LOSS=2 die in dieser Schicht deponierte Energie in jedem Fall gleich der dem Primärteilchen fehlenden ist, wird mit LOSS=1 korrekterweise ein Entkommen hochenergetischer  $\delta$ -Elektronen aus dieser Schicht ermöglicht, wodurch der Mittelwert der deponierten Energie kleiner wird als der Mittelwert der verlorenen Energie.

Brun et al. überlassen es dem Anwender, die für sein Problem angemessenen Schrittlängen über zwei Parameter einzustellen. DEEMAX bestimmt den Bruchteil der kinetischen Energie eines Teilchens, der maximal in einem Step deponiert werden darf. Dabei wird jedoch durch STMIN eine untere absolute Grenze festgelegt<sup>9</sup>.

Über die Datenkarte MULS kann der für das Multiple-Scattering anzuwendende Algorithmus festgelegt werden. Der voreingestellte Wert von eins läßt den einfacheren Gauß'schen Formalismus ablaufen, der unter der Näherung  $\sin(\Theta) = \Theta$  und Vernachlässigung von einzelnen großen Streuwinkeln einen normalverteilte Ablenkungswinkel ergibt. Korreliert mit diesem wird ein lateraler Versatz berechnet. Wählt man MULS=2, kommt die Moliere'sche Theorie zur Anwendung. Dabei werden weder ein lateraler Versatz noch eine Weglängenkorrektur berücksichtigt.

7 Die neuere GEANT3.12 ermöglicht es, durch Wahl der Option LOSS=3 auch diesen Beitrag mittels einer "reduzierten" Landauverteilung zu simulieren. Damit wäre es möglich, die Schwellenenergie zur Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen anzuheben, ohne daß dies Auswirkungen auf die simulierte Auflösung des Gesamtkalorimeters hat.

8 Dazu muß der typische Energieverlust in der Absorberschicht groß gegen die Energie des am festesten gebundenen Elektrons sein und klein gegen die Energie, die maximal in einem Stoß abgegeben werden kann.

9 Durch einen Programmierfehler hatte STMIN in der Version 3.11 keine Wirkung. Dieser wurde behoben. [BRU88]

*Trackingcuts* legen die untere kinetische Energie fest, bis zu der Gammaquanten, Elektronen/Positronen, Neutronen, Hadronen und Myonen verfolgt werden. Ein weiteres Absinken der Energie bewirkt das Deponieren der Restenergie an dem momentanen Ort. Instabile Teilchen zerfallen mit der korrekten Lebensdauer, wobei die Zerfallsprodukte normal simuliert werden, wenn ihre Energie oberhalb der jeweiligen Abschneideenergie liegt.

*Schwellenenergien* werden für die Erzeugung von Bremsstrahlungsphotonen und  $\delta$ -Elektronen festgelegt. Unterhalb davon werden keine Sekundärteilchen erzeugt. Schwellenenergie und entsprechender Trackingcut müssen nicht unbedingt übereinstimmen.

Trackingcuts	
CUTGAM	Photonen
CUTELE	Elektronen, Positronen
CUTNEU	Neutronen
CUTHAD	Andere Hadronen
CUTMUO	Myonen

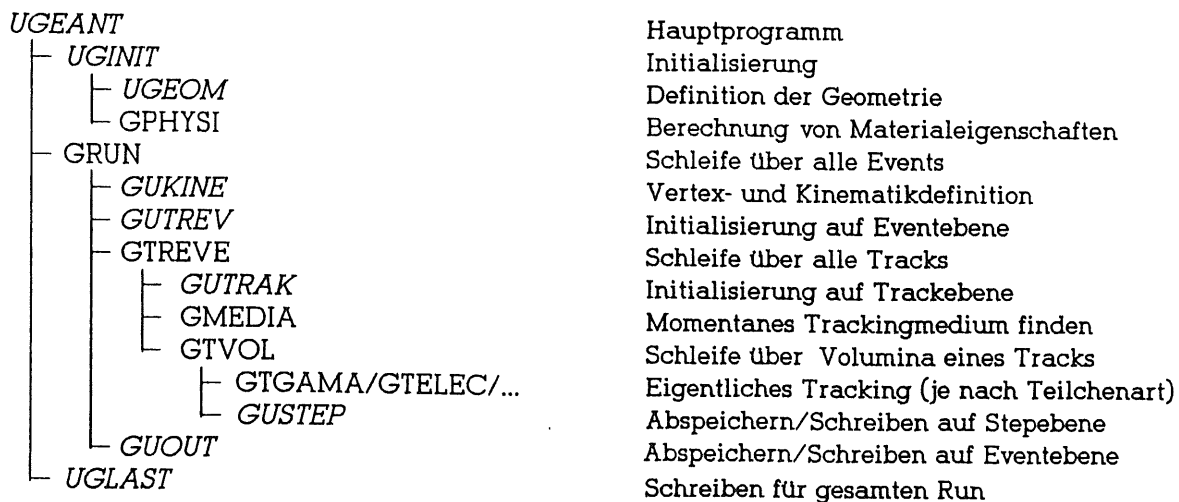
Tabelle 4.1.: Abschneideenergien für die vorkommenden Teilchen

Bremsstrahlungsphotonen	
BCUTE	Elektronen
BCUTM	Myonen
$\delta$ -Elektronen	
DCUTE	Elektronen/Positronen
DCUTM	Myonen/Hadronen

Tabelle 4.2.: Schwellenenergien für Sekundärprodukte verschiedener Teilchen

## 4.2. Programmschema

GEANT3 ist ein in hohem Maße modulares Programmpaket. Für den normalen Anwender gibt es eine klare Trennung zwischen dem unveränderbaren Simulationsteil und dem Userteil. Letzterer hat ein Hauptprogramm und diverse Unterprogramme zu enthalten. Es ist sinnvoll, auch den Userteil modular zu gestalten, um die vorgegebene Übersichtlichkeit zu wahren. Wie sich anhand eines sehr vereinfachten Programmschemas verdeutlichen läßt, wird dieses Vorgehen zum Teil erzwungen:



Alle mit **G** (**Geant**) beginnenden Routinen sind fester Bestandteil des Programmpaketes. Mit **U** beginnende Routinen sind vollständig vom Anwender (engl.: **User**) zu schreiben, und werden auch nur von userdefinierten Routinen aufgerufen. Bei den mit **GU** beginnenden Routinen handelt es sich um solche, die von Geant an einer festen Stelle des Simulationsablaufes aufgerufen werden. Diese gehören in einer "Dummyversion" zum Programmpaket, und werden bei Bedarf vom User mit Inhalt gefüllt.

Vom Hauptprogramm UGEANT werden die drei Programmabschnitte Initialisierung (UGINIT), eigentliche Simulation (GRUN) sowie Beendigung (UGLAST) durchgeführt. In UGINIT wird die Geometriedefinition UGEOM aufgerufen und, von GPHYSI werden die erforderlichen Materialeigenschaften errechnet und im Speicher abgelegt. Zur Definition des zu simulierenden Setups stehen vordefinierte Volumina wie Quader, Tuben usw. zur Verfügung, die ganz oder abschnittsweise mit den gewünschten Materialien gefüllt und in beliebiger Anzahl, Größe und Orientierung positioniert werden können. GRUN kontrolliert die Durchführung der einzelnen Events. Dazu werden in GUKINE Art, Vertex und Impulse des gewünschten Primärteilchens definiert. In GUTREV kann der User Initialisierungen für einzelne Events vornehmen. GTREVE ist eine Schleife über alle (primären und erzeugten) Teilchen, die bei jedem neuen Track GUTRAK aufruft, wo - wie es der Anwender für sinnvoll hält - entsprechender Usercode zur Ausführung gelangen kann. Nachdem in GMEDIA das momentane Trackingmedium gefunden worden ist, laufen die einzelnen Steps, die das Teilchen wirklich voranbringen, unter Kontrolle von GTVOL ab. Nach jedem solchen Step können in GUSTEP wieder vom Anwender festgelegte Programmschritte ausgeführt werden. Am Schluß eines jeden Events können in GUOUT die gewonnenen Informationen auf ein externes Speichermedium geschrieben oder für eine alle Events betreffende Auswertung (in UGLAST) abgespeichert werden. Während der gesamten Simulation liegen die Größen, die den aktuellen Simulationsstand beschreiben, in COMMON-Blöcken vor, so daß problemlos auf sie zugegriffen werden kann.

Dieses Konzept erlaubt es dem Anwender, auf jeder der "Ebenen" *Run, Event, Track, Step* Eingriffe in den Simulationsablauf vorzunehmen oder Informationen zu gewinnen.

## 5. Elektromagnetische Simulationen

### 5.1. Besondere Problemstellung bei Si-Auslese

Auf dem Gebiet der Simulation elektromagnetischer Kalorimeter zeigen mit dem Programm EGS4 gesammelte Erfahrungen, daß die Simulation elektromagnetischer Kalorimeter mit Abweichungen vom Experiment im Prozentbereich möglich ist. Um auch mit GEANT3 vertraut zu werden, wurde daher versucht, einige mit EGS4 erfolgreich vorgenommene Simulationen mit GEANT3 zu wiederholen, und so das in EGS4 hergestellte Vertrauen zu nutzen, um den elektromagnetischen Teil von GEANT3 auf seine Anwendbarkeit für Si-instrumentierte Kalorimeter zu prüfen. Es kommt dabei nicht darauf an, so hervorragende Ergebnisse wie mit EGS4 zu erreichen, da bei den eigentlich angestrebten hadronischen Simulationen viel größere Fehler aufgrund der Komplexität der zugrunde liegenden Reaktionen zu erwarten sind. Vertrauen in den Algorithmus, der das Tracking bei GEANT3 übernimmt, kann aber so geschaffen werden.

Die besonderen Schwierigkeiten der Simulation siliziuminstrumentierter Kalorimeter entstehen durch die geringe Dicke der aktiven Schichten von nur einigen hundert Mikrometern. Wie die ersten Simulationsversuche mit EGS4 bestätigt hatten, ist es nicht möglich, mit den sonst häufig üblichen Cuts in der Größe von MeV zu arbeiten, ohne das erhebliche Fehler insbesondere bei der Energieauflösung auftreten. Den Schlüssel des Verständnisses dazu liefert die Betrachtung der Reichweiten von Teilchen im Verhältnis zur Dicke der aktiven Schichten. Ist dieses Verhältnis im Bereich der Cutenergie noch nicht klein gegen eins, so kommt es zur Deposition von zu großen Energiebeträgen, wenn ein Teilchen unter den Cut gelangt, das sonst den Detektor noch hätte verlassen können. Umgekehrt läßt ein in der Randschicht eines Absorbers aufgrund zu hoher Cutenergie steckengebliebenes Teilchen einen beträchtlichen Teil der sichtbaren Energie fehlen. Verstärkt wird dieser Effekt in seinen Auswirkungen dadurch, daß ein mip in den dünnen Si-Detektoren ca. 120 keV deponiert, also nur einen Bruchteil dieser an falscher Stelle deponierten Energie. Die hervorragende Übereinstimmung zwischen Experiment und EGS-Simulationen wurde demzufolge durch niedrige Energiecuts ermöglicht, jedoch erst durch die angemessene Simulation der hinzugekommenen Teilchen erreicht.

Eine besondere Problematik liegt darin, daß der Energieverlust von Elektronen unter 1 MeV von der Energie des Teilchens selbst stark abhängig ist. Die Energiedeposition wird im Programm durch  $\frac{dE}{dx} \delta x$  berechnet, wobei  $\delta x$  die Stieplänge und  $dE/dx$  der spezifische Energieverlust vor Abzug der aktuellen Energiedeposition ist. Wenn dieser danach eine merkliche Änderung erfahren hat, ist das eine schlechte Näherung für das Integral  $\int \frac{dE}{dx} dx$  über den zurückgelegten Weg. Da die Durchführung einer numerischen Integration wegen des damit verbundenen Zuwachses an Rechenzeit nicht sinnvoll erscheint, ist eine Begrenzung der Schrittweiten erforderlich.



In EGS4 wie in GEANT3 wird dem Rechnung getragen, indem die Energiedeposition pro Step auf einen vom Anwender festzulegenden Anteil der kinetischen Energie begrenzt wird (ESTEPE in EGS4, DEEMAX in GEANT3).

Wesentlich erschwert wird die Simulation durch die Krümmung der Bahnen niederenergetischer Teilchen, die durch die mit abnehmender Energie größer werdenden Streuwinkel stark zunimmt. Deren Simulation durch Polygonzüge erfolgt in EGS4 durch die Molier'sche Theorie, während bei GEANT3 der Wert der Datenkarte MULS den anzuwendenden Algorithmus bestimmt. Ein Wert von 1 ergibt die einfachere Gauß'sche Theorie, mit MULS=2 kommt die Moliersche Theorie zur Anwendung. Letztere ist in der gegenwärtigen GEANT-Version 3.11 ohne die Berechnung von lateralem Versatz und Weglängenkorrektur implementiert. Um im Gültigkeitsbereich der Vielfachstreuung zu bleiben, müssen entsprechend kleine Schrittweiten gewählt werden, womit auch die Berechnung von lateralem Versatz und Weglängenkorrektur keine entscheidende Rolle mehr spielen. Da EGS4 nach jedem Schritt sowohl den Energieverlust als auch die neue Flugrichtung aufgrund des Multiple-Scattering berechnet, greift auch hier der Parameter ESTEPE, während bei GEANT3 Multiple-Scattering wie ein diskretes Ereignis mit einer "freien Weglänge" behandelt wird. Deren Wert ist willkürlich auf eine halbe Strahlungslänge gesetzt worden, ein - wie sich zeigen wird - für niederenergetische Elektronen viel zu großer Wert. Da zusätzlich an jeder Mediumsgrenze Multiple-Scattering berücksichtigt wird, reduziert sich dieser für dünne Schichten auf die vom Teilchen durchquerte Schichtdicke. Auch diese Länge wird sich im Fall von Si-Kalorimetern als zu groß erweisen.

## 5.2. Explizite Simulation von niederenergetischen Elektronen in einzelnen Si-Detektoren

Um GEANT3 auf eine angemessene Behandlung niederenergetischer Elektronen zu untersuchen, bietet sich die Simulation des Energieverlustes in einem einzelnen Siliziumdetektor an. Mit EGS4-Simulationen verglichen wird die Transmission von Elektronen der Energien 10 und 1 MeV durch 400  $\mu\text{m}$  Silizium. Als Vergleichskriterium dient das Spektrum der dabei deponierten Energie.

Wie es bei relativ hochenergetischen Elektronen erwartet wurde, ergeben sich bei 10 MeV keine signifikanten Unterschiede zwischen EGS4- und GEANT3-Simulationen, und auch solche Simulationen mit verschiedenen Parameterkombinationen liefern nur leicht differierende Ergebnisse. (siehe Tabelle 5.1.)

Dies liegt einerseits am nur schwach energieabhängigen Wert von  $dE/dx$ , andererseits sind die Streuwinkel noch zu klein, um signifikante Unterschiede der auf verschiedenen Ansätzen beruhenden Methoden der Vielfachstreuung hervorzurufen. So beträgt nach der Molier'schen Theorie der mittlere Streuwinkel von 1 MeV Elektronen nach 400  $\mu\text{m}$  Si nur  $7.5^\circ$ , die Simulationen liefern dieselbe Größenordnung ( $6.7^\circ$  mit MULS=1,  $5.3^\circ$  mit MULS=2).

Die Form der Verteilung wird dominiert durch den scharfen Wert des mittleren Energieverlustes, der vollständig in einen Bin fällt. Ungefähr die Hälfte der Elektronen erzeugt ein  $\delta$ -Elektron oberhalb der Schwellenenergie von 10 keV. Überschreitet die Energie des  $\delta$ -Elektrons diesen Wert nicht sehr weit, hat es kaum eine Chance zum Verlassen des Detektors, da die Reichweite nur in der Größenordnung einiger  $\mu\text{m}$  liegt. Sollte jedoch ein hochenergetisches Sekundärelektron erzeugt worden sein, so wird es wahrscheinlich nicht im Si steckenbleiben, sondern dieses mit einem erheblichen Teil seiner kinetischen Energie verlassen. Das Primärelektron hat dann also einen großen Teil seiner Energie verloren. Der davon im Si deponierte Anteil kann jedoch weit hinter diesem Energieverlust zurückbleiben.

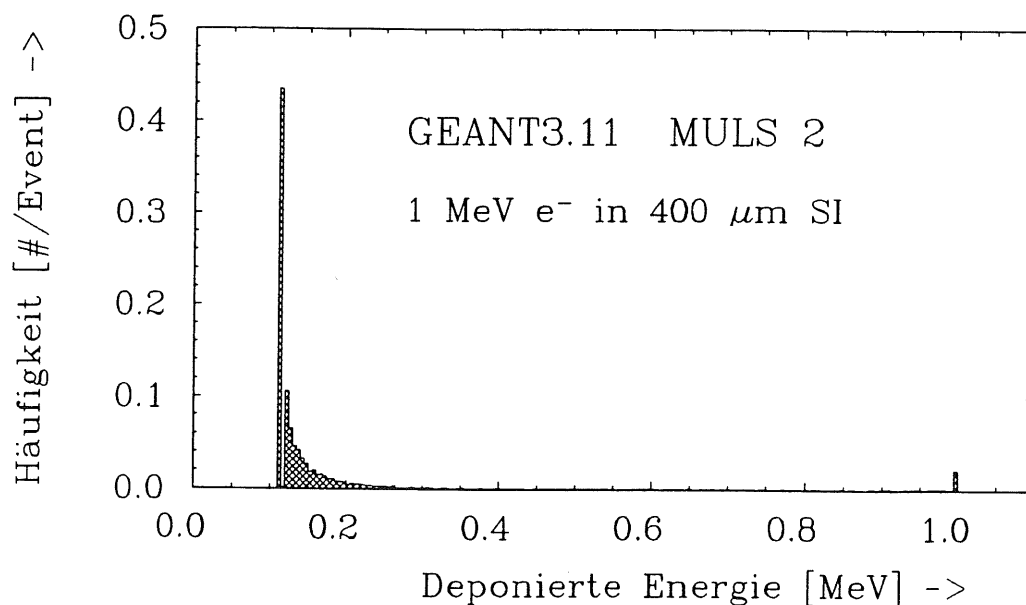
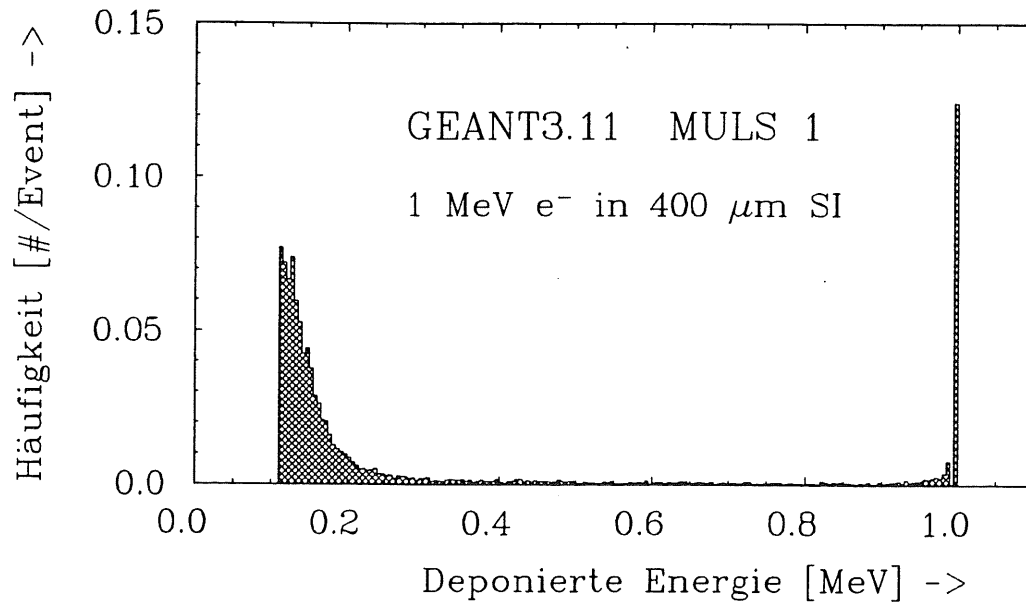
Ein viel komplexeres Bild ergeben die Simulationen von 1 MeV Elektronen. Hier wirkt sich der Unterschied in der Häufigkeit der Multiple-Scattering Berechnung voll aus. Während diese bei EGS4 mit einem ESTEPE von 1% mindestens einige zehnmal vorgenommen wird, wird bei GEANT3 zwar ähnlich häufig der Energieverlust berechnet, Multiple-Scattering aber nur, wenn das Elektron auf die hintere Mediumsgrenze trifft. Dort laufen je nach Multiple-Scattering-Option verschiedene Prozesse ab.

Betrachten wir zuerst die Gauß'sche Option (LOSS-1). Hier wird neben der neuen Impulsrichtung auch ein lateraler Versatz berechnet. Dessen Mittelwert ist proportional zur relevanten Weglänge, was in diesen Fall nicht der aktuellen Steplänge, sondern dem seit dem letzten Multiple-Scattering-Aufruf zurückgelegten Weg entspricht, also der Dicke der Detektoren. Angebracht wird dieser laterale Versatz aber erst im letzten Step vor Verlassen des Detektors, so daß sich ein starker Knick von annähernd  $90^\circ$  ergibt, da der eigentlich noch bis zur Mediumsgrenze zurückzulegende Weg sehr viel kleiner als die "Korrektur" ist. Weiterhin ergeben sich bei diesen Energien aufgrund der großen Multiple-Scattering-Länge viel zu große Streuwinkel. Die Standardabweichung der zugrunde liegenden Gaußverteilung liegt jetzt um  $55^\circ$ , was weit außerhalb des Gültigkeitsbereiches der zugrunde liegenden Theorie liegt. Bei der Simulation liegen 21% der Winkel oberhalb von  $90^\circ$ , was bedeutet, daß diese Elektronen an der Mediumsgrenze "reflektiert" werden. Danach haben diese kaum Chancen, den Detektor zu verlassen, denn dazu müßten nochmals mindestens 400  $\mu\text{m}$  Silizium durchquert werden, bei Winkeln nur knapp über  $90^\circ$  sogar viel mehr<sup>10</sup>. Es wird dann also die gesamte Energie von 1 MeV im Silizium deponiert.

Bei Anwendung der Molier'schen Theorie sind trotz der großen für Multiple-Scattering zugrunde liegenden Weglängen 94% Streuwinkel kleiner als  $90^\circ$ . Da kein lateraler Versatz berechnet wird, durchqueren diese Elektronen das Silizium auf dem kürzestmöglichen Weg und deponieren dabei durch kontinuierlichen Energieverlust alle den gleichen Betrag ihrer Energie. Bei ungefähr der Hälfte der Events wird dieser durch Sekundärelektronenproduktion vergrößert. Nur wenige Elektronen werden mit Streuwinkeln über  $90^\circ$  "reflektiert" und bleiben stecken.

<sup>10</sup> Da auch Winkel größer als 360 Grad häufig auftreten, kann man den Kosinus betrachten. Ist er positiv, wird der Detektor verlassen, ansonsten nicht. Das ist der Grund dafür, daß nicht 21% der Elektronen steckenbleiben

Die sich für die beiden Multiple-Scattering-Optionen ergebenden Bilder der deponierten Energien sehen also sehr verschieden aus, weil bei Gauß'schem Multiple-Scattering im Mittel grössere Winkel vorkommen als bei Molier'schem, und somit ein viel größerer Anteil von Elektronen steckenbleibt. Es ergeben sich Mittelwerte, die fast um einen Faktor von zwei differieren, während der EGS4-Wert zwischen diesen beiden liegt.



Spektrum der deponierten Energie von Elektronen mit 1 MeV kinetischer Energie:

Bild 5.1.: MULS 1 entsprechend Gauß'schem Multiple-Scattering. 12.5% der Elektronen bleiben stecken, da sie an der hinteren Mediumsgrenze "reflektiert" werden.

Bild 5.2.: MULS 2 entsprechend Molier'schem Multiple-Scattering. 45% der Elektronen durchqueren den Detektor senkrecht ohne Wechselwirkung auf dem kürzestmöglichen Weg, da kein Lateralversatz berücksichtigt wird. Mit einer Lücke von 10 keV schließen sich die Events mit  $\delta$ -Elektronenproduktion an. Nur ein sehr kleiner Anteil der Elektronen bleibt stecken.

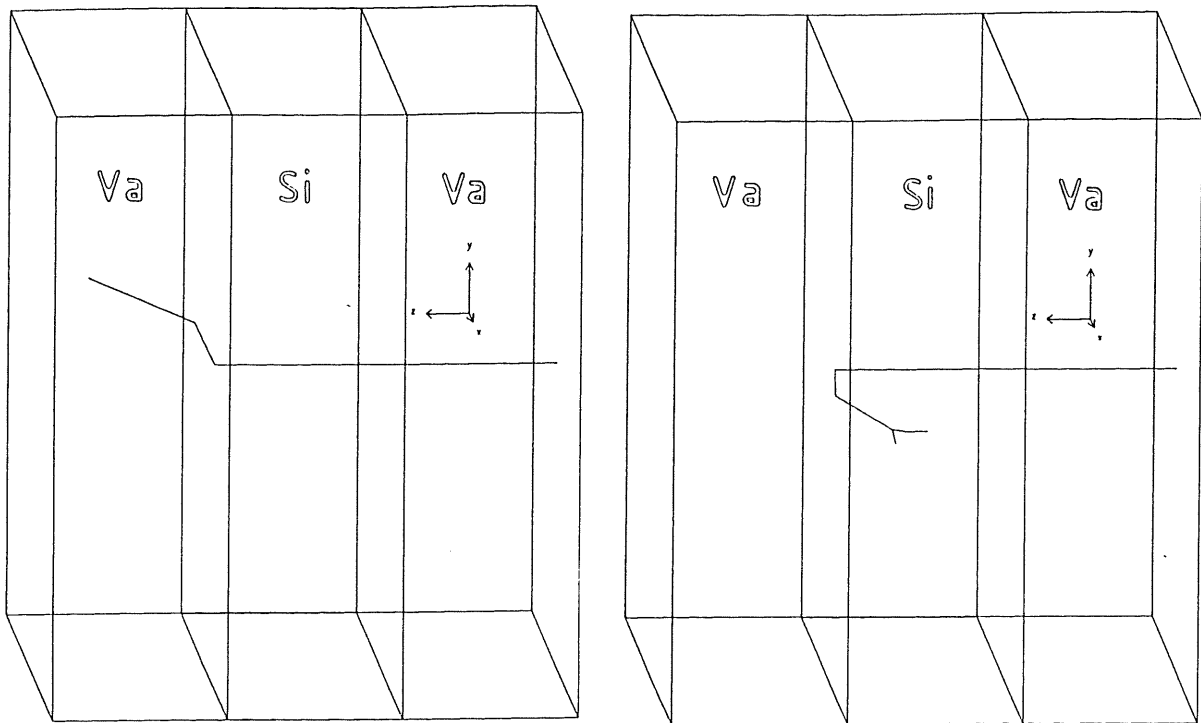
Diese riesigen Diskrepanzen überraschen nach der beschriebenen extrem unrealistischen Simulationsweise mit unsinnig angebrachtem Lateralversatz und Reflektionen an Mediumsgrenzen nicht. Der vorgesehene Spielraum des GEANT3-Users ist jedoch erschöpft, so daß für die vorgesehenen Simulationen nur eine im Quellcode geänderte Version in Frage kam, um die Abstände zwischen zwei Multiple-Scattering Aufrufen zu begrenzen. Geändert wurden die Trackingroutinen für geladene Teilchen (GTELEC, GTMUON, GTHADR). Die Änderungen sorgen dafür, daß nach jedem Schritt, in dem vorher nur Energieverlust berechnet wurde, jetzt auch Multiple-Scattering vollzogen wird. In Abgrenzung von der vorher benutzten Version 3.11 wird diese im folgenden 3.11.S genannt.

Mit diesem geänderten Code wurden die genannten Simulationen wiederholt. Bei 10 MeV ergaben sich kaum Unterschiede zur Originalversion, starke Veränderungen erfahren dagegen die 1 MeV Elektronen. In Bild 5.3. und 5.4. sind typische Ereignisse für die Option MULS 1 dargestellt, wo das geänderte Verhalten deutlicher ins Auge fällt als unter der Moliere'schen Option. Mit MULS 1 wird viel weniger Energiedeposition simuliert, bei MULS 2 wächst diese. Im ersten Fall verschwindet der aufgrund der Reflektionen viel zu große Anteil steckengebliebener Teilchen, im zweiten Fall wird die Energiedeposition durch die aufgrund vielfachen Multiple-Scattering gewachsenen Weglängen größer. Die gewünschte Reproduktion der EGS-Simulationen gelingt jedoch nur unter der Moliere'schen Option, wodurch die Vermutung bestätigt wird, daß es sich bei der Gauß'schen um eine für diesen Energiebereich zu grobe Näherung handelt. Die Übereinstimmung ist dabei nicht nur beim Mittelwert der Energiedeposition befriedigend, sondern auch die Form der Kurven stimmt gut überein. Dies ist von besonderem Wert, da in einer parallel durchgeführten Arbeit [EBE89] gezeigt wird, daß zwischen Experiment und EGS4-Simulationen hervorragende Übereinstimmung besteht.

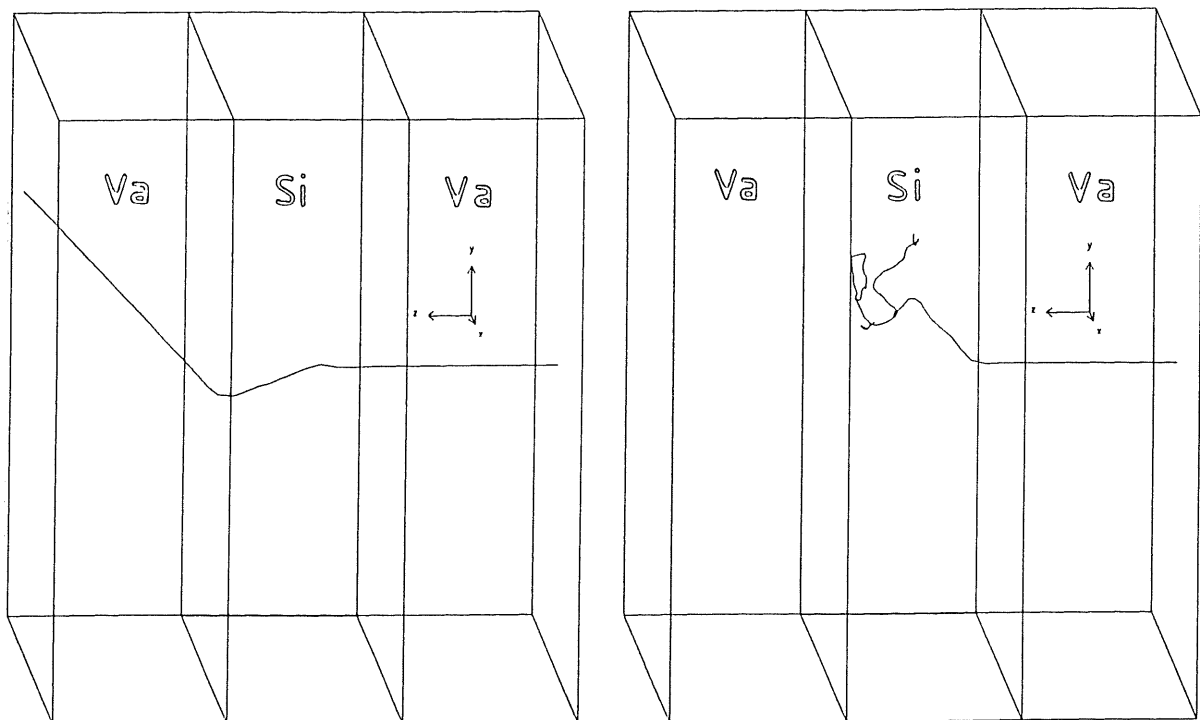
Das Fehlen einer Weglängenkorrektur, wie sie in EGS4 Verwendung findet, hat keine über den Prozentbereich hinausgehenden Auswirkungen. Auch dabei dürfte es sich um eine Folge der gewählten kurzen Schritte handeln.

Multiple Scattering	GEANT3.11		GEANT3.11.S		EGS4
	Gauß	Moliere	Gauß	Moliere	Moliere
10MeV e <sup>-</sup>	140.46±0.66	138.90±0.60	139.30±0.61	137.87±0.56	139.90±0.60
1MeV e <sup>-</sup>	312.9±3.2	169.9±1.6	265.7±2.0	195.3±1.4	205.0±2.9

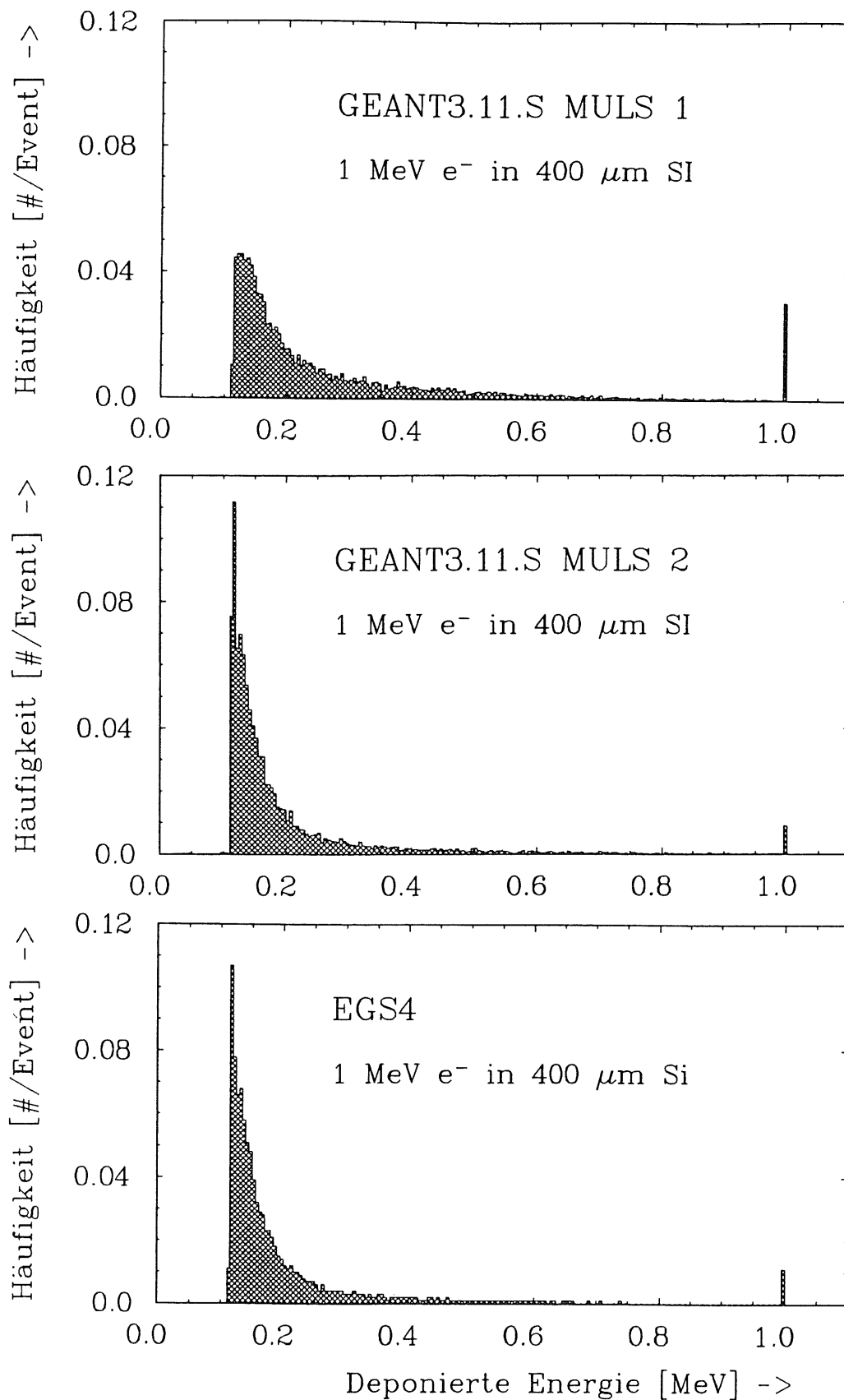
Tabelle 5.1: Mittlerer Energieverlust von Elektronen in keV beim Durchqueren von 400 µm Silizium mit verschiedenen Programmversionen und unter verschiedenen Multiple-Scattering-Optionen.



Graphische Darstellung von typischen Simulationen mit GEANT3.11 unter der Option LOSS 1. Bild 5.3.: Es ist die simulierte Spur eines Elektrons von 1 MeV kinetischer Energie beim Durchqueren einer "vakuumgefüllten Box" zu sehen, in die mittig eine 400  $\mu\text{m}$  dicke Schicht Silizium plaziert wurde. Links ein Ereignis, bei dem das Elektron die Siliziumschicht mit einem Winkel unter  $90^\circ$  verläßt. Der Knick unmittelbar davor ist der Lateralversatz, der erst im letzten Step angebracht wird. Rechts der Fall, in dem das Elektron nach Produktion eines  $\delta$ -Elektrons steckenbleibt, nachdem es an der Silizium-Vakuu-Grenze "reflektiert" wurde.



Graphische Darstellung von typischen Simulationen mit GEANT3.11.S unter der Option LOSS 1. Bild 5.4.: Durch die Änderungen im Quellcode "krümmt" sich die Spur eines Elektrons. Links ein Ereignis, bei dem das Elektron die Siliziumscheibe verläßt - jetzt ohne Knick. Rechts das selten gewordene Ereignis, bei dem ein Elektron steckenbleibt.



Vergleich der Simulationen von geändertem GEANT3.11.S-Code und EGS4:

Bild 5.6.: Gauß'sches Multiple-Scattering (MULS 1)

Bild 5.7.: Molieresches Multiple Scattering (MULS 2)

Bild 5.8.: EGS4 Simulation. In EGS4 wird eine modifizierte Molieresche Theorie angewendet.

### 5.3. Simulation eines elektromagnetischen Kalorimeters - Vergleiche mit EGS4 und Experimenten

Zu den ersten Vorbereitungen des für den Einsatz beim HI-Experiment geplanten PLUG-Kalorimeter gehörte der Test von elektromagnetischen Kalorimetern mit verschiedenen Absorbermaterialien. Im Gegensatz zur unveränderten GEANT3.11-Version ist es mit dem geänderten Code möglich, gute Übereinstimmung von Simulation und einem dieser Experimente zu erreichen.

Gewählt wurde dazu ein aus quadratischen Kupferplatten der Größe  $9 \times 9 \times 1.5 \text{ cm}^3$  und 12 Siliziumdetektoren mit 3 cm Radius und ca.  $395 \mu\text{m}$  Dicke bestehendes Testkalorimeter. Zwischen Absorber und Detektor lagen Luftschichten von 1.6 mm. Die experimentellen Ergebnisse für 2 GeV Elektronen wurden auf  $1 X_0$  Sampling und  $400 \mu\text{m}$  Detektoren normiert.

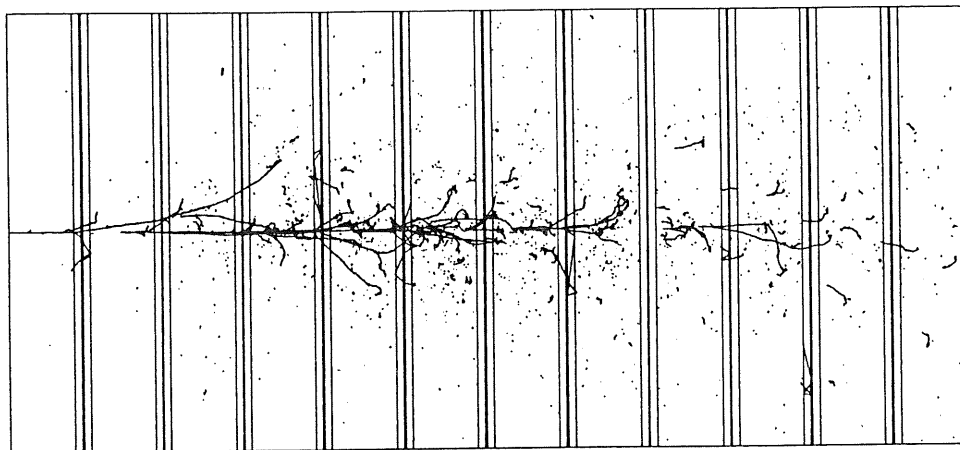


Bild 5.9. Graphische Darstellung eines elektromagnetischen Schauers im Kupfer-Silizium-Testkalorimeter, ausgelöst durch ein 2 GeV Elektron.

	Geant3.11		Geant3.11.S		EGS4	Experiment
	Gauß	Moliere	Gauß	Moliere	Moliere	—————
Multiple-Scattering						—————
Samplingfraction [MeV/GeV]	7.187 ±0.079	9.862 ±0.091	6.005 ±0.051	6.402 ±0.043	6.760 ±0.026	6.85
$\sigma / E_{\text{vis}} \times \sqrt{E_{\text{Beam}}}$ [% $\sqrt{\text{GeV}}$ ]	31.4 ±1.3	25.1 ±1.1	23.4 ±9.3	22.40 ±0.70	23.8 ±0.4	25.0
CPU-Zeit pro GeV	4.6s	5.7s	4.9s	6.2s	7.5s	—————

Tabelle 5.2. Samplingfraction und Energieauflösung des Cu-Si-Kalorimeter

## 6. Hadronische Simulationen

Alle folgenden Daten wurden gewonnen bei der Simulation von durch Elektronen und (negative)  $\pi$ -Mesonen ausgelösten Schauern in einem idealisierten Eisen-Silizium-Kalorimeter. Dieses ist mit einer Länge von  $12\lambda$  und einem Radius von  $5\lambda$  groß genug, um auch bei hochenergetischen Primärteilchen ein gutes containment zu garantieren. Das *Sampling* beträgt  $1/16\lambda$ , d.h. jeweils nach einer Absorberschicht von  $1/16\lambda$  ( $\approx 1\text{cm}$ ) Eisen folgt eine Siliziumschicht von  $400\mu\text{m}$  Silizium. Es wurde mit GEANT3.11.S simuliert. Moliere'sches Multiple Scattering (MULS 2), Erzeugung expliziter  $\delta$ -Elektronen (LOSS 1), kleinstmögliche Abschneide- und Schwellenenergien von  $10\text{ keV}$ , relativer Energieverlust pro Schritt (DEEMAX) kleiner  $1\%$  und eine minimale Schrittweite (STMIN) von  $100\mu\text{m}$  im Eisen und  $40\mu\text{m}$  im Silizium stellen die gewählten Simulationsparameter dar.

### 6.1. Teilchenflußspektren

Bei der Ausbildung eines hadronischen Schauers verteilt sich die Energie des Primärteilchens auf eine Vielzahl von verschiedenartigen Sekundärteilchen. Eine experimentelle Bestimmung dieser Verteilung wäre sehr schwierig. Monte-Carlo-Simulationen dagegen bieten die Möglichkeit, diese Informationen in Form von Teilchenflußspektren zu gewinnen.

Um eine Verteilung auf einen mehrere Größenordnungen umfassenden Energiebereich graphisch darzustellen, ist ein "Lethargie-Plot" üblich. Dabei wird  $E \times d\Phi/dE$  gegenüber  $\ln E$  aufgetragen, wobei  $\Phi(E)$  die Anzahl der Teilchen mit weniger Energie als  $E$  ist. Wie man leicht ausrechnen kann, ist dann die Fläche  $A$  unter der Kurve zwischen zwei beliebigen Energien  $E_0$  und  $E_1$  äquivalent zur in diesem Energiebereich vorhandenen Anzahl von Teilchen:

$$A = \int_{E_0}^{E_1} E \frac{d\Phi(E)}{dE} d\ln E = \int_{E_0}^{E_1} \frac{d\Phi(E)}{dE} dE = \Phi(E_1) - \Phi(E_0)$$

Da hier jedoch keine analytische Funktion zur Verfügung steht, sondern die simulierten Daten in einer solchen Weise veranschaulicht werden sollen, ist die Vorgehensweise eine andere: In ein Histogramm mit linear zunehmender Binbreite werden die Energien der in die aktiven Schichten gelangenden Teilchen einsortiert. Die so proportional zur Energie vorgenommene Gewichtung jedes Teilchens entspricht der obigen Multiplikation von  $d\Phi/dE$  mit  $E$ . Wird dieses Histogramm dann über einer logarithmischen Abszisse aufgetragen, sehen alle Bins gleich breit aus. Die Fläche pro Teilchen ist wieder normiert.



Als Bestandteile elektromagnetischer Schauer kommen nur Elektronen bzw. Positronen (die hier unter Elektronen zusammengefasst werden) und Photonen vor. Bei Betrachtung der Spektren ist zu berücksichtigen, daß sowohl Gammaquanten aus Bremsstrahlung wie auch  $\delta$ -Elektronen erst ab einer Schwellenenergie von 10 keV erzeugt werden und auch nur bis zu dieser Energie verfolgt werden. In der Realität wird die Energie solange weiterverteilt, bis dieser Prozeß bei Energien in der Größenordnung von eV in den Bereich gelangt, in dem keine neuen Sekundärteilchen erzeugt werden können.

Die große Vielfalt der in hadronischen Schauern entstehenden Teilchen ist durch sehr unterschiedliche Auftrittshäufigkeiten gekennzeichnet. Der stark fluktuierende  $\pi^0$ -Anteil bestimmt im wesentlichen die Anzahl der Elektronen, Positronen und Photonen. Unter den übrigen geladenen Teilchen stellen die Pionen den größten Anteil, da sie aufgrund ihrer kleinen Masse von ca. 140 MeV/c<sup>2</sup> in großer Zahl produziert werden können.

Weil Baryonen nur paarweise erzeugt werden können und eine viel größere Masse haben, ist der "Verbrauch" an kinetischer Energie ungleich höher - für ein Paar ca. 2 GeV/c<sup>2</sup>. Im Schauer vorkommende Protonen und Neutronen stammen daher im wesentlichen aus elastischen Streuprozessen, waren also bereits in der Schauer materie vorhanden. Exotischere Hadronen entstehen nur in kleiner Zahl und sind für die sichtbare Energie von untergeordneter Bedeutung.

Unter den ungeladenen Teilchen sind besonders die Neutronen von Interesse. Einerseits sind sie wichtig wegen ihrer Fähigkeit, durch Moderation und Einfang zum Kalorimetersignal beizutragen, andererseits ist das Flußintegral der Neutronen ein wichtiger Parameter der Strahlenschädigung von Siliziumdetektoren. GEANT3.11 ist jedoch nicht fähig, niederenergetische Neutronen zu simulieren. Durch die Verwendung von GHEISHA7 wären in diesem Energiebereich sowieso nur unzuverlässige Simulationen möglich, da die entsprechenden Parametrisierungen bei viel höheren Energien erzeugt wurden. Entscheidend wirkt sich jedoch ein Fehler im Interface zwischen GEANT und GHEISHA aus, der für Neutronen unter ca. 1 MeV alle Streuprozesse verhindert. Diese "neutrinoartigen" Neutronen tragen zum Kalorimetersignal nicht bei, da sie grundsätzlich jedes Kalorimeter verlassen. Bis zu Energien von 10 keV herab sollen Simulationen mit der letzten GEANT3.12-Version unter Verwendung von GHEISHA8 auch für Neutronen möglich sein. Diese neueste Version stand zum Zeitpunkt der Durchführung dieser Simulationsreihe noch nicht in einer lauffähigen Version zur Verfügung.

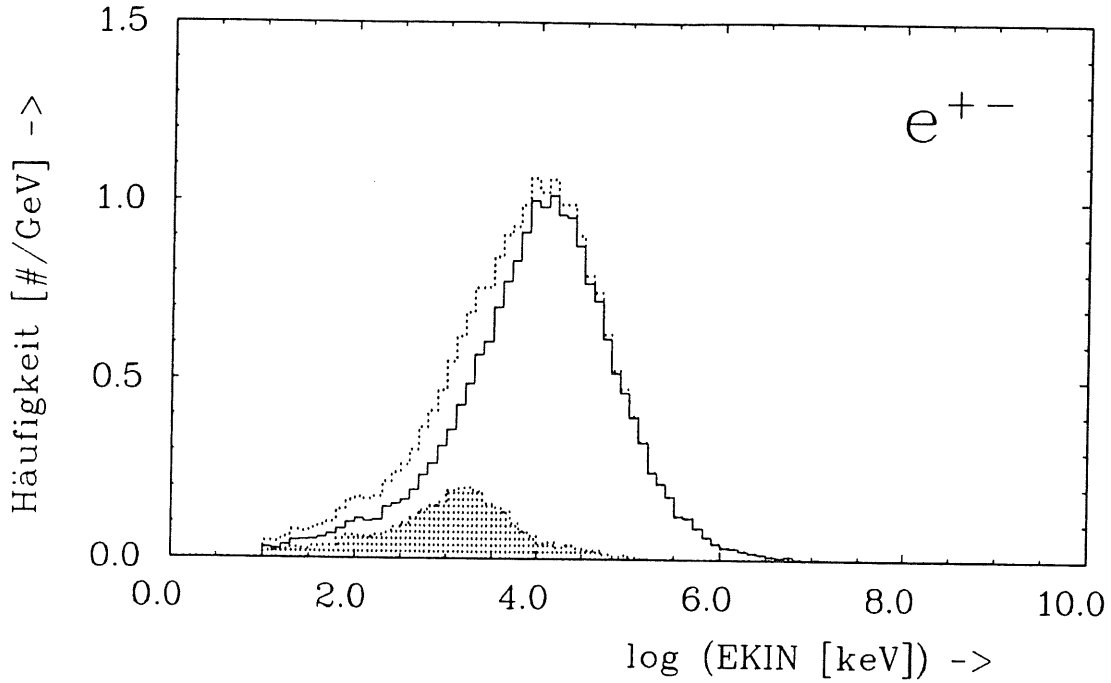


Bild 6.1.1. Elektronen und Positronen: Die mittlere Energie der vorwärts in die Si-Detektoren eindringenden Teilchen liegt um 10 MeV, bei rückwärts fliegenden Teilchen knapp über 1 MeV.

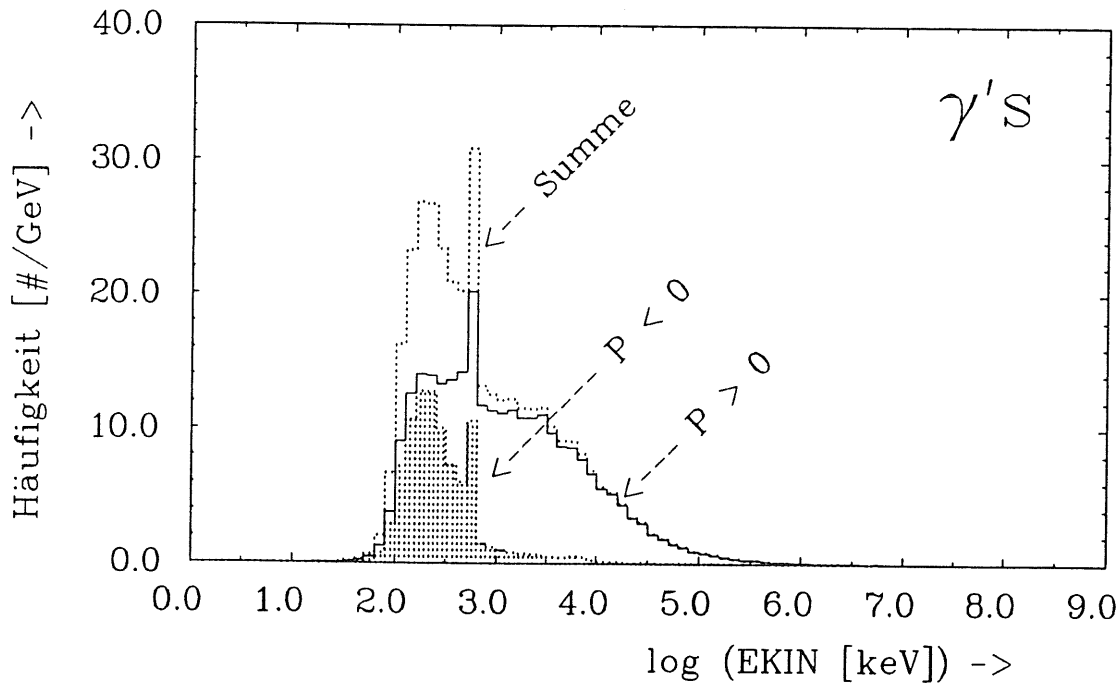


Bild 6.1.2. Photonen: Während sowohl vorwärts wie auch rückwärts fliegenden Photonen erst bei 100 keV einen parallelen steilen Anstieg zeigen, kommen Energien über 1 MeV praktisch nur mit positiver Impulskomponente vor. Deutlich sichtbar ist der Peak bei 511 keV, der Energie von Gammaquanten aus Positronenannihilationen.

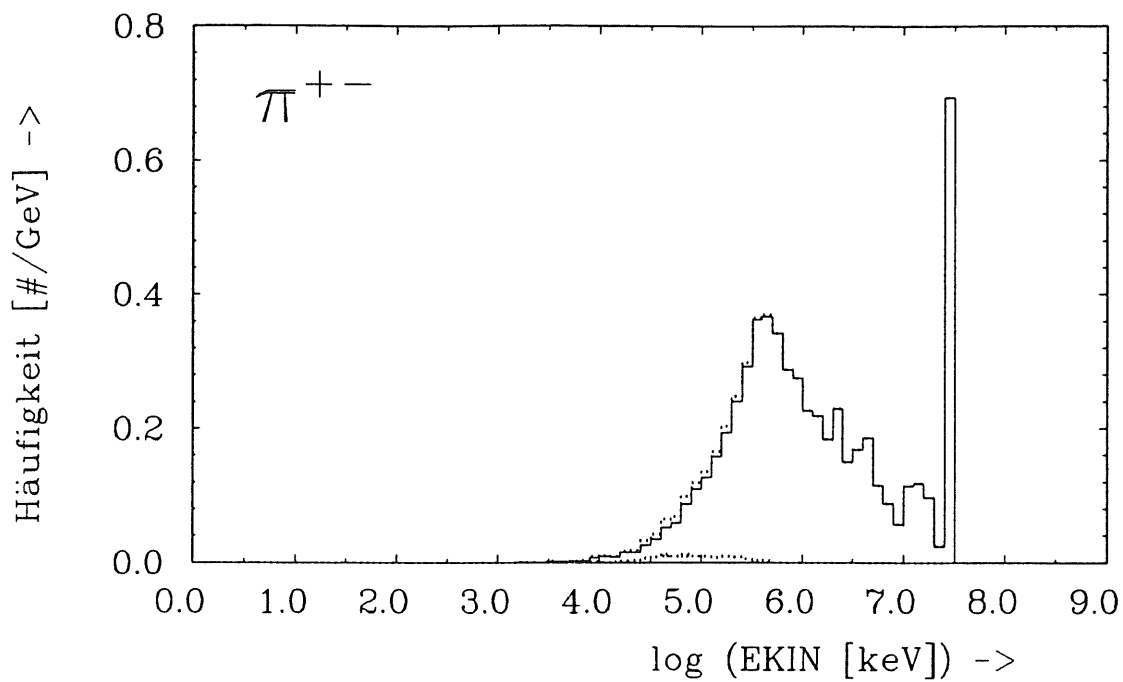


Bild 6.1.3. Pionen: Knapp unter 30 GeV liegen die Primärteilchen in einem Bin, solange diese noch keinen Spallation-Prozess hervorgerufen haben. Aus der Höhe von 0.7 Einträgen pro GeV und dem Sampling von  $1/16 \lambda$  kann abgeschätzt werden, daß Spallation nach einer Fluglänge von durchschnittlich  $0.7 \times 30 / 16 \lambda = 1.3 \lambda$  eintritt.

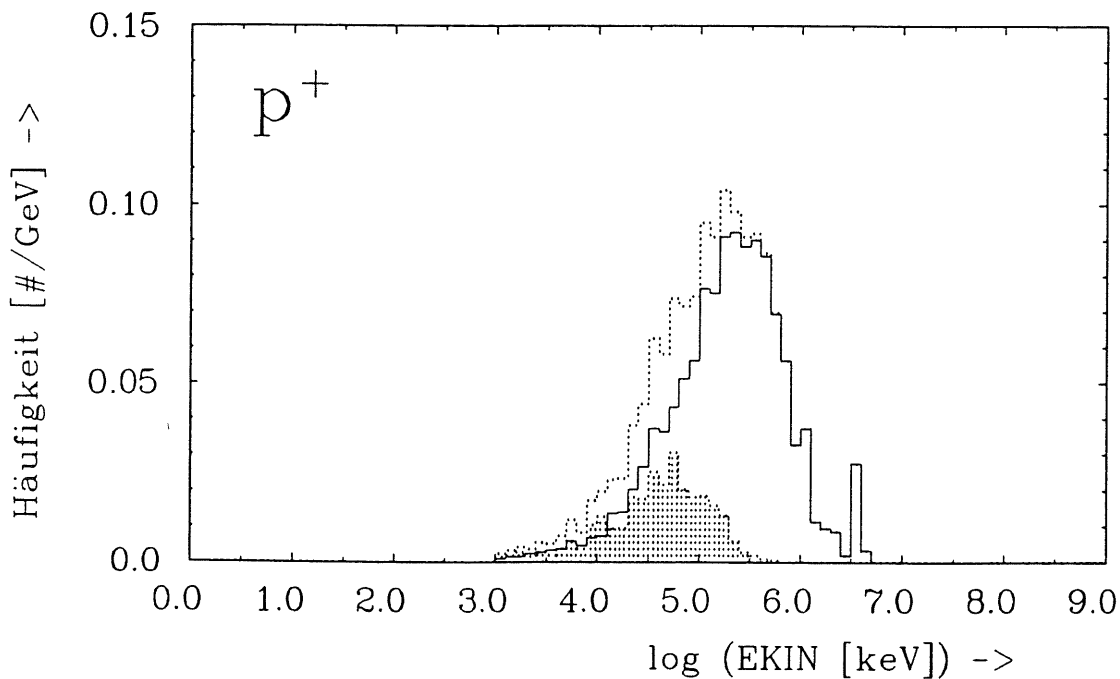


Bild 6.1.4. Protonen: Insgesamt in deutlich kleinerer Zahl vorkommend, ist ein ähnliches Spektrum wie bei den Pionen zu erkennen. Im Energiebereich von 10 bis 100 MeV ist die Impulsverteilung annähernd isotrop, was auf einen Ursprung dieser Protonen aus Evaporation-Prozessen hindeutet.

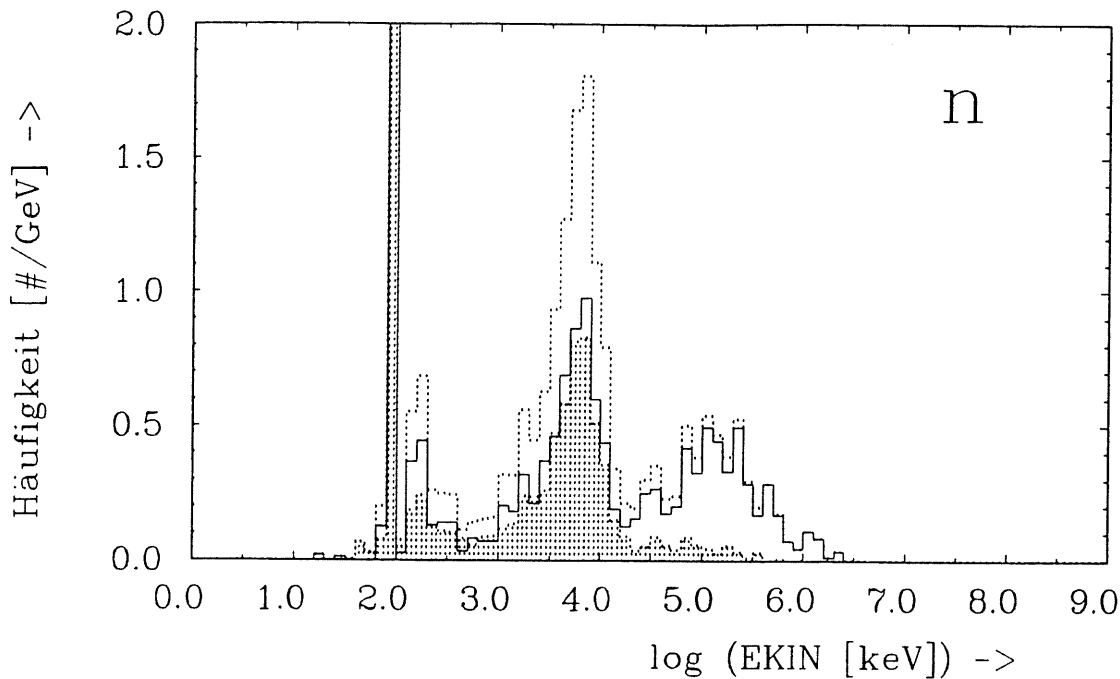


Bild 6.1.5. Neutronen: Das Spektrum zeigt deutlich zwei Maxima. Mit Energien um 6 MeV und einer isotropen Impulsverteilung treten die Neutronen aus Evaporations-Prozessen auf. Über 100 MeV tritt ein zweites Maximum nur bei positivem Impuls auf. Hierbei handelt es sich um Neutronen aus der intranuklearen Kaskade. Der Peak bei 100 keV entsteht durch einen Programmfehler (siehe Text).

## 6.2. Energiedepositionsspektren

Anhand der Teilchenspektren kann in einem gewissen Grad abgeschätzt werden, wieviel Energie von Teilchen eines Energiebereiches im Silizium deponiert wird, denn bei hochenergetischen geladenen Teilchen ist dieser nahezu unabhängig von Art und Energie. Man braucht also für eine grobe Abschätzung nur die Anzahl der Teilchen mit dem Energieverlust eines  $mip's$  zu multiplizieren. Im niederenergetischen Bereich ist das nicht möglich, denn einerseits ist der Energieverlust hier stark geschwindigkeitsabhängig, andererseits werden im Silizium entstehende Teilchen ( $\delta$ -Elektronen) in der obigen Darstellung nicht berücksichtigt.

Um dennoch auch hier einen Überblick zu geben, wird die deponierte Energie über einer logarithmischen Energieachse integrierend aufgetragen. Ein Punkt der Kurve gibt somit Auskunft darüber, welcher Anteil an der gesamten sichtbaren Energie deponiert wurde von Teilchen mit Energien unterhalb der abgelesenen Grenze. Bei verschiedenen Primärenergien sind kaum qualitative Unterschiede zu erkennen, lediglich der elektromagnetische Anteil wächst mit dieser.

Es wurde hierbei getrennt zwischen Elektronen/Positronen und anderen Teilchen. So ist erkennbar, daß unterhalb von 1 MeV nur Elektronen Energie deponieren. Dabei handelt es sich jedoch nicht nur um solche aus  $\pi^0$ -Schauern, sondern auch  $\delta$ -Elektronen geladener Hadronen müssen dazu beitragen. So ist zu erklären, daß der asymptotische Wert der elektromagnetisch deponierten Energie den des mittleren  $\pi^0$ -Anteils übersteigt.

Die Kurve für den nicht-elektronischen Teil zeigt an zwei Stellen einen Knick. Unmittelbar unterhalb der Einschußenergie wird dieser verursacht durch das Primärteilchen, daß vor der ersten hadronischen Wechselwirkung praktisch monoenergetisch bleibt. Bei einer Energie zwischen ein und zehn MeV kommt STMIN zur Wirkung: Der durch DEEMAX vorgegebene maximale Energieverlust von 1% der jeweiligen kinetischen Energie würde ein schrittweises Durchlaufen aller Energiebereiche bis zur Cutenergie erzwingen, wenn nicht durch STMIN eine untere Grenze von 10  $\mu\text{m}$  vorgegeben wäre. Sobald diese erreicht ist, fallen die Teilchen nach wenigen Schritten mit relativ großem Energieverlust unter die Cutenergie.

Der bei Elektronen bei ca. 16 keV sichtbare Knick hat dieselbe Ursache, nur ist der spezifische Energieverlust aufgrund der einige hundertmal kleineren Masse viel geringer und die Begrenzung durch STMIN setzt erst bei viel kleineren Energien ein.

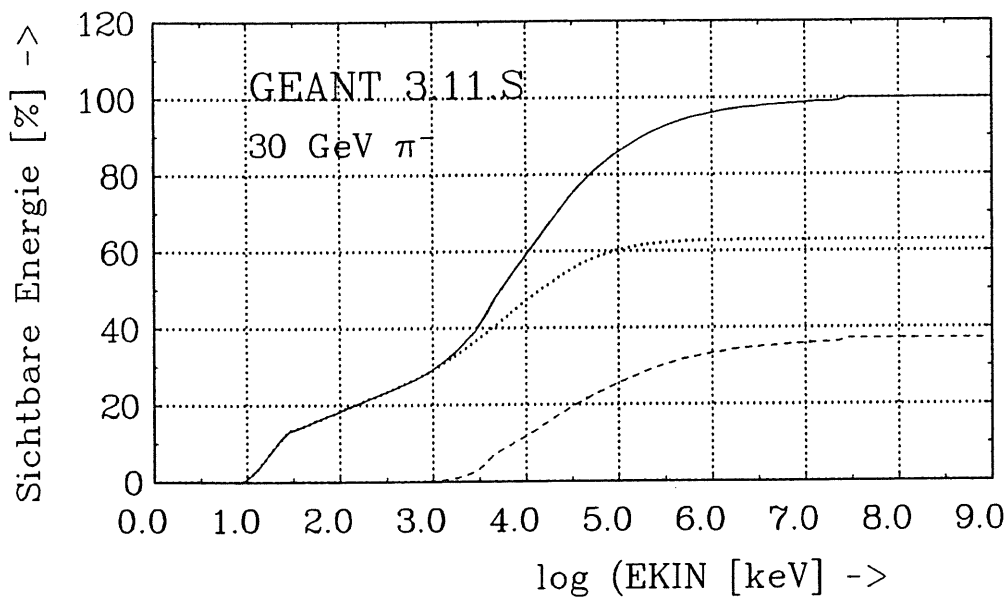


Bild 6.2.1.: Integrierende Darstellung der Energiedeposition als Funktion der Teilchenenergie. Die gepunktete Kurve stellt den von Elektronen und Positronen deponierten Anteil dar. Gestrichelt ist die von den übrigen Teilchen deponierte Energie, und durchgezogen die gesamte sichtbare Energie.

### 6.3. Schauerentwicklung

Die deponierte Energie eines elektromagnetischen Schauers ist eine relativ stetige Funktion sowohl der Schauertiefe als auch des Abstandes von der Schauerachse. So liegt auch das Maximum bei jedem Schauer ungefähr an derselben Stelle.

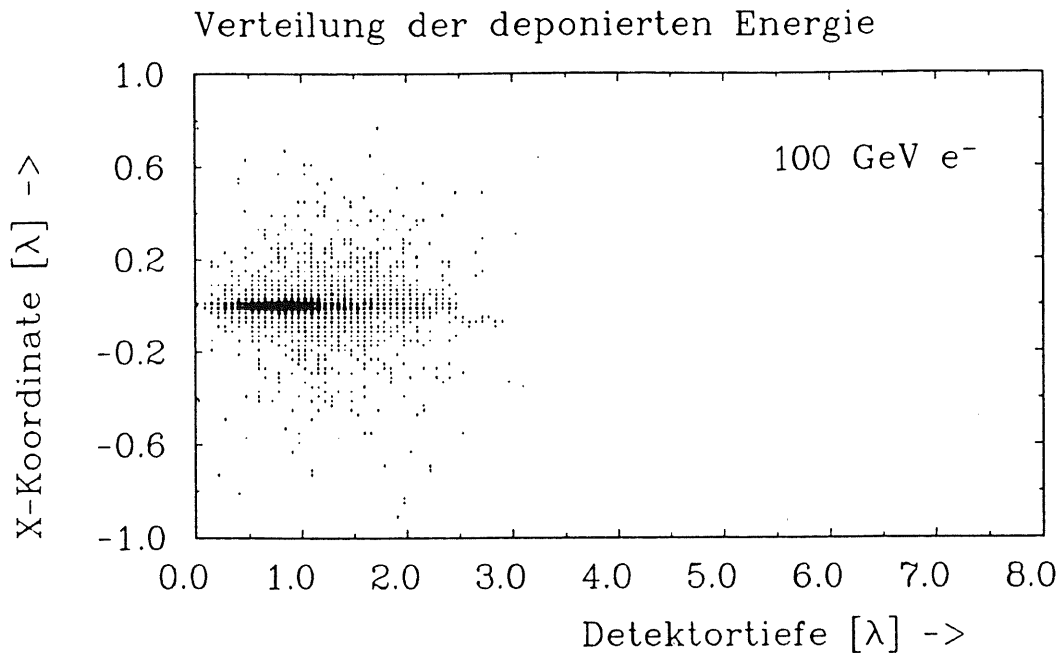


Bild 6.3.1 Ein elektromagnetischer Schauer.

Ganz anders ist dagegen das Bild einzelner durch geladene Pionen ausgelöste Schauer. Vor dem ersten hadronischen Wechselwirkungspunkt wird kaum Energie deponiert, denn dort verlaufen lediglich die Spuren des primären Hadrons sowie der Teilchen, die durch wiederholte Streuprozesse oder bei der Evaporation einem negativen Impuls erhalten haben. An diesem Wechselwirkungspunkt entstehende  $\pi^0$ 's deponieren ihre Energie dann mit der gegen die Wechselwirkungslänge  $\lambda$  kleinen Strahlungslänge  $X_0$ . Auch entstehende niederenergetische Hadronen deponieren ihre Energie in der Nähe dieses Punktes, während hochenergetische Hadronen auf dem in  $\lambda$  skalierenden Weg bis zu ihrer nächsten hadronischen Reaktion nur die Energie eines  $mip$ 's hinterlassen. Das individuelle Schauerprofil eines Hadrons ist darum extrem irregulär mit einigen lokalen *Spots* hoher Energiedeposition, und erst die Mittelung über viele Einzelschauer läßt eine stetigere longitudinale und laterale Verteilung erkennen.

Für die Abschätzung der für ein Kalorimeter notwendigen Größe ist eine integrale Darstellung nützlich. Hier kann an der Abszisse unmittelbar die für ein gewünschtes (mittleres) containment notwendige Länge bzw. der notwendige Radius abgelesen werden.

Sowohl bei hadronischen wie auch bei elektromagnetischen Schauern variiert die Dichte der deponierten Energie über mehrere Größenordnungen, was zur Darstellung eine logarithmische Ordinate sinnvoll macht.

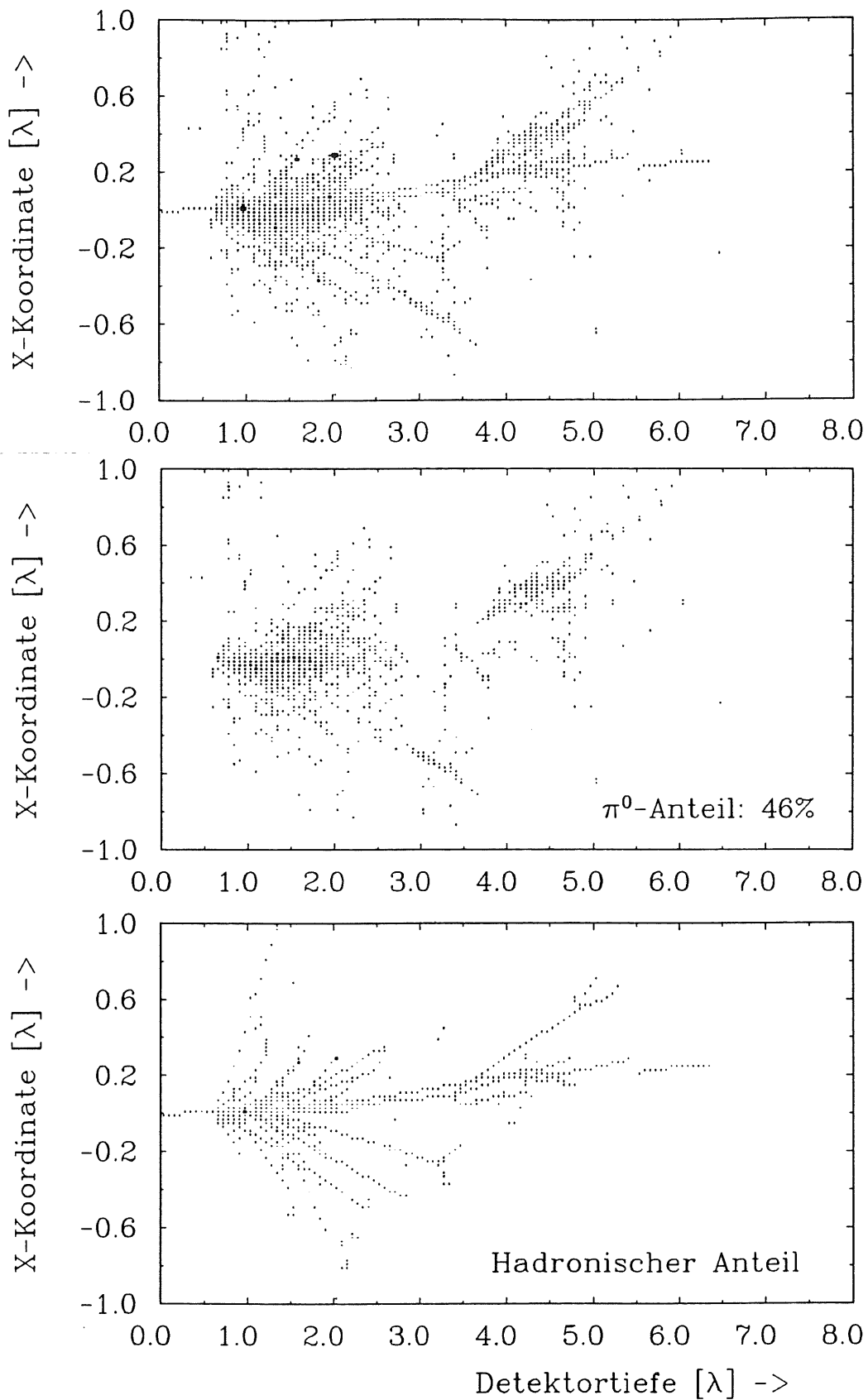


Bild 6.3.2. Ein zufällig ausgewählter hadronischer Schauer. Oben ist die räumliche Verteilung der deponierten Energie als Projektion auf die X-Z-Ebene abgebildet. Als zweites ist nur der durch  $\pi^0$ -Produktion und Zerfall deponierte Anteil eingetragen, und ganz unten die Differenz der beiden, also der "intrinsische" Schauer. Das Verhältnis von Punktgröße zu deponierter Energie ist bei allen drei Darstellungen dasselbe.

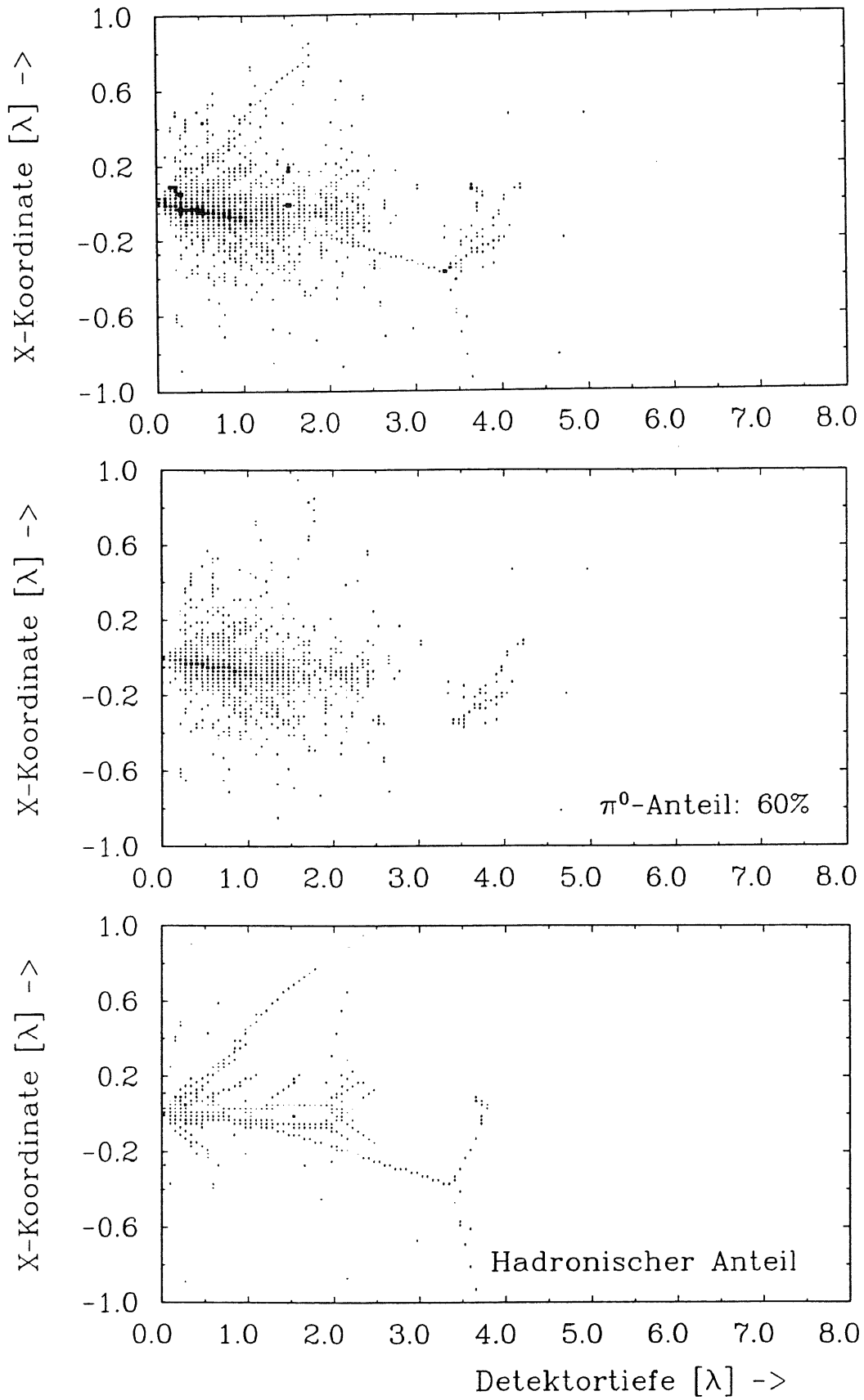


Bild 6.3.3. Wie Bild 6.3.2.



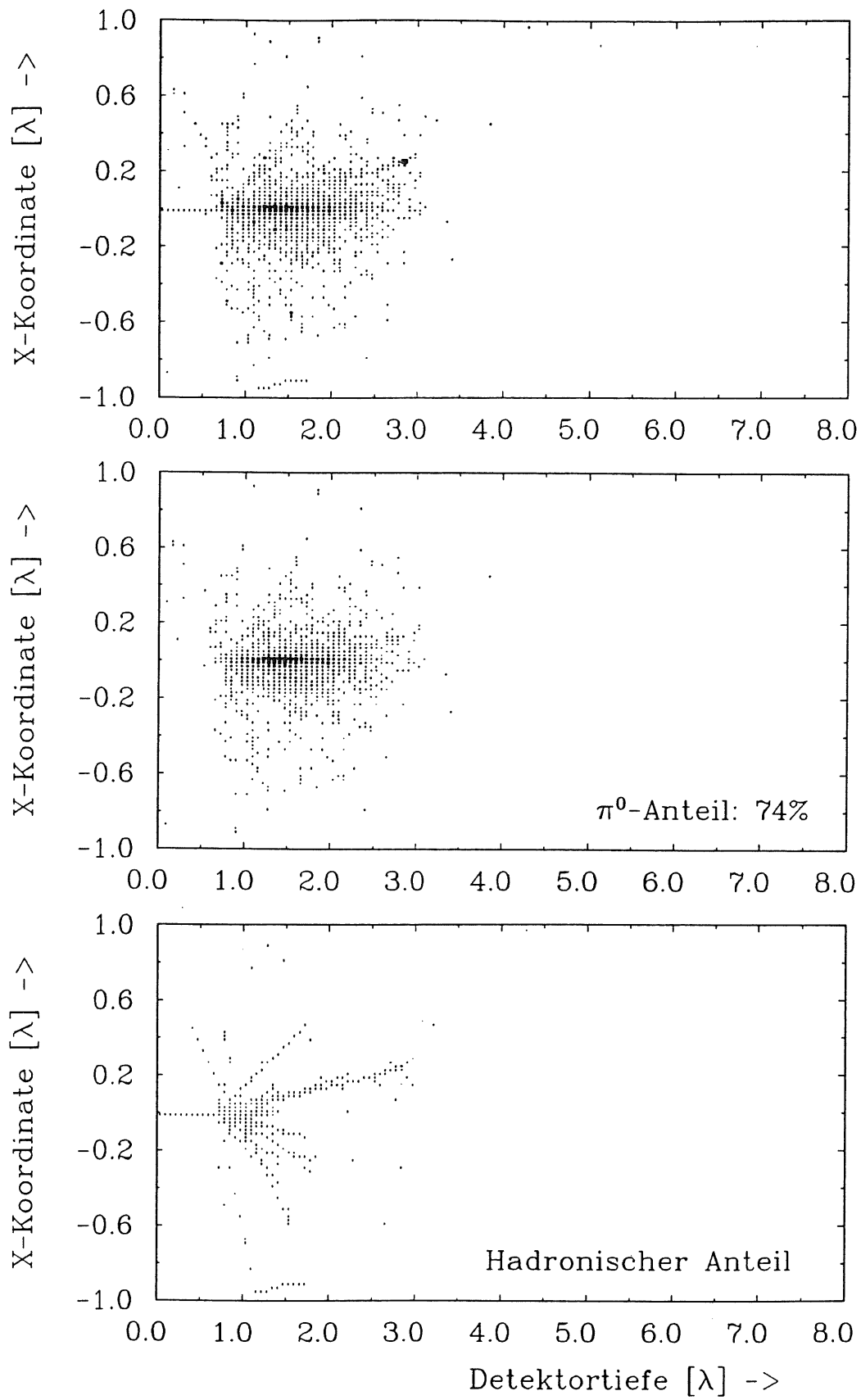


Bild 6.3.4. Wie Bild 6.3.2.

Um die longitudinale Schauerentwicklung mit experimentellen Untersuchungen zu vergleichen, bieten sich die von Muraki et al. [MUR85] mithilfe von Röntgenfilmen durchgeführten Untersuchungen an, da die Störung der Schauerentwicklung durch die dünnen Filme vernachlässigbar erscheint. Dies ist bei Kalorimetern, die ein anderes als Si-Readout benutzen, nicht der Fall. Leider sind diese experimentellen Untersuchungen nur bei 300 GeV vorgenommen worden, während die Monte-Carlo-Simulationen wegen des hohen Aufwandes an Rechenzeit nur bis zu einer Energie von 100 GeV durchgeführt wurden. Somit ist nur ein etwas indirekter Vergleich über eine Parametrisierung der Schauerentwicklung möglich. Dazu wurden die bei den Energien 10, 30, 100 GeV simulierten Schauerentwicklungen normiert und an  $\Gamma$ -Verteilungen der Form

$$\Delta E = \frac{x^{\alpha-1} e^{-x}}{\Gamma(\alpha)} \Delta x \quad x = \beta \frac{s}{\lambda}$$

angepaßt. Die aus der Fitprozedur gewonnenen Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  gehorchen in guter Näherung linearen Funktionen des Logarithmus der Energie. Die so aus den Monte-Carlo-Rechnungen auf 300 GeV extrapolierte longitudinale Schauerentwicklung wird mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

Schauerenergie	$\alpha$	$\beta$
10 GeV	1.844±0.026	1.027±0.011
30 GeV	2.145±0.023	0.9724±0.093
100 GeV	2.388±0.026	0.9381±0.089
300 GeV	2.64±0.15 3.204±0.014*	0.890±0.057 1.172±0.010*

Tabelle 6.1. Parameter der  $\Gamma$ -Verteilung in Abhängigkeit von der Schauerenergie. Die mit \* gekennzeichneten Werte beruhen auf experimentell bestimmten Daten.

Die Anpassung an Funktionen der Form  $\alpha = \alpha_1 \times \ln(E) + \alpha_2$  ergibt:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 0.223 \pm 0.016 & \alpha_2 &= 1.371 \pm 0.057 \\ \beta_1 &= -0.0399 \pm 0.0061 & \beta_2 &= 1.118 \pm 0.022 \end{aligned}$$

Im Vergleich mit den experimentellen Daten (Bild 6.3.10.) ist zu erkennen, daß die Simulationen ein zu tief liegendes Schauermaximum und einen zu langsamen Abfall ergeben.

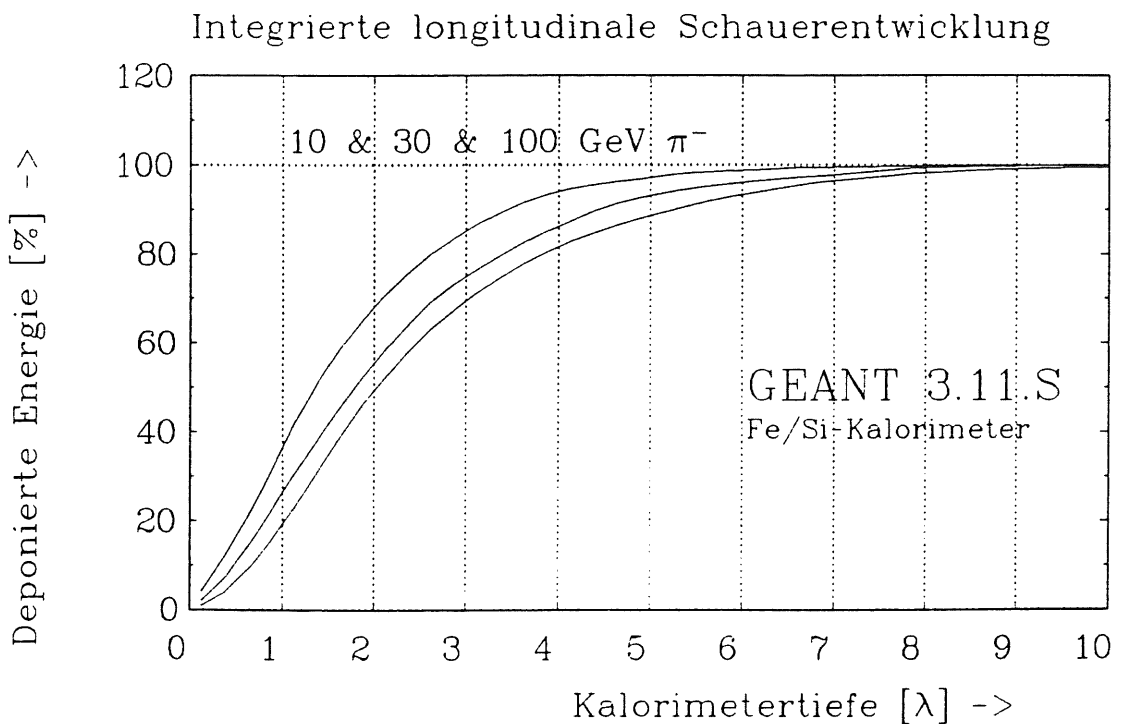
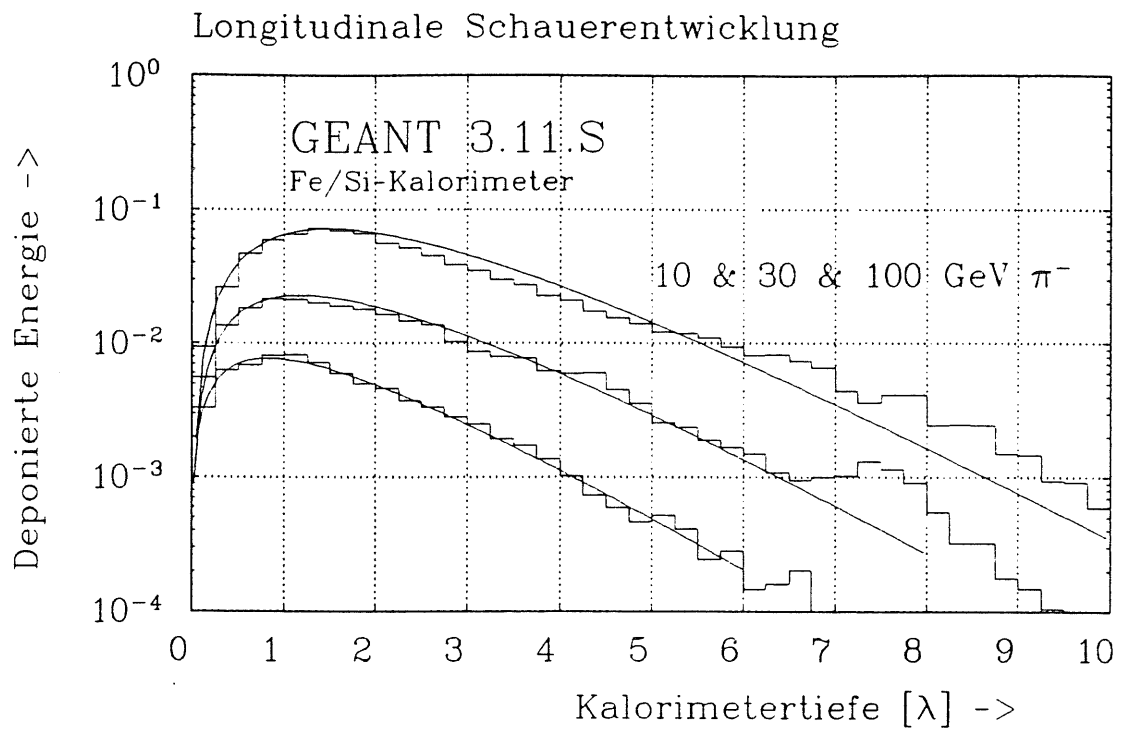


Bild 6.3.5. Longitudinale Schauerentwicklung bei verschiedenen Teilchenenergien. Die Histogramme stellen die simulierten Daten dar, durchgezogene Linien die angepassten  $\Gamma$ -Verteilungen.

Bild 6.3.6. Darstellung in integrierter Form. Für ein containment von 90% sind 2,5, 3,5 und 4,5  $\lambda$  Kalorimeterlänge bei 10, 30 und 100 GeV Schauerenergie erforderlich.

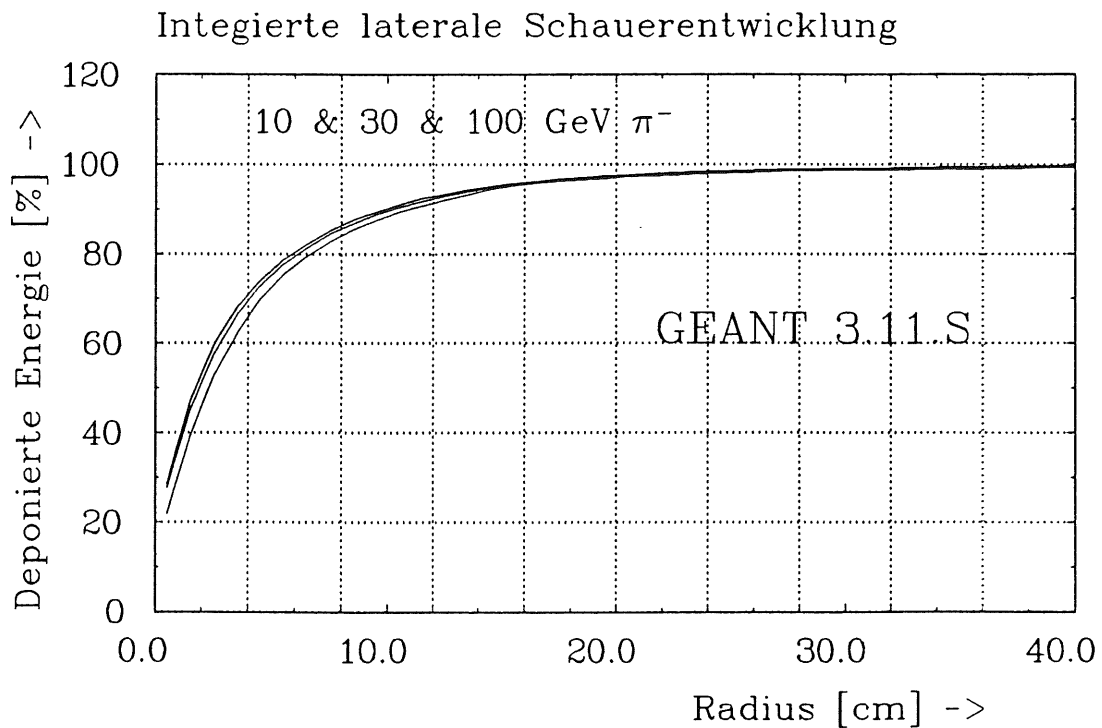
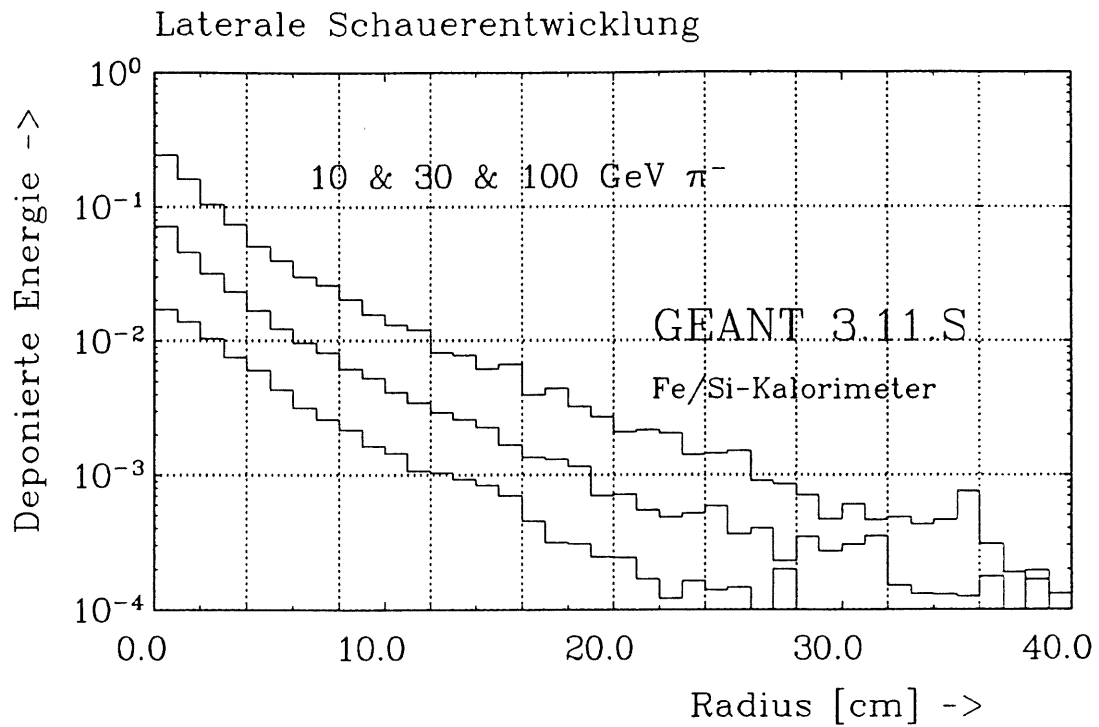


Bild 6.3.7. Laterale Schauerentwicklung bei verschiedenen Teilchenenergien. Da die laterale Schauerentwicklung nicht durch Normierung auf die Wechselwirkungslänge  $\lambda$  materialunabhängig wird, also nicht "in  $\lambda$  skaliert", wird sie gegenüber dem Radius in cm aufgetragen.

Bild 6.3.8. Darstellung in integrierter Form zur Bestimmung von lateralem Leakage. Nahezu energieunabhängig sind ca. 10cm Radius für 90% und 20cm für 95% containment erforderlich.

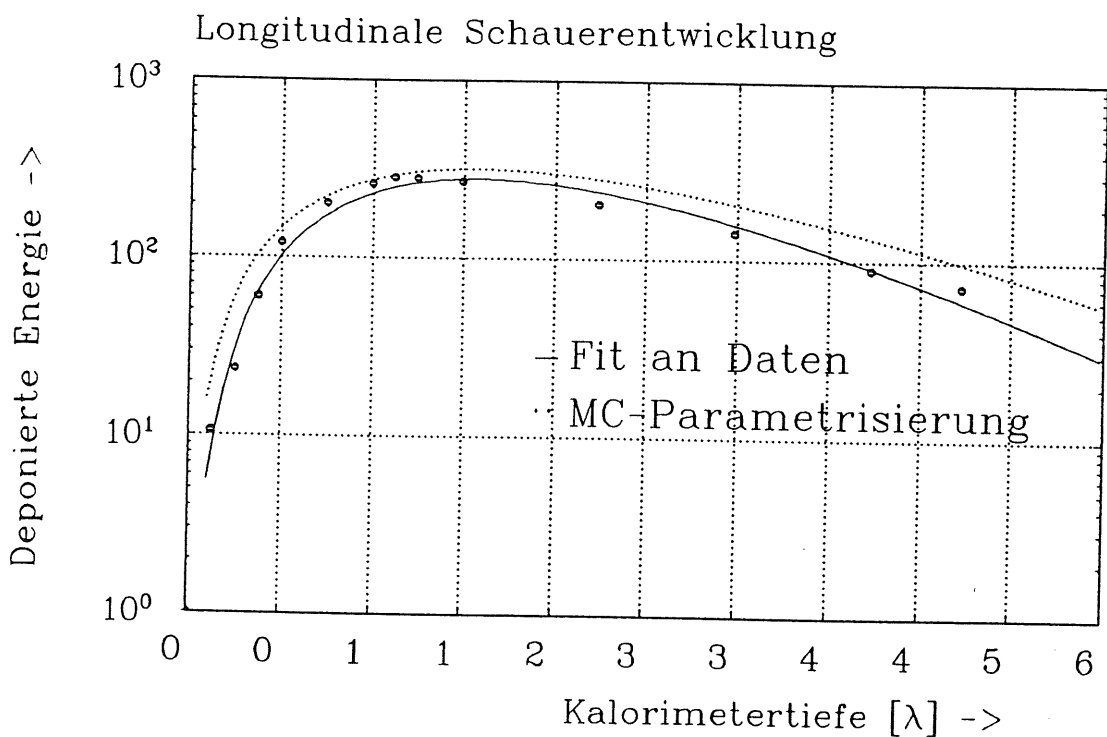
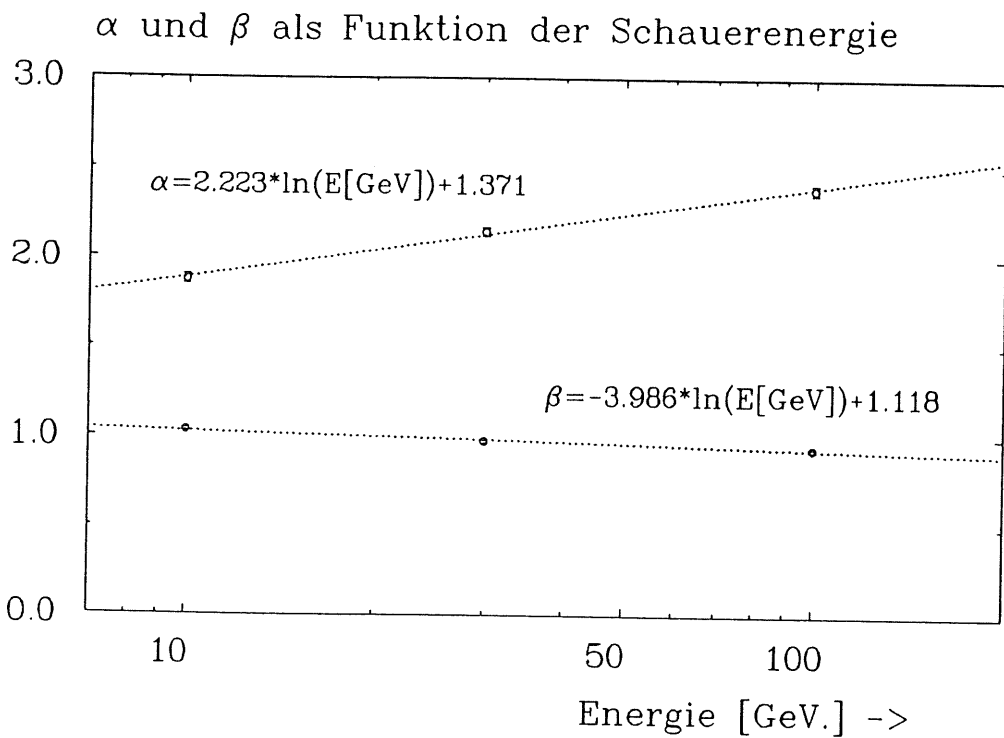


Bild 6.3.9. Parameter der an die longitudinale Schauerentwicklung angepassten  $\Gamma$ -Verteilung bei 10, 30 und 100 GeV.

Bild 6.3.10. Vergleich von extrapolierten Simulationen mit experimentell gemessener Schauerentwicklung. Die Punkte stellen die Meßdaten dar.

## 6.4. Samplingfraction, Energieauflösung und das e/h-Verhältnis

Hier diskutiert werden sollen drei Arten von Samplingfraction. Als erstes wird die elektromagnetischer Art bestimmt durch Mittelung von

$$SF_{\text{Elec}} := \frac{E_{\text{Vis}}}{E_{\text{Beam}} - E_{\text{Lost}}}$$

über alle simulierten Events mit Elektronen als Primärteilchen. Dabei ist  $E_{\text{Vis}}$  die im Silizium deponierte Energie,  $E_{\text{Beam}}$  die kinetische Energie des Primärteilchens und  $E_{\text{Lost}}$  die durch Leakage verlorengegangene Energie. Letzteres wird im wesentlichen verursacht von einigen Gammaquanten, die das Kalorimeter durch die Vorderseite verlassen. Um ausschließen zu können, daß  $SF_{\text{Elec}}$  energieabhängig ist bzw. daß die Auflösung von der  $1/\sqrt{E}$  - Abhängigkeit abweicht, wurden Simulationen bei 10 und 30 GeV durchgeführt und miteinander verglichen.

Die Bestimmung der extrinsischen Samplingfraction  $SF_{\text{extr}}$  erfolgt analog zur elektromagnetischen. Hierbei ist  $E_{\text{Lost}}$  nicht mehr vernachlässigbar klein, und experimentelle Ergebnisse würden eine kleinere Samplingfraction ergeben. Der Nenner bildet so die im gesamten Kalorimeter deponierte Energie, die anders nicht bestimmt werden kann, da GEANT3 keine Möglichkeit bietet, den nichtionisierenden Anteil der Energiedissipation direkt zu ermitteln.

Um den  $\pi^0$ -Anteil eines hadronischen Schauers in der Auswertung vom Rest der deponierten Energie zu trennen, wurde deren Anteil in einer separaten Variablen aufsummiert.  $E_{\pi^0\text{sum}}$  ist die durch  $\pi^0$ 's sichtbar gewordene Energie,  $E_{\text{hsum}}$  der auf  $E_{\text{Vis}}$  ergänzende Teil. Entsprechend ist  $E_{\pi^0\text{tot}}$  die im gesamten Kalorimeter von  $\pi^0$ 's deponierte Energie. Die intrinsische Samplingfraction

$$SF_{\text{Intr}} := \frac{E_{\text{hsum}}}{E_{\text{Beam}} - E_{\pi^0\text{tot}} - E_{\text{Lost}}}$$

ist somit eine Größe, die keine systematisch Energieabhängigkeit aufgrund des mit der Energie zunehmenden  $\pi^0$ -Anteils aufweisen kann. Annähernd konstant bleibt sie jedoch erst ab 30 GeV, was seine Erklärung darin findet, daß hier die bei kleineren Energien überproportional großen Verluste an Bindungsenergien Auswirkungen zeigen.

Die mit dem Gewicht des  $\pi^0$ -Anteiles zur extrinsischen Samplingfraction ergänzende Größe

$$SF_{\pi^0} := \frac{E_{\pi^0\text{sum}}}{E_{\pi^0\text{tot}}}$$

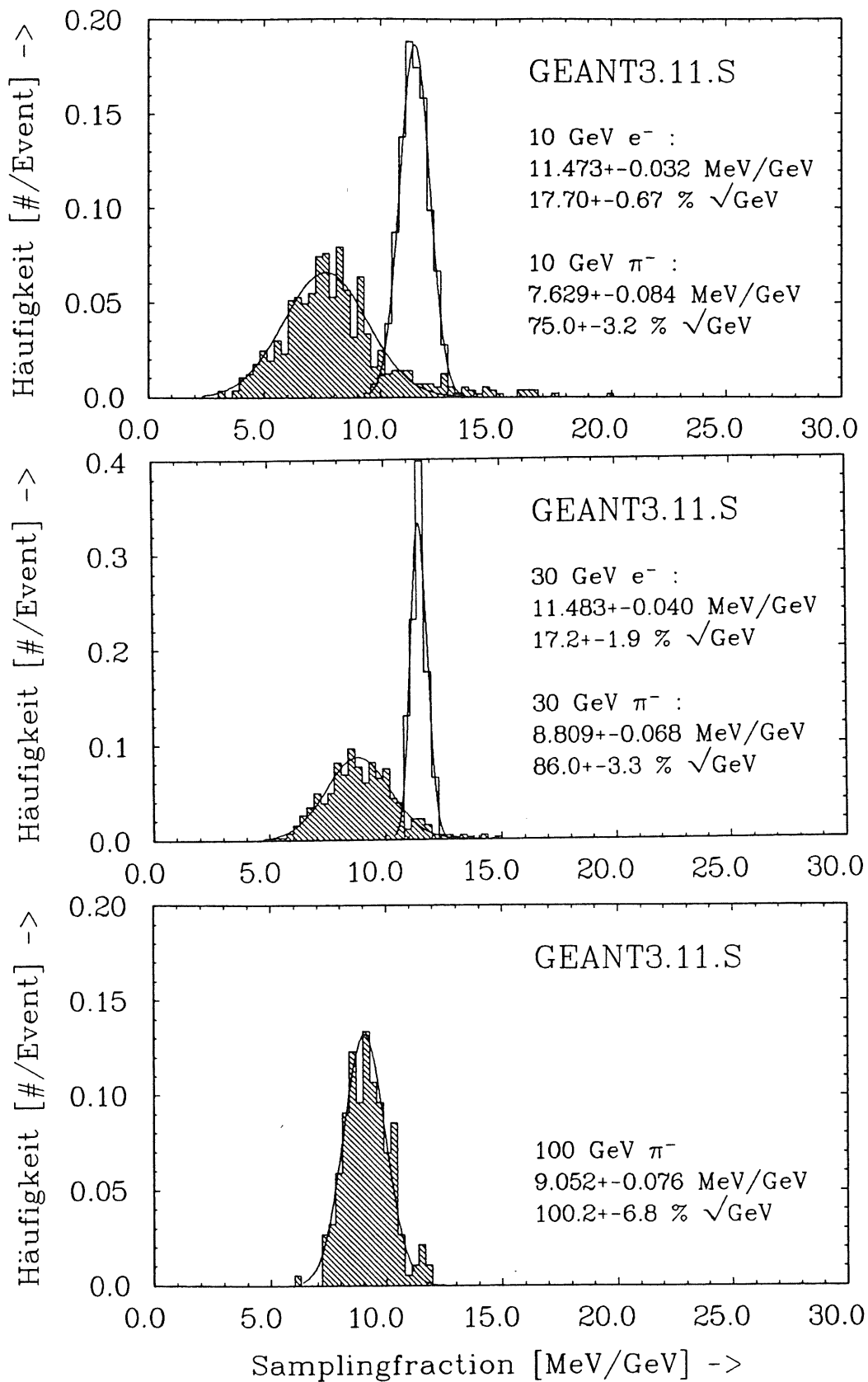
zeigt erwartungsgemäß keine signifikanten Abweichungen von  $SF_{\text{Elec}}$ , da die ungeladenen Pionen sofort zerfallen und so wie Elektronen einen rein elektromagnetischen Schauer auslösen.

10 GeV	GEANT3.11		GEANT3.11.S	
	Gauß	Moliere	Gauß	Moliere
$e^-$				
SF <sub>Elec</sub> [MeV/GeV]	12.045±0.066	18.362±0.084	10.952±0.036	11.473±0.032
$\sigma(\text{SF}_{\text{Elec}})/\text{SF}_{\text{Elec}}$ [%]	8.44±0.44	6.70±0.38	4.84±0.27	5.60±0.21
$\pi^-$				
SF <sub>Extr</sub> [MeV/GeV]	7.19±0.10	9.12±0.17	7.09±0.14	7.628±0.084
$\sigma(\text{SF}_{\text{Extr}})/\text{SF}_{\text{Intr}}$ [%]	24.3±1.2	29.5±1.7	22.5±2.0	23.7±1.0
SF <sub>Intr</sub> [MeV/GeV]	5.46±0.13	5.85±0.16	5.14±0.17	5.767±0.087
$\sigma(\text{SF}_{\text{Intr}})/\text{SF}_{\text{Intr}}$ [%]	37.1±2.3	39.8±2.7	36.7±3.5	32.3±1.3

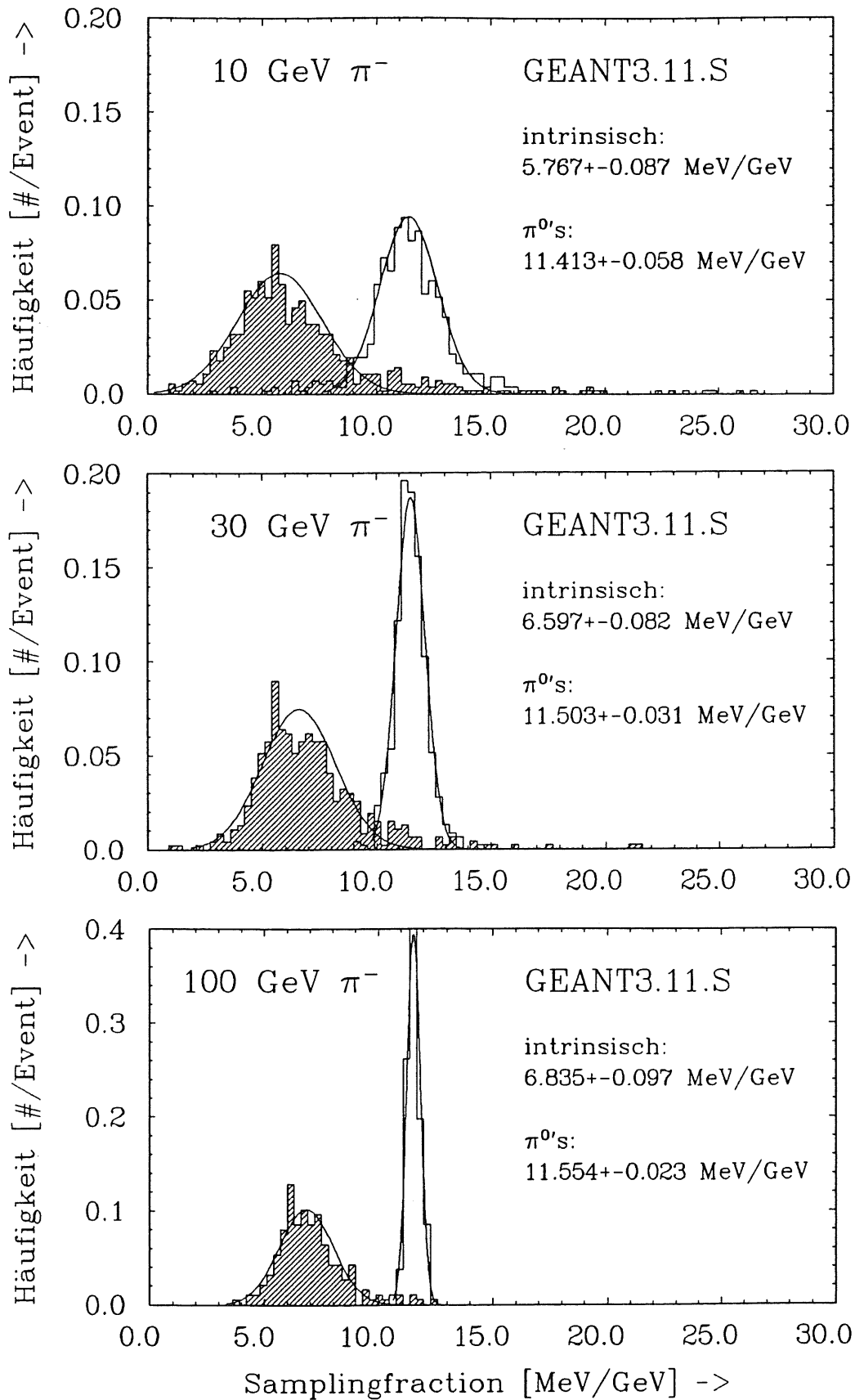
Tabelle 6.4.1. Vergleich von Simulationen mit GEANT3.11 und veränderter Version GEANT3.11.S unter verschiedenen Multiple-Scattering-Optionen

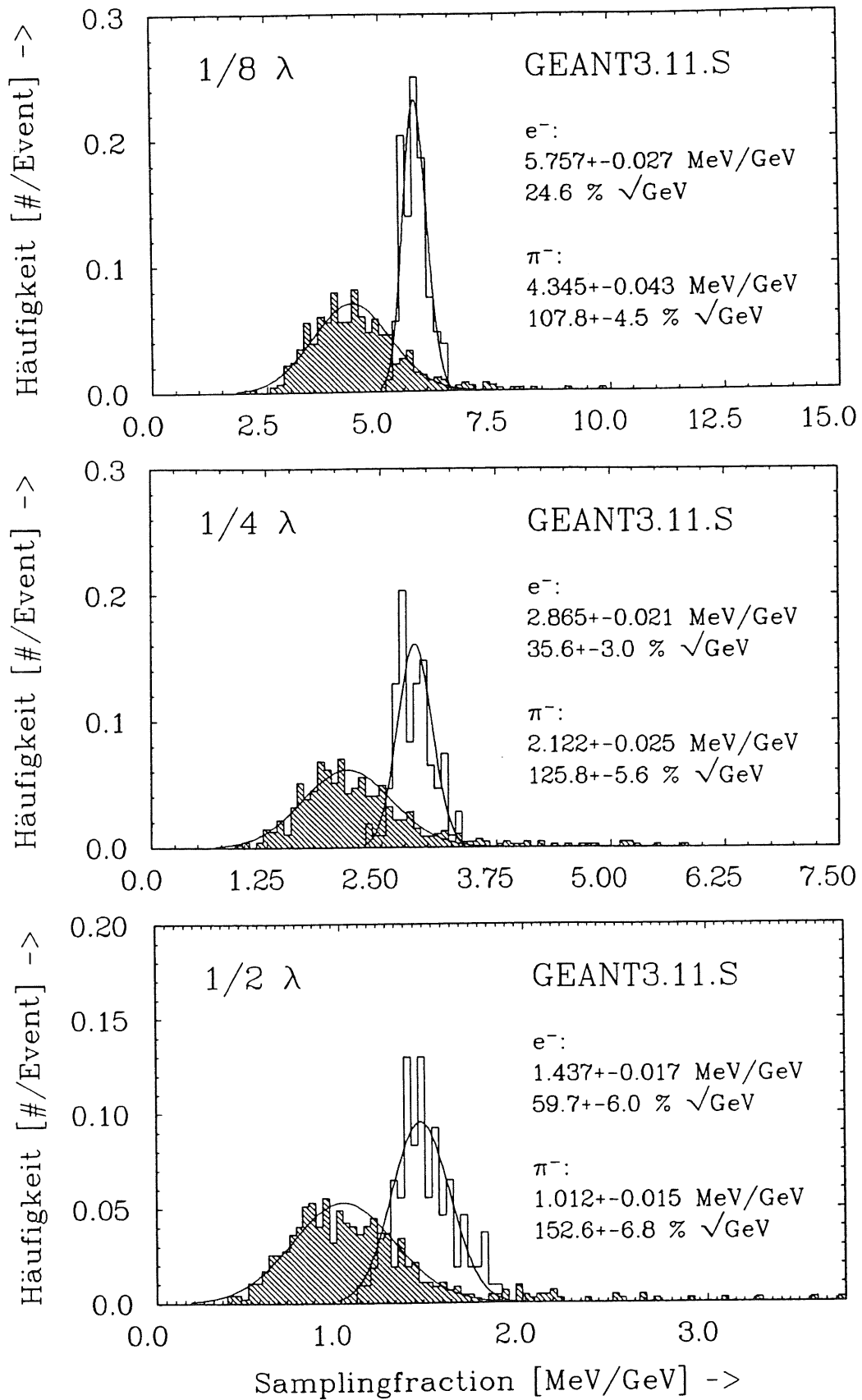
GEANT3.11.S	10GeV	30GeV	100GeV
$E_{\pi^{\text{tot}}}/E_{\text{Beam}}$ [%]	19.0±2.2	39.54±1.4	48.39±3.5
$E_{\text{Htot}}/E_{\text{Beam}}$ [%]	37.30±0.51	32.72±0.68	27.89±0.92
$E_{\text{Tot}}/E_{\text{Beam}}$	65.82±0.48	72.52±0.57	75.42±0.70
$\sigma(E_{\text{Tot}})/E_{\text{Tot}} \times \sqrt{E_{\text{Beam}}}$ [%√GeV]	49.6±1.7	65.7±2.8	90.0±0.5
SF <sub>Elec</sub> [MeV/GeV]	11.473±0.032	11.483±0.040	—————
$(\sigma(\text{SF}_{\text{Elec}})/\text{SF}_{\text{Elec}}) \times \sqrt{E_{\text{Beam}}}$ [%√GeV]	17.70±0.67	17.2±1.9	—————
SF <sub>Intr</sub> [MeV/GeV]	5.767±0.087	6.597±0.082	6.835±0.097
$\sigma(\text{SF}_{\text{Intr}})/\text{SF}_{\text{Intr}}$ [%]	32.3±1.3	24.3±1.0	17.2±1.3
SF <sub>Extr</sub> [MeV/GeV]	7.629±0.084	8.809±0.068	9.052±0.076
$(\sigma(\text{SF}_{\text{Extr}})/\text{SF}_{\text{Intr}}) \times \sqrt{E_{\text{Beam}}}$ [%√GeV]	75.0±3.2	86.0±3.3	100.2±6.8
$(e/h)_{\text{Intr}}$	2.00±0.03	1.740±0.022	1.680±0.024
$(e/h)_{\text{Extr}}$	1.505±0.017	1.303±0.010	1.268±0.018

Tabelle 6.4.2. Deponierte Energien, Samplingfractions, Energieauflösung und e/h-Verhältnisse bei verschiedenen Primärenergien

Bild 6.4.1.: Extrinsische Samplingfraction für Elektronen und  $\pi^-$ -Mesonen bei 10GeV.Bild 6.4.2.: Extrinsische Samplingfraction für Elektronen und  $\pi^-$ -Mesonen bei 30GeV.Bild 6.4.3.: Extrinsische Samplingfraction für  $\pi^-$ -Mesonen bei 100GeV. Die Energie von 100GeV wurde für Elektronen nicht simuliert, da der Rechenzeitaufwand erheblich gewesen wäre, und keine Abweichungen von der Energieunabhängigkeit der Samplingfraction bzw. der  $1/\sqrt{E}$ -Abhängigkeit der Auflösung zu erwarten sind.



Bild 6.4.4.: Intrinsische Samplingfraction und Samplingfraction der  $\pi^-$ 's bei 10 GeV.Bild 6.4.5.: Intrinsische Samplingfraction und Samplingfraction der  $\pi^-$ 's bei 30 GeV.Bild 6.4.6.: Intrinsische Samplingfraction und Samplingfraction der  $\pi^-$ 's bei 100 GeV.



Extrinsische Samplingfraction von 30 GeV Pionen und Elektronen bei vergrößertem Sampling:

Bild 6.4.7.: Jeder zweite Detektor wird ausgewertet.

Bild 6.4.8.: Jeder vierte Detektor wird ausgewertet.

Bild 6.4.9.: Jeder achte Detektor wird ausgewertet.

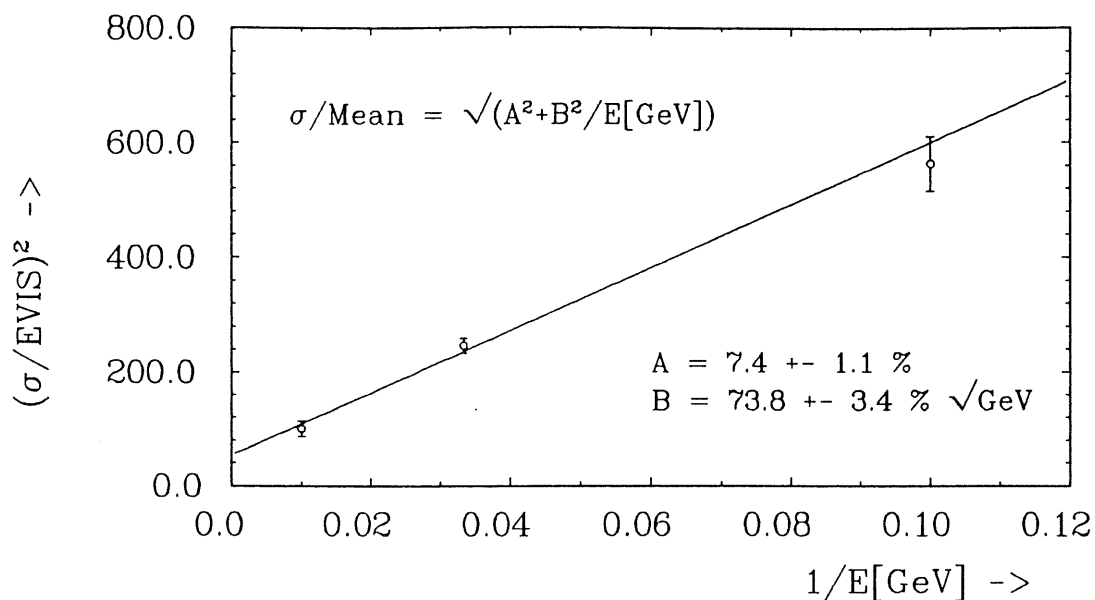


Bild 6.4.10.: Parametrisierung der Energieauflösung in der für nichtkompensierende Kalorimeter üblichen Form. Der konstante Term wird im wesentlichen durch das intrinsische e/h-Verhältnis bestimmt.

Die intrinsischen Schauerfluktuationen sind bei den Simulationen wesentlich stärker ausgeprägt als die häufig angenommene Proportionalität  $\sigma_{\text{Intr}} \sim 45\% \times \sqrt{E_{\text{Beam}}}$ . Inwieweit das auf fehlerhafte Simulationen zurückgeführt werden muß, oder ob die angeführte Proportionalität eine falsche Annahme ist, kann nicht ohne weitere Simulationen entschieden werden.

Alle hadronischen Samplingfractions können nur als untere Abschätzung dienen, da die Simulation - oder besser Nichtsimulation - der niederenergetischen Neutronen durch GEANT3.11 einen Teil der Energiedeposition unterschlägt. Daraus folgt, daß auch das intrinsische e/h-Verhältnis bei den Simulationen zu groß herauskommt, wodurch  $\pi^0$ -Fluktuationen einen zu großen Beitrag zur Energieauflösung leisten.

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Die Problematik der hinreichend genauen Behandlung zur Simulation von siliziuminstrumentierten Kalorimetern ist mit GEANT3.11 beherrschbar. Das gilt in soweit, als daß alle physikalischen Prozesse mit ihren Wirkungsquerschnitten bis zu genügend kleinen Energien implementiert sind. Es war jedoch notwendig, Änderungen in den "Trackingroutinen" vorzunehmen, um sicherzustellen, daß der Gültigkeitsbereich der Multiple-Scattering Algorithmen nicht durch zu große Schrittweiten verlassen wird.

Mit dieser modifizierten GEANT3.11.S-Version wurde das Energieverlustspektrum eines 1 MeV-Elektronenstrahls erfolgreich simuliert. Auch die Simulation von elektromagnetischen Schauern in einem Silizium/Kupfer-Kalorimeter zeigt gute Übereinstimmungen mit experimentellen Ergebnissen.

Die Resultate der hadronischen Simulationen sind jedoch nicht als endgültig anzusehen. Es besteht zwar auch hierbei Vertrauen in den Algorithmus der Spurverfolgung geladener Teilchen, erheblich größere Unsicherheiten bestehen aber grundsätzlich bei allen hadronischen Simulationsprogrammen. Dies liegt in der Komplexität der hadronischen Spallations-Prozesse, die bis heute in keiner Theorie geschlossen zu beschreiben sind. Die größte mögliche Fehlerquelle bei den durchgeführten Simulationen liegt wohl in der fehlerhaften Behandlung der Neutronen unter einigen MeV kinetischer Energie durch GEANT 3.11. Dadurch wird die deponierte Energie im Mittel zu klein ausfallen und zu großen Fluktuationen unterliegen, denn der Anteil der auf Neutronen übertragenen Energie schwankt zwischen einzelnen Schauern sehr stark. Die neue GEANT 3.12-Version mit GEISHA8 als hadronischem Simulationsteil soll Neutronen bis zu einer Energie von 10 keV herab realistisch simulieren können. Es bleibt jedoch die Frage, ob nicht die Vorhersagekraft von hadronischen Monte-Carlo-Programmen gerade bezüglich der Energieauflösung eingeschränkt bleibt, solange nicht Neutronen bis zu thermischen Energien herab simuliert werden.

Insbesondere die zur Reduzierung des e/h-Verhältnisses geplante Einfügung von wasserstoffhaltigem Material zwischen Absorber und Detektor wird es erforderlich machen, die Moderation von Neutronen und ihren Einfang bei thermischen Energien zu simulieren, wenn zuverlässige Aussagen getroffen werden sollen.

Bei der Entwicklung kompensierender Kalorimeter können zuverlässige Monte-Carlo-Programme eine große Hilfe darstellen, denn die Durchführung von experimentellen Testserien ist sehr aufwendig. Bevor aber komplexe Testaufbauten simuliert werden, sollte die Anwendbarkeit der Programme überprüft werden. Dazu kann die Simulation von einfachen Experimenten dienen, die die wesentliche Problematik der verfolgten Fragestellung beinhalten. So kann mit relativ wenig Aufwand an Programmierarbeit und Rechenzeit abgeschätzt werden, wie gut ein Programmpaket diese Problematik beherrscht, und inwieweit es lohnt, einen experimentellen Aufbau differenziert zu simulieren.

Der Einsatz von siliziuminstrumentierten Kalorimetern hängt entscheidend davon ab, ob es gelingen wird, diese kompensierend zu bauen. Trotz der genannten Unsicherheiten in den durchgeführten Simulationen scheint ein reines Eisen/Silizium-Kalorimeter davon weit entfernt zu sein. Materialien niedriger Kernladungszahl zwischen Absorber und Detektor reduzieren zwar den elektromagnetischen Anteil durch Absorption niederenergetischer Elektronen [EBE89], machen solche Kalorimeter aber weniger kompakt. Vielversprechend scheint Uran als Absorbermaterial zu sein, da durch den "Migration-Effekt" die elektromagnetische Samplingfraction sowieso schon reduziert wird. Die Moderation von Neutronen durch wasserstoffhaltiges Material wird durch Rückstoßprotonen und Einfangphotonen das rein hadronische Signal anheben und gleichzeitig die Fluktuation der Bindungsenergieverluste vermindern.

Im gleichen Maße, wie das Verständnis der Vorgänge in hadronischen Schauern wächst, sollte es möglich sein, dem Ziel kompensierender Siliziumkalorimeter näher zu kommen. Dazu werden Monte-Carlo-Simulationen auch weiterhin große Beiträge leisten.

---

## Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. Amaldi *Fluctuations in Calorimetry Measurements*,  
Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [AND87] B.Anders et al. *On the Calculation of the Energy Loss of Muons in Sampling  
Calorimeters*, DESY 87-163, Dezember 1987
- [BOR85] M. Bormann et al. *Test Measurements with a Silicon-Lead Sandwich Calorimeter  
for Electromagnetic Showers*, Nuclear Instruments and Methods A240, 63-68, 1985
- [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
- [BRU88] Rene Brun , Private Unterhaltung, Oktober 1988
- [EBE89] M.Eberle Diplomarbeit in Vorbereitung, I. Institut für Experimentalphysik  
Universität Hamburg
- [FAB85] C.W. Fabjan *Calorimetry in High-Energy Physics*,  
CERN-EP/85-84 April 1985
- [FES85] H. Fesefeldt *The Simulation of Hadronic Showers*,  
PITHA 85/02, Aachen 1985
- [FIL88] Filges et al. (Editors) *International Workshop on Calorimetry Simulation  
held at KFA Jülich*, Jül-Conf-67, Oktober 1988
- [FOR85] R.L. Ford, W.R. Nelson *The EGS4 Code System*,  
SLAC-265, Stanford 1985
- [FRE87] E. Fretwurst et al. *Technical Progress Report for the Development  
of the Plug Calorimeter*, I. Institut für Experimentalphysik,  
Universität Hamburg, September 1987

- [HEN7] Hengartner/Theodorescu *Einführung in die Monte-Carlo-Methode*, Carl Hanser Verlag München Wien 1978
- [KLE87] K. Kleinknecht *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner 1987
- [KOH77] J. Kohlas *Stochastische Methoden des Operations Research* Teubner 1977
- [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
- [PAR84] Particle Data Group *Review of Particle Properties*, Review of Modern Physics, Vol. 56, No. 2, Part 2, April 1984
- [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
- [SIC88] SICAPO Collaboration *Silicon Sampling Hadronic Calorimetry: a tool for experiments at the next generation colliders*, CERN-EP, November 1988
- [WIG87] R. Wigmans *On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods A259, 389-429, Februar 1987

## Danksagung

Hiermit möchte ich mich bedanken bei

- Prof. Dr. G. Lindström für die Möglichkeit, meine Diplomarbeit unter seiner Anleitung anzufertigen, und für viele anregende "MC-Runden",
- Dr. V. Riech besonders für eine erste, praktische Einführung in die Monte-Carlo-Methode,
- Dr. E. Fretwurst für seine Teilnahme an unseren Gesprächsrunden,
- Martin Eberle für fachliche und private Diskussionen,
- Ingo Fedder für den gemeinsamen "Kampf" mit und gegen GEANT3
- und meinen Eltern, die mir dies Alles überhaupt ermöglicht haben.



## Erklärung

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