

Disputationi emendandi de
mensore electro magneticoque argono liquido caloris
parte detectori §1

Januarius, anno Domini MCMXXXIX

Opus diplomae

propositus

a

Uwe Renhardt

Cathedra physicae experiendae B

Institutio Physicae

Universitas Dortmund

**Optimierungsuntersuchungen
an einem elektromagnetisch Flüssig-Argon-Kalorimeter
des H1-Detektors**

Januar 1989

Diplomarbeit

vorgelegt von

Uwe Lenhardt

Lehrstuhl für experimentelle Physik V

Abteilung Physik

Universität Dortmund

INHALT

	Seite
Inhaltsverzeichnis	1
Abbildungsverzeichnis	3
Tabellenverzeichnis	6
<u>1. Einleitung</u>	7
1.1 Der HERA-Speicherring	8
1.2 Der H1-Detektor	9
1.3 Das Ziel der Arbeit	13
<u>2. Physikalische Grundlagen</u>	14
2.1 Elektromagnetische Teilchenschauer	14
2.1.1 Energiedeposition geladener Teilchen und Schauerprozesse	14
2.1.2 Teilchenproduktion	18
2.1.3 Laterale Schauerausdehnung	20
2.2 Schauermodelle	22
2.2.1 Materialunabhängiges Schauermodell	22
2.2.2 Longitudinale Verteilung der Energiedeposition	23
2.3 Grundlagen der Kalorimetrie	24
2.3.1 Energiemessung im Kalorimeter	24
2.3.2 Kalorimeterarten	25
2.3.3 Energieauflösung eines Kalorimeters	25
<u>3. Simulation von elektromagnetischen Schauern</u>	27
3.1 Das Programmpaket EGS	27

<u>4. Das Elektromagnetische Kalorimeter FB2E</u>	30
4.1 Aufbau des Kalorimeters	30
4.1.1 Schichtaufbau der Platten	33
4.1.1 Die Stahlplatten	35
4.1.2 Die Stahlstäbe	37
4.2 Einteilung der Ausleseeinheiten	38
4.2.1 Der Presampller	40
4.3 Physikalische Eigenschaften des Kalorimeters	42
<u>5. Entwicklung einer Kalibration zur Analyse des Auslesesignals im Kalorimeter FB2E</u>	43
5.1 Der Kalibrationsansatz	43
5.2 Kalibration mit konstantem Presamplergewicht	44
5.3 Kalibration mit energieabhängigem Presamplergewicht	49
5.4 Bestimmung des Presamplergewichtes und des Kalibrationsfaktors durch Optimierung der Energieauflösung	53
<u>6. Optimierung der physikalischen Auswirkungen der Stahlstäbe</u>	57
6.1 Analyse des Signalverlustes durch die Stahlstäbe	60
6.2 Kompensation des Signalverlustes durch Materialaustausch im Absorber um die Stahlstäbe	63
6.2.1 Abschätzung des Radius des Austauschmaterials	68
6.2.1 Bestimmung des Radius des Austauschmaterials mittels Monte-Carlo-Simulation	70
Zusammenfassung	77
Literaturverzeichnis	79
Danksagung	83

Abbildungsverzeichnis

	Seite
Abb. 1 : Seitenansicht des H1-Detektors	11
Abb. 2 : Querschnitt des H1-Detektors	12
Abb. 3 : Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation	15
Abb. 4 : Mittlere Energieverlust von Elektronen in Blei	17
Abb. 5 : Schematische Darstellung einer Schauerentwicklung	18
Abb. 6 a : Wirkungsquerschnitte für Elektronen in Blei	19
Abb. 6 b : Wirkungsquerschnitte für Photonen in Blei	19
Abb. 7 : Transversale Energiedeposition in einem Schauer	21
Abb. 8 : Longitudinale Energiedeposition in einem Schauer	23
Abb. 9 : Flußdiagramm des EGS-Programmpakets	28
Abb. 10 : Lageplan der Kalorimeters im H1-Detektors	31
Abb. 11 : Perspektivische Darstellung des FB2E	32
Abb. 12 : Auslezelle im FB2E	34
Abb. 13 : Plattenfolge im FB2E inklusive Stützkonstruktion	36
Abb. 14 : Pad-Einteilung auf der Ausleseplatte	39
Abb. 15 : Abweichung des Auslese-Signals von der Einschußenergie in Abhängigkeit von der Einschußenergie	41
Abb. 16 : Parametrisierung des Kalibrationsfaktors für konstantes Presamplergewicht	46
Abb. 17 : Abweichung des kalibrierten Signals von der Einschußenergie für konstantes Presamplergewicht	46
Abb. 18 : Energieauflösung des kalibrierten Signals in Abhängigkeit von der Primärenergie für konstantes Presamplergewicht	48
Abb. 19 : Mittleres Presamplersignal in Abhängigkeit von der Einschußenergie	48
Abb. 20 : Mittleres Restsignal in Abhängigkeit des Presamplersignals	50
Abb. 21 : Parametrisierung des Presamplergewichts für konstanten Kalibration	50
Abb. 22 : Abweichung des kalibrierten Signals von der Einschußenergie für konstanten Kalibrationsfaktor	52
Abb. 23 : Energieauflösung des kalibrierten Signals in Abhängigkeit von der Einschußenergie für konstanten Kalibrationsfaktor	52
Abb. 24 : Parametrisierung des Presamplergewichts für minimierter Energieauflösung	54

Abb. 25	: Parametrisierung des Kalibrationsfaktors für energieabhängiges Presamplergewicht bei minimierter Energieauflösung	54
Abb. 26	: Abweichung des kalibrierten Signals von der Einschußenergie für energieabhängigen Kalibrationsfaktor und Presamplergewicht bei minimierter Energieauflösung	56
Abb. 27	: Minimierte Energieauflösung des kalibrierten Signals für energieabhängigen Kalibrationsfaktor und Presamplergewicht in Abhängigkeit von der Einschußenergie	56
Abb. 28	: Lage des simulierten Stacks einschließlich des inaktiven Materials in H1-Koordinaten	58
Abb. 29	: Ausleseplatte im simulierten Stack	59
Abb. 30	: Prozentualer Anteil des Auslesesignals von der Einschußenergie in Abhängigkeit vom Einschußort bei einer Einschußenergie von 75 GeV	61
Abb. 31	: Prozentualer Anteil des Auslesesignals von der Einschußenergie in Abhängigkeit vom Einschußort bei einer Einschußenergie von 10 GeV	62
Abb. 32	: Materialverteilung im Bereich eines Stahlstabes zur Kompensation des Signalverlustes	65
Abb. 33a	: Verteilung der ausgelesenen Energie entlang der radialen Entfernung von der Strahlachse im H1-Detektor ohne Störung des Stahlstabes	66
Abb. 33b	: Verteilung der ausgelesenen Energie entlang der radialen Entfernung von der Strahlachse im H1-Detektor bei Störung durch den Stahlstab	66
Abb. 34a	: Differenzplot der Verteilungen der ausgelesenen Energie entlang der radialen Entfernung von der Strahlachse im H1-Detektor im gestörten und derjenigen im ungestörten Fall	67
Abb. 34b	: Differenzplot der Verteilungen der ausgelesenen Energie entlang der radialen Entfernung von der Strahlachse im H1-Detektor im gestörten, aber kompensierten Fall und derjenigen im ungestörten Fall	67
Abb. 35	: Prozentualer Anteil des Auslesesignals von der Einschußenergie in Abhängigkeit vom Radius R_{Alu} des Austauschmaterials beim festem Einschußpunkt $\Delta x = 0.0$ cm	70

Abb. 36	: Prozentualer Anteil des Auslesesignals von der Einschußenergie in Abhängigkeit vom Einschubpunkt bei festem Radius $R_{Alu} = 11\text{mm}$	71
Abb. 37	: Prozentualer Anteil des Auslesesignals von der Einschußenergie in Abhängigkeit vom Einschubpunkt bei festem Radius $R_{Alu} = 10\text{mm}$	72
Abb. 38a	: Energieauflösung des Auslesesignals bei festem Radius $R_{Alu} = 10\text{mm}$ des Austauschmaterials in Abhängigkeit vom Einschubpunkt bei einer Einschußenergie von 75 GeV	74
Abb. 38b	: Energieauflösung des Auslesesignals bei festem Radius $R_{Alu} = 10\text{mm}$ des Austauschmaterials in Abhängigkeit vom Einschubpunkt bei einer Einschußenergie von 10 GeV	74
Abb. 39	: Vergleich der Energieverteilungen bei zentralem Einschuß in den "toten" Bereich im kompensierten und im unkompensierten Fall	75

Tabellenverzeichnis

Tab. 1: Dicken der Materialschichten der HV- und Auslese-Platten im Kalorimeter FB2E	33
Tab. 2: Dicken und Anzahl der Platten im Kalorimeter FB2E	35
Tab. 3: Radien der Stäbe, deren Teflonhüllen, der Bohrungen und der Aussparungen im Kupfer und HRC	37
Tab. 4: Kanalaufteilung der Gaps im Kalorimeter FB2E	38
Tab. 5: Radiale Padeinteilung im Kalorimeter FB2E	38
Tab. 6: Presamplerrhöhen H_{Pres} für Einschußenergien E_0 von 0.25 GeV bis 50. GeV	41
Tab. 7: Physikalische Eigenschaften des Kalorimeters FB2E	42
Tab. 8: Einschußenergien E_0 , mittleres gesamtes Kalorimeter-Signal E_{vis} und mittlere Einzelsignale des Presamplers E_{Pres} und des "Restes" E_{Rest}	44

1. Einleitung

In der Hochenergiephysik werden immer kleinere Strukturen der Materie untersucht, um elementare Bausteine und fundamentale Gesetze der Wechselwirkungen der Materie zu finden.

Das prinzipielle Verfahren besteht darin, einen Projektilstrahl auf das zu untersuchende Target zu richten und Art, Energie und Impulsrichtung der Wechselwirkungsprodukte zu registrieren. Aus den gewonnenen Daten lassen sich Rückschlüsse auf die Eigenschaften der Stoßpartner und der Stoßgesetze ziehen.

Um eine räumliche Struktur der Ausdehnung Δl auflösen zu können, muß nach der Heisenberg'schen Unschärferelation [HEIS27]

$$\Delta p * \Delta l \geq h$$

mit h = Plank'sches Wirkungsquantum $\approx 6.6 * 10^{-34} \text{Js}$

das Projektil einen Impuls $p \geq h/\Delta l$ auf das Target übertragen. Daher werden die Projektilteilchen, z.B. Elektronen, auf sehr hohe Energien beschleunigt, um Nukleonen oder Quarks auf Substrukturen zu untersuchen.

Diese hohen Energien erfordern Beschleuniger, die den Projektilstrahl auf die gewünschte Energie bringen. Eine optimale Ausnutzung der so erreichten Energie erhält man jedoch erst, wenn das Target den betragsgleichen, entgegengesetzten Impuls besitzt. Den Stoßprozeß in diesem Schwerpunktsystem realisiert man in Speicherringen, in denen die Strahlenbündel der Projektile und der Targetteilchen umlaufen, bis sie an wohldefinierten Orten zur Kollision gebracht werden.

An diesen Wechselwirkungspunkten umschließen Detektoren den gesamten Raumwinkel, um alle Wechselwirkungsprodukte nachzuweisen. Entstehen im Stoßprozeß Teilchen mit einer so geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit, daß sie den Detektor ohne jeden Nachweis verlassen – Beispiele hierfür sind die Neutrinos –, so kann man aufgrund der Energie-Impuls-Erhaltung auf diese Teilchen rückschließen.

Viele Detektoren sind prinzipiell folgendermaßen aufgebaut. Eine zentrale Driftkammer umgibt das Strahlrohr und befindet sich innerhalb einer Spule, die ein Magnetfeld parallel zum Strahl erzeugt. Geladene Teilchen mit einem Transversalimpuls zur Strahlachse bewegen sich in der Kammer aufgrund des Magnetfeldes auf einer

gekrümmten Bahn. Dabei verlieren sie Energie, deren Depositionsorte gemessen werden können und so die Teilchenspur sichtbar werden läßt. Aus der Krümmung der Spur läßt sich die Ladung und der Impuls des Teilchens bestimmen.

An die Driftkammer schließt sich ein Kalorimeter zur Energiemessung an. Hier werden auch neutrale Teilchen abgebremst und möglichst vollständig absorbiert, so daß ihre Energie registriert werden kann.

Umfaßt wird das Kalorimeter von einem Eisenjoch zur Rückführung des Magnetfeldes. Diese Eisenjoch ist häufig mit weiteren Driftkammern instrumentiert, um auch Myonen zu erfassen.

Die Kosten für den Bau eines Detektors lassen heutzutage nur wenige Möglichkeiten, die einzelnen Entwicklungsschritte an Prototypen zu erproben. Vielmehr müssen diese Prototypen auf Rechneranlagen simuliert werden. Die Optimierung eines elektromagnetischen Kalorimeters für einen neuen Großdetektor mittels Simulation wird in dieser Arbeit vorgenommen.

1.1 Der HERA-Speicherring

Zur Zeit wird am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg ein neuer Speicherring namens HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) fertiggestellt.

In zwei getrennten Magnetsystemen werden hier Elektronen- und Protonen- Strahlen durch einen 6.3 km langen Ring geleitet. Dabei werden die Elektronen auf eine Energie von bis zu 35 GeV beschleunigt. Die Protonen erreichen eine Energie von 820 GeV.

An zwei Wechselwirkungspunkten werden die beiden Strahlen unter einem Winkel von 180° zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktsenergie beträgt 315 GeV, es sind Impulsüberträge $Q^2_{\max} = 10^5 \text{ GeV}^2$ möglich. Es lassen sich also Strukturen bis zu einigen 10^{-19} m auflösen – gegenüber ca. 10^{-18} m bisher –, d.h. es kann die Punktförmigkeit von Elektronen und Quarks auf diesem Niveau getestet werden.

Weitere Ziele der Experimente an HERA sind u. a. die genauere Untersuchung der Proton-Strukturfunktionen, sowie die Suche nach exotischen Teilchen, schweren Eichbosonen, supersymmetrischen Teilchen und rechtshändigen Strömen, [WOLF86].

Charakteristisch für die beiden Detektoren H1 und ZEUS von HERA ist ihre Asymmetrie entlang des Strahlrohrs. Der Grund hierfür ist der große Unterschied zwischen dem Proton- und dem Elektron-Impuls, der eine starke Bündelung der Wechselwirkungsprodukte zur Protonstrahlrichtung hin verursacht.

Der H1-Detektor

Beim H1-Detektor [H1-86, H1-87] wird großer Wert auf die Identifikation und Vermessung von Leptonen gelegt, deshalb wird die Spule für das Magnetfeld außerhalb des Kalorimeters angeordnet. So erhält man eine längere Spur für die Leptonen, was besonders zur Identifikation der Myonen wichtig ist. Als Weiteres wird mit weniger Material vor dem Kalorimeter eine gute Energieauflösung erzielt. Die Komponenten des H1-Detektors sollen im Folgenden beschrieben werden, siehe Abb. 1 und 2.

Der Spurverfolgung dient die zentrale Driftkammer(2), die durch zwei Proportionalkammern ergänzt wird. In Protonstrahlrichtung übernimmt diese Aufgabe ein Vortwärts-Spuredetektor(3), der aus einer Serie radialer und planarer Driftkammern besteht, zwischen denen sich drei Lagen Proportionalkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren befinden. Damit wird ein Polarwinkelbereich von 7° bis 150° mit einer erwarteten Impulsauflösung von $\sigma_p/p \leq 0.003$ p[GeV] überdeckt.

An die zentrale Driftkammer schließt sich in radialer Richtung ein großes Kalorimeter an. Dieses liefert ein zur Energie eines einfliegenden Teilchens proportionales Signal, das auch als Trigger für die Datennahme verwendet werden soll.

Das Kalorimeter [KORB88] ist eine ideale Ergänzung zur zentralen Driftkammer, deren Impulsauflösung $\Delta p/p \sim p$ mit größeren Impulsen schlechter wird, während die Energieauflösung des Kalorimeters $\Delta E/E \sim 1/\sqrt{E}$ mit größeren Energien besser wird. Dies legt an der Art der Energiemessung. Im Kalorimeter wird die Energie des einfliegenden Teilchens auf eine große Anzahl von Sekundärteilchen übertragen, die ihre Energie im Kalorimeter deponieren. Die Anzahl der Sekundärteilchen ist proportional zur Energie des einfliegenden Teilchens und die Ungenauigkeit der Energiemessung wird im Wesentlichen durch die Fluktuation in der Anzahl der Sekundärteilchen bestimmt, sodaß man obige Energieabhängigkeit der Auf-

lösung erhält. Näheres hierzu ist in Kap. 2.3 beschrieben.

Der Hauptanteil der Energiedeposition entwickelt sich entlang einer Spur, die der Bahn eines ungebremsten einfliegenden Teilchens entspricht. Deshalb ist das gesamte Kalorimeter in kleine Auslesesegmente unterteilt, sodaß auch für neutrale Teilchen, die in der Driftkammer keine Spur hinterlassen, die Produktionswinkel bestimmt werden können.

Das Kalorimeter hat eine sogenannte "Sandwichstruktur", d.h. einzelne Schichten des Absorbermaterials und des Auslesemediums wechseln einander ab. Die Orientierung der Schichten ist in Abb. 1 zu erkennen. Das Auslesemedium ist im gesamten Kalorimeter Flüssig-Argon, das eine konstante Energieeichung erlaubt. Es wird in einem Flüssig-Stickstoff-Kryostaten, welcher das Kalorimeter umschließt (s. Abb. 2:5), auf eine Temperatur von -70°C gehalten. Als Absorber werden im elektromagnetischen Teil(4) Bleiplatten verwendet, im hadronischen Teil(5) sind es nichtmagnetische Edelstahlplatten.

Ein weiteres elektromagnetisches Kalorimeter in Elektronstrahlrichtung(12), der Rückwärtsrichtung, hat eine Blei/Szintillator-Sandwichstruktur.

Das gesamte Kalorimeter ist von einer supraleitenden Spule(6) umgeben, welches ein solenoides Magnetfeld parallel zur Strahlachse von 1.2 Tesla erzeugt.

Das magnetische Rückflußjoch aus Eisen(10) ist mit Streamerkammerlagen instrumentiert, die als "Tailcatcher" den im Kalorimeter nicht absorbierten Rest der hadronischen Schauer nachweisen sollen. Gleichzeitig ergänzen sie die Myon-Driftkammern(9) bei der Spurverfolgung dieser Teilchen. In der Vorwärtsrichtung befindet sich zusätzlich ein Myon-Spektrometer mit einem Eisentoroiden(11) und vier Driftkammerlagen.

Ebenfalls in Vorwärtsrichtung umgibt ein "Plugkalorimeter"(13) aus Kupfer-Silizium-Schichten das Strahlrohr. Hiermit können hadronische Teilchen bis zu einem kleinsten Winkel von 0.7° nachgewiesen werden.

Ein Magnetsystem, bestehend aus einer Kompensationsspule(7) zum Ausgleich des axialen Feldes der großen Spule und zwei Quadrupolen des Speicherrings (1) zur Fokussierung der Strahlen zum Wechselwirkungspunkt, rundet den Detektoraufbau ab.

Der Strahlenschutz ist durch einen Betonmantel(14) sichergestellt.

Experiment H1

- | | |
|----|--|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i> |
| 2 | Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurenkammern</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators
<i>Vorwärtskammern und Übergangstrahlungsmodul</i> |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i> |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (E Edelstahl)</i> |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i> |
| 7 | Compensating magnet
<i>Kompensationsmagnet</i> |
| 8 | Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i> |
| 9 | Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i> |
| 10 | Instrumented Iron (iron stabs + streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten + Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 11 | Muon toroid magnet
<i>Myon-Toroid-Magnet</i> |
| 12 | Warm electromagnetic calorimeter
<i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i> |
| 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)
<i>Vorwärts-Kalorimeter</i> |
| 14 | Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i> |
| 15 | Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i> |

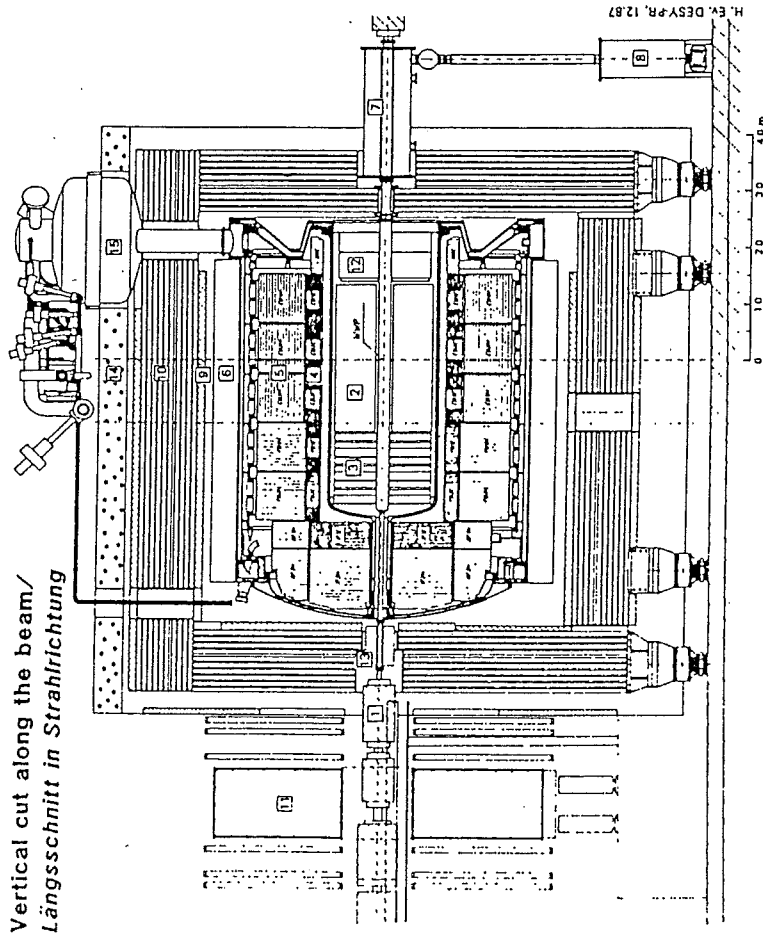


Abb. 1: Seitenansicht des H1-Detektors

40995

Experiment H1

- | | |
|----|--|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i> |
| 2 | Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurenkammern</i> |
| 3 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i> |
| 4 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i> |
| 5 | Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i> |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i> |
| 7 | Instrumented iron (iron stabs + streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten + Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 8 | Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i> |
| 9 | Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i> |
| 10 | Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i> |

Cross section/Querschnitt

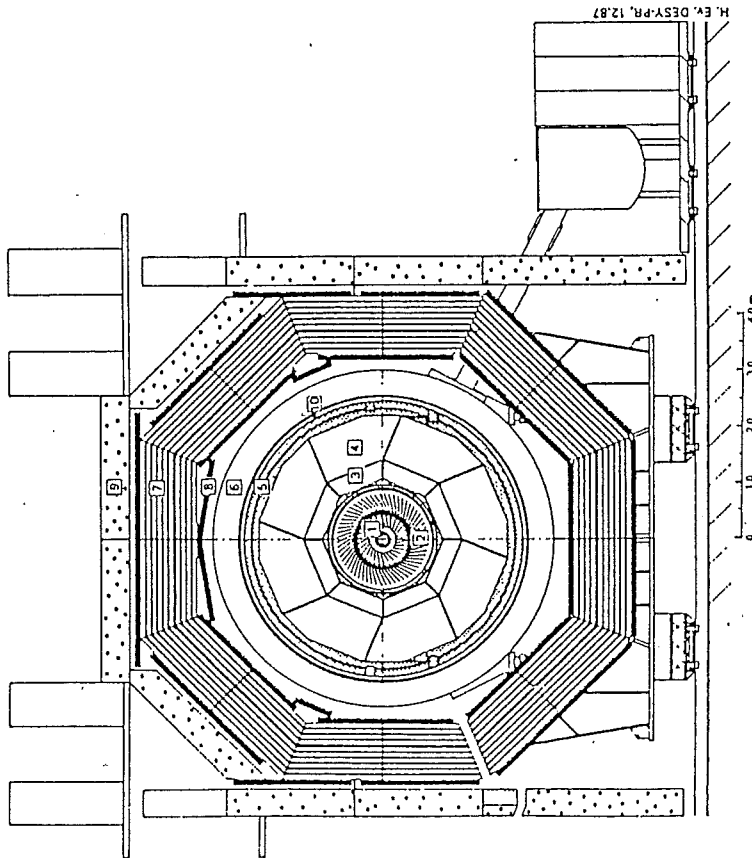


Abb. 2: Querschnitt des H1-Detektors

Das Ziel der Arbeit

Das Kalorimeter im H1-Detektor ist darauf ausgelegt, Energien mit einer systematischen Ungenauigkeit von maximal ein Prozent zu messen. Um dies zu erreichen, müssen die Auswirkungen der Stützkonstruktion des Kalorimeters sowie der inneren Komponenten im H1-Detektor eingehend analysiert werden.

Die vorliegende Diplomarbeit hat zur Aufgabe, für die Analyse der Auslesesignale des elektromagnetischen Kalorimeterrings FB2E im H1-Detektor (s. Kap. 4) einen geeigneten Kalibrationsalgorithmus zu entwickeln, der es erlaubt, die ^{de Teilchen} Einschußenergien mit der geforderten Genauigkeit zu rekonstruieren und den die Energieauflösung optimiert. Besonders wird der sogenannte "Presampler" berücksichtigt, dessen Funktion in Kap. 4.2.1 beschrieben wird.

Weiterhin sollen die physikalischen Auswirkungen der Stahlstäbe der Stützkonstruktion für das Kalorimeter FB2E analysiert werden. Die systematische Abweichung des Signals von der Linearität im Bereich der Stahlstäbe soll durch Materialaustausch im Absorber um diese Stäbe minimiert werden, s. Kap. 6.

Ebenfalls sollte die Signalabweichung im Zwischenraum zweier Stacks des FB2E-Kalorimeterrings untersucht werden. Diese Analyse konnte wegen der Begrenzung der Zeit, die für die Arbeit zur Verfügung stand nicht vollständig abgeschlossen werden. Die bisher erzielten vorläufigen Resultate wurden daher nicht in die Arbeit mit aufgenommen.

2. Physikalische Grundlagen

2.1 Elektromagnetische Teilchenschauer

Beim Durchgang von Strahlung durch Materie sind die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung von Bedeutung. Letztere tritt nur auf zwischen Hadronen, also Teilchen mit einer Substruktur aus Quarks.

Die vielfältigen Prozesse der starken Wechselwirkung sind für die Energiemessung der Leptonen im elektromagnetischen Kalorimeter nicht von Bedeutung, sie werden deshalb in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet. Im Folgenden wird nur auf die elektromagnetische Wechselwirkung eingegangen, die auf alle geladenen Teilchen und auf Photonen wirkt.

2.1.1 Energiedeposition geladener Teilchen und Schauerprozesse

Aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung geben geladene Teilchen beim Durchqueren von Materie Energie durch Ionisationsprozesse an die Atome der Materie ab [BOHR13]. Der mittlere Energieverlust pro Weglänge dE/dx beträgt für Elektronen [BETH30, BLOC33, SEGR53]

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{\text{Ion}} = \frac{4\pi e^4 n}{m_e c^2 \beta^2} \left\{ \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 T}{2 I^2 (1-\beta^2)} - \left[2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right] \ln 2 - \frac{1 - \sqrt{1-\beta^2}}{8} - \delta \right\}$$

mit e = Elementarladung

m_e = Ruhemasse des Elektrons

c = Lichtgeschwindigkeit

β = v/c = relativistische Elektronengeschwindigkeit

T = kinetische Energie des Elektrons

n = Elektronendichte im Absorbermaterial

I = mittleres Ionisationspotential

δ = Dichtekorrekturfunktion nach Sternheimer [STER52]

Für schwere Teilchen ($m_0 \gg m_e$) gilt die modifizierte Form

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{Ion}} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{m_0 c^2 \beta^2} \left\{ \ln \frac{2m_0 c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right\}$$

mit $ze =$ Ladung des Teilchens

Das Verhalten von $-dE/dx$ in Abhängigkeit von der Teilchenenergie ist in Abb. 3 dargestellt. Das Minimum liegt bei $E \approx 4m_0 c^2$. Der folgende leichte Anstieg ist auf relativistische Effekte zurückzuführen. Teilchen mit Energien um als $4m_0 c^2$ werden minimal ionisierend genannt.

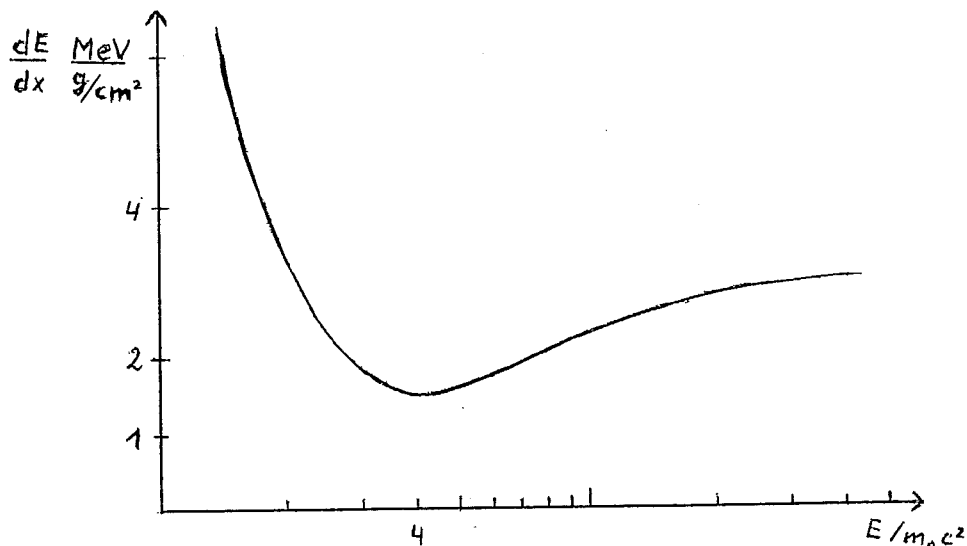


Abb. 3: Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation

Für hochenergetische Elektronen überwiegt der Energieverlust durch einen anderen Prozeß: die Bremsstrahlung. Hierbei wird ein Elektron im Coulombfeld eines Atomkerns abgebremst und gibt seine Energie durch Emission von Photonen ab. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist $\sim (E/m_0 c^2)^4$, [ROSS64]. Man sieht, daß Bremsstrahlung für schwere Teilchen stark unterdrückt und daher zu vernachlässigen ist. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung wird beschrieben durch [SEGR65]:

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{Brems}} \approx \frac{E}{X_0}$$

Die Größe X_0 ist definiert als Strahlungslänge, das ist die Weglänge, nach der die Energie des Teilchens auf den Bruchteil $1/e$ abgesunken ist [SEGR65]:

$$X_0^{-1} = 4\alpha r_e^2 * nZ * \ln(183/Z^{1/3})$$

mit α = Feinstrukturkonstante $= e^2/\hbar c \approx 1/137$

r_e = klassischer Elektronenradius $= e^2/m_e c^2$

Z = Kernladung der Materie

Die Prozesse der Ionisation und der Bremsstrahlung konkurrieren miteinander: bei kleinen Energien dominiert die Ionisation, bei großen Energien überwiegt die Bremsstrahlung. Diejenige Energie, bei der die Energieverluste beider Prozesse gleich groß sind, wird kritische Energie ε genannt, [BERG82]. Aus

$$\frac{dE}{dx}|_{\text{Brems}} \approx \frac{Z * E[\text{MeV}]}{\varepsilon} \stackrel{!}{=} 1$$

$$\frac{dE}{dx}|_{\text{Ion}}$$

folgt: $\varepsilon \approx 580/Z$ MeV.

In Abb. 4 ist die Energieabhängigkeit beider Prozesse gezeigt.

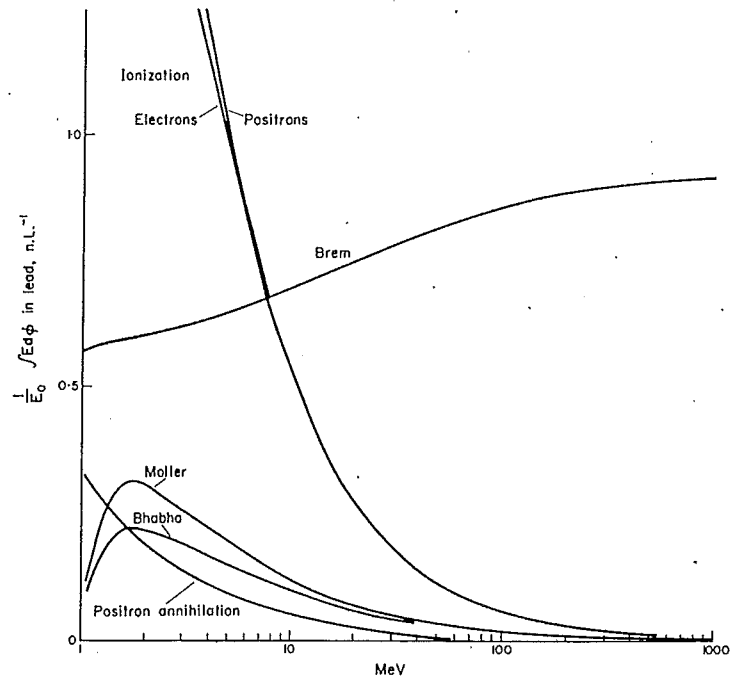


Abb. 4: Mittlerer Energieverlust von Elektronen in Blei, angegeben in inversen Strahlungslängen, als Funktion der Energie. Er ist definiert als

Bremsstrahlung: $\frac{1}{E_0} \int_0^{E_0-1} k d\Phi$

Ionisation: $\frac{1}{E_0} \frac{dE_0}{dt}$

Møller- bzw.

Bhabha-Streuung: $\frac{1}{E_0-1} \int (E-1) d\Phi$

Positronannihilation: totaler Wirkungsquerschnitt Φ

2.12 Teilchenproduktion im Schauer

Hat das Bremsstrahlungsphoton eine Energie $E_\gamma \geq 2m_e c^2$, so kann es sich in ein Elektron-Positron-Paar umwandeln. Dieser Prozeß der Paarbildung kann aus Impulserhaltungsgründen nur in der Nähe eines Atomkerns stattfinden. Die mittlere freie Weglänge λ , nach der ein Photon dem Prozeß der Paarbildung unterliegt, beträgt [OTT53]:

$$\lambda = 9/7 X_0$$

Aufgrund dieser beiden Prozesse der Bremsstrahlung und der Paarbildung werden neue Teilchen erzeugt, die ebenfalls diese Prozesse durchlaufen können. Eine Serie dieser Prozesse generiert daher eine Kaskade von Teilchen, einen Schauer (s. Abb. 5).

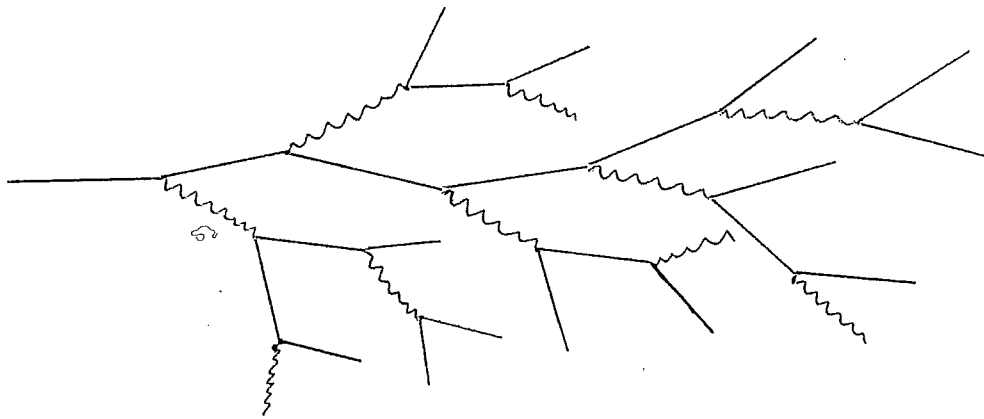


Abb. 5: Schematische Darstellung einer Schauerentwicklung

Weitere Prozesse, die bei der Schauerentwicklung berücksichtigt werden müssen, sind

a) für Elektronen und Positronen

- Møllerstreuung $(e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-)$
- Bhabhastreuung $(e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-)$
- Annihilation $(e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma)$
- Vielfachstreuung $(e + \text{Atomkern} \rightarrow e + \text{Atomkern})$

b) für Photonen

- Comptonstreuung $(\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-)$
- Photoeffekt. $(\gamma + \text{Atom} \rightarrow \gamma + e^- + \text{Atom}')$

Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse sind in Abb.6a,b im Vergleich dargestellt.

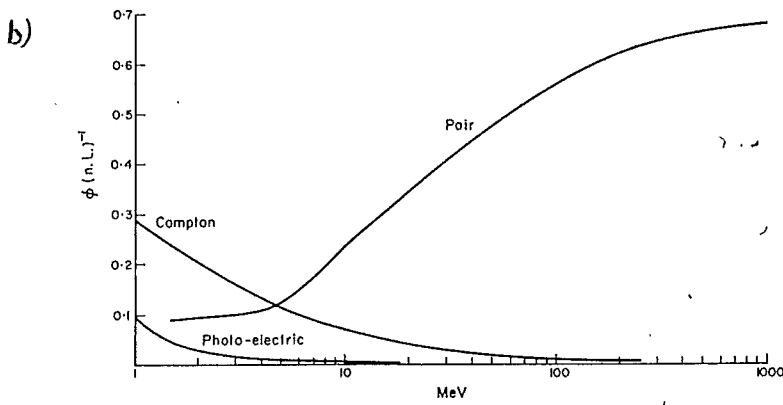
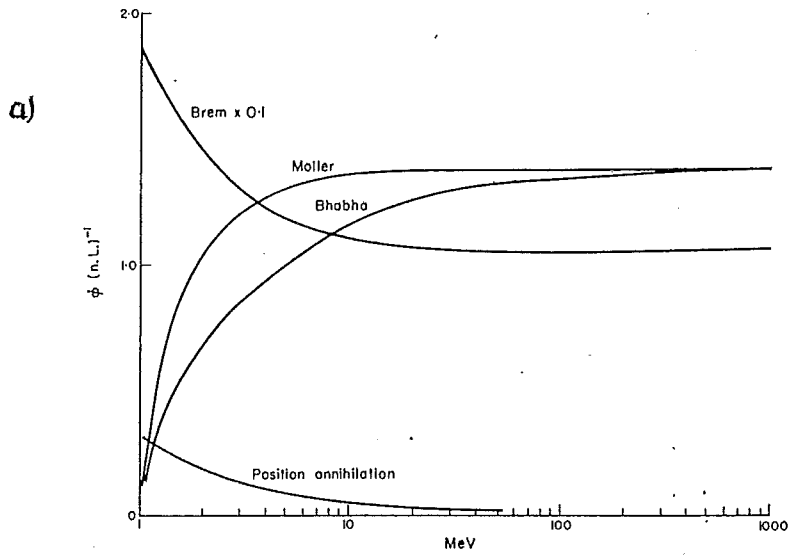


Abb. 6a,b: Wirkungsquerschnitte für Elektronen und Photonen in Blei, ausgedrückt in inversen Strahlungslängen. Das entspricht 1/59 barn pro Atom

2.1.3 Laterale Schauerausdehnung

Zur lateralen Ausdehnung eines Schauers tragen Vielfachstreuungen sowie die Bremsstrahlung und Paarbildung bei. Bei den letzteren Prozessen beträgt der mittlere Winkel Θ , um den die Teilchen abgelenkt werden, jedoch nur [BETH34]

$$\langle \Theta_{\text{Brems,Paarb}} \rangle \approx m_e c^2 / E$$

Ein nennenswerter Anteil tritt nur bei kleinsten Energien auf. Bei der Vielfachstreuung werden Elektronen elastisch an Atomkernen gestreut, d.h. es wird praktisch keine Energie übertragen. Die Elektronen können aber große Richtungsänderungen erfahren. Nach der Molière'schen Theorie [MOLI48] ergibt sich ein mittlerer Ablenkungswinkel

$$\langle \Theta_M \rangle = \frac{21 \text{ MEV}}{E} \sqrt{x/X_0} ,$$

wobei x die Dicke der durchlaufenen Materieschicht angibt. Charakteristisch für die laterale Ausdehnung eines Schauers ist der Molièreradius

$$R_M = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} \frac{X_0}{\varepsilon} \approx \frac{21 \text{ MeV}}{\varepsilon} X_0 .$$

In grober Näherung kann gesagt werden, daß 90% der Energie in einem Zylinder mit diesem Radius um die Schauerachse deponiert wird, s. Abb.7, [BATH70]. Die Schauerachse gibt den gradlinigen Weg an, auf dem die Energiedeposition maximal ist. Der Anteil der außerhalb des Molièreradius deponierten Energie wird durch niederenergetische Photonen bestimmt, deren Reichweite im Vergleich zu der der Elektronen groß ist.

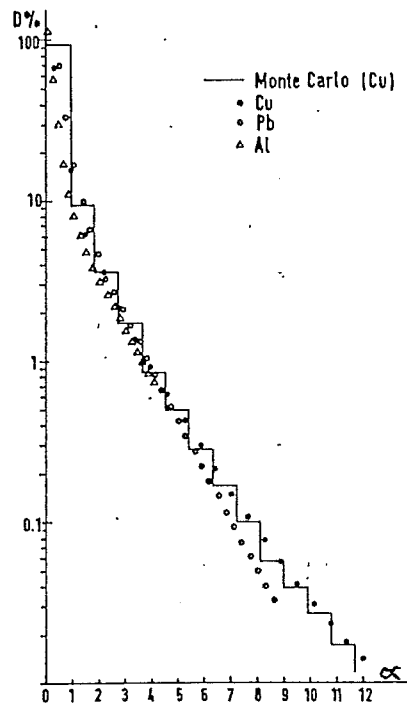


Abb. 7: Verteilung des Energieverlustes $dE/d\alpha$ in zylinderförmigen Intervallen um die Schauerachse, normiert auf die Energie $E_0=6\text{GeV}$ des einfallenden Elektrons. $\alpha=R/R_M$ ist der dimensionslose Quotient aus dem radialen Abstand R und dem Molièreradius R_M . Messungen(Punkte) und Rechnung (Histogramm) nach [BATH70].

2.2 Schauermodelle

Die Schauerentwicklung kann wegen ihres komplexen Zusammenspiels der einzelnen Prozesse nicht in allen Details analytisch wiedergegeben werden. Jedoch lassen sich Aussagen über das mittlere Verhalten eines Schauers aus einem einfachen Modell ableiten. Hierbei wird die Energieabhängigkeit der Wechselwirkungsquerschnitte vernachlässigt, indem man die asymptotische Form der Gleichungen benutzt. Als Weiteres wird nur die longitudinale Entwicklung des Schauers betrachtet durch Vernachlässigung der Vielfachstreuung und der endlichen Produktionswinkel.

2.2.1 Materialunabhängiges Schauermodell

Unter Benutzung der charakteristischen Größen ϵ , X_0 , R_M kann auf eine Beschränkung auf ein spezielles Material verzichtet werden. Das vereinfachte Modell [HEIT53, ROSS64] nimmt an, daß sich die Anzahl $N(t)$ der Schauerteilchen bis zum Schauermaximum nach je einer Strahlungslänge um den Faktor q erhöht:

$$N(t) = q^t, \quad t = \text{Weglänge in Strahlungslängen}$$

Die Energie der einzelnen Teilchen beträgt dann

$$E(t) = E_0/N(t) = E_0 \cdot q^{-t} .$$

Nach der Definition der kritischen Energie ϵ bricht bei dieser Energie die Schauerbildung ab. Für die Anzahl der Strahlungslängen bis zum Schauermaximum, d. h. $E(t) = \epsilon$, erhält man also

$$t_{\max} = \frac{\ln(E_0/\epsilon)}{\ln q}$$

Bis zum Schauermaximum sind daher $N(t_{\max}) = E_0/\epsilon$ Teilchen erzeugt worden. Danach werden keine neuen Teilchen mehr erzeugt. Die Elektronen werden aufgrund des Energieverlustes durch Ionisation relativ schnell abgebremst, sodaß die Anzahl der Teilchen im weiteren Teil des Schauers durch die Anzahl der Photonen bestimmt wird. Daher folgt die Teilchenzahl dem Photon-Absorptionsgesetz:

$$N(t > t_{\max}) \sim \exp(-\mu t X_0) .$$

2.2.2 Longitudinale Verteilung der Schauerdeposition

Die longitudinale Verteilung der deponierten Energie läßt sich nach [LONG75] parametrisieren als:

$$dE/dt = c * E_0 * t^\alpha * \exp(-\beta t)$$

$$\text{mit } \beta = 0.5, \quad \alpha = \beta * t_{\max}, \quad c = \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)}$$

Der Vergleich zwischen Messungen und Monte-Carlo-Rechnungen ist in Abb. 8 dargestellt.

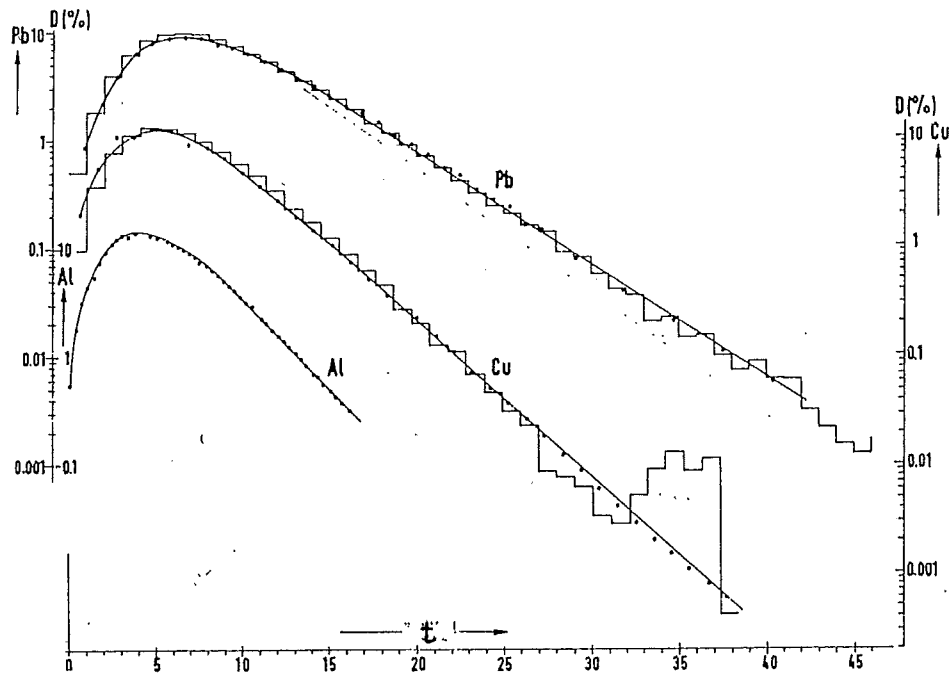


Abb. 8: Longitudinale Verteilung des Energieverlustes dE/dt in einem elektromagnetischen Schauer, normiert auf die Energie $E_0=6\text{ GeV}$ des einfallenden Elektrons. $t=x/X_0$ ist die Eindringtiefe x in Einheiten der Strahlungslänge X_0 . Messungen(Linie), Monte-Carlo-Rechnung(Histogramm), [BATH70].

2.3 Grundlagen der Kalorimetrie

2.3.1 Energiemessung im Kalorimeter

Durch die in Kapitel 2.1 beschriebene Entwicklung eines Schauers verteilt sich die Energie eines Primärteilchens zunächst auf eine Vielzahl von Sekundärteilchen, die dann ihre Energie über Ionisationsprozesse an die Materie abgeben [BARB86].

Finden diese Ionisationen z.B. in einem elektrischen Feld statt, so können die Ladungen der freigesetzten Elektronen gemessen werden. Die Summe dieser Ladungen ist der Energie des ionisierenden Teilchens proportional.

Durch Messung aller Teilchen im Schauer mit einem geeichten Meßgerät erhält man so die Energie des Primärteilchens. Dabei ist es notwendig, über die gesamte Spurlänge S der Schauerteilchen zu messen. Sie beträgt [AMAL81]

$$S = \frac{E_0}{\varepsilon} * X_0$$

Da im Kalorimeter eine untere Grenzenergie existiert, unterhalb der ein Teilchen nicht nachgewiesen werden kann – z.B. die notwendige Ionisationsenergie des Auslesematerials – wird ein Faktor $F(z)$ eingeführt. Man erhält dann als sichtbare Spurlänge

$$S' = F(z) * \frac{E_0}{\varepsilon} * X_0$$

mit $F(z) = e^z * (1 + z * \ln z - \ln 1.526)$

$$z = 4.58 * \frac{Z * E_k}{A * \varepsilon}$$

Z = Kernladung des Materials

A = Atommasse des Materials

E_k = Ionisationsenergie des Materials

bzw. kleinste meßbare Energie

2.3.2 Kalorimeter-Arten

Beim Aufbau eines Kalorimeters hat man die Wahl zwischen einer homogenen und einer "Sampling"-Struktur.

In einem homogenen Kalorimeter dient das Absorbermaterial gleichzeitig als Auslesemedium, z.B. Bleiglas oder NaJ(Tl)-Kristalle. Hier wird aus der Intensität des erzeugten Cerenkov-(bzw. Szintillations-) Lichtes die Energie bestimmt. Aufgrund der relativ kleinen Strahlungslänge benötigt man zur vollständigen Absorption der Schauer jedoch große Volumina, die häufig nicht vertretbar sind.

Im Sampling-Kalorimeter wechseln sich in der Schichtenfolge Absorber und Auslesemedium ab. Als Absorbermedium benutzt man Materialien mit großer Kernladung Z – die Strahlungslänge X_0 ist $\sim Z^{-2}$ –, z.B. Blei oder Uran. Die Energiemessungen im Auslesemedium bilden regelmäßige Stichproben (Samplings) der Energiedichte.

Das Auslesemedium besteht z.B. aus Szintillatorplatten, die analog zum homogenen Kalorimeter ausgelesen werden. Häufig bilden die Ausleseschichten jedoch Ionisationskammern, die mit einer Flüssigkeit wie z.B. Flüssig-Argon betrieben werden. Flüssig-Argon hat gegenüber Gas eine 10^3 mal größere Dichte. Damit werden entsprechend mehr Ionenpaare pro Volumen, also ein viel größeres Signal erzeugt [ENGL74].

2.3.3 Energieauflösung eines Kalorimeters

Die Energieauflösung gibt den relativen Fehler einer Energiemessung an. Grundsätzlich führt die Fluktuation der Anzahl N der Schauerpartikel in der Größenordnung von \sqrt{N} zu einer Energieauflösung

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E_0}}$$

Da in Sampling-Kalorimetern im Absorber keine Teilchen nachgewiesen werden können, gilt für die Anzahl N_d der nachgewiesenen Teilchen:

$$N_d = \frac{S'}{D} = \frac{E_0 * X_0 * F(z)}{D * \varepsilon}$$

E_0 = Primärenergie

D = Dicke einer Absorberschicht

ε = kritische Energie des Absorbers

Die Größe $D*\epsilon/X_0$ wird dabei als Energieverlust eines minimalionisierendes Teilchens nach dem Durchqueren einer Absorberschicht der Dicke D verstanden.

Als Energieauflösung erhält man:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{D*\epsilon}{X_0*F(z)}} * \frac{1}{\sqrt{E_0}}$$

Bei Flüssig-Argon als Auslesemedium liegt die untere Nachweisgrenze, die mittlere Ionisationsenergie, bei $23.6 \pm_{0.3}^{0.5}$ eV [BEND73]. Diese geht in $F(z)$ ein, s. Kap.2.3.1. Für das in dieser Arbeit betrachtete Kalorimeter FB2E ergibt sich eine Auflösung von $6.8\%/\sqrt{E}$. Die oben angegebene Energieauflösung ist tatsächlich als eine untere Grenze anzusehen, da andere Fluktuationen, z.B. durch Vielfachstreuung verursachte, diese verschlechtern können [FABJ85]. Fluktuationen durch Leckverluste können mit einer geeigneten Dimensionierung des Kalorimeters vermieden werden. *Rauscher*

3. Simulation von elektromagnetischen Schauern

Zur Simulation von Schauerentwicklungen in einem speziellen Kalorimeter reichen Schauermodelle wie das in Kapitel 2.2 beschriebene nicht aus. Um über die Fluktuationen der Energiedeposition eine Aussage machen zu können, braucht man eine genügende Anzahl realistischer Schauerabläufe.

Solche Schauerabläufe lassen sich in "Monte-Carlo"-Programmen simulieren, indem man mittels Zufallsgenerator "würfelt", ob und welchen Prozeß ein betrachtetes Schauerteilchen durchlaufen soll. Die Wirkungsquerschnitte der Prozesse sind aus der Quantenelektrodynamik (QED) herleitbar und dienen als Gewichtungsfunktionen beim "Würfeln".

Ford und Nelson haben ein solches Monte-Carlo-Programm mit Namen EGS (Elektron-Gamma-Shower) entwickelt [FORD78], das dem Benutzer freie Wahl in der Detektorgeometrie und der Materialien ermöglicht. Das Programm ist in der Programmiersprache MORTRAN [COOK75] geschrieben, das eine erweiterte Form von FORTRAN darstellt, die zusätzlich Macrodeklarationen und Blockstrukturen erlaubt. In dieser Arbeit wird die Version 3 dieses Programmpakets verwendet. Die Veränderungen in der 4. Version betreffen vor allem die genauere Betrachtung der niederenergetischen Photonen bis zu 1 keV und sind z.B. bei Untersuchungen für die medizinische Strahlentherapie erforderlich [REIN89]. Die in dieser Arbeit interessierenden Energien sind jedoch wesentlich größer, sodaß die Korrekturen als vernachlässigbar klein zu erwarten sind. Die Rechenzeit kann aber durch die Verfolgung dieser weitreichenden Photonen erhöht werden. Ein solcher Einfluß sollte vermieden werden, s. auch Kap. 6.1.

3.1 Das Monte-Carlo-Programm EGS

Die freie Wahl der Materialien wird realisiert durch das Subsystem PEGS (Preprocessor for EGS). Hier werden aus den Molekulareigenschaften der zu benutzenden Materialien, z.B. Kernladung, Atomgewicht, Dichte und Relativanteile in Kompositionen, die für EGS wichtigen Daten wie Strahlungslänge und Wirkungsquerschnitte der Schauerprozesse berechnet und in tabellarischer Form in einem Datensatz EGS zur Verfügung gestellt. Die EGS-Routine "HATCH" liest diese Tabellen zur Initialisierung ein, sodaß im Programmablauf die benötigten Werte durch Interpolation schnell berechnet werden können.

Um die Tabellen möglichst kompakt zu halten, hat der Benutzer in PEGS die unteren Abschneideenergien E_e^{\min} und E_γ^{\min} anzugeben, bis zu denen ein Elektron bzw. Photon im Schauer verfolgt werden soll. Teilchen mit einer geringeren Energie deponieren ihre kinetische Energie lokal und werden nicht weiter berücksichtigt. Nach intensiven Studien von K.Borras für den Prototypen des in dieser Arbeit untersuchten Kalorimeters [BORR87] wurde die Wahl auf $E_e^{\min} = 1.5\text{MeV}$ und $E_\gamma^{\min} = 0.1\text{MeV}$ festgelegt. Die korrespondierenden Parameter E_e^{cut} und E_γ^{cut} in EGS erhielten dieselben Werte, also $E_e^{\text{cut}} = E_e^{\min}$ und $E_\gamma^{\text{cut}} = E_\gamma^{\min}$.

In Abb. 9 [FORD78] ist das Flußdiagramm des EGS-Programmpakets dargestellt. Man erkennt leicht die Zweiteilung in den "EGS-CODE" und den "USER-CODE".

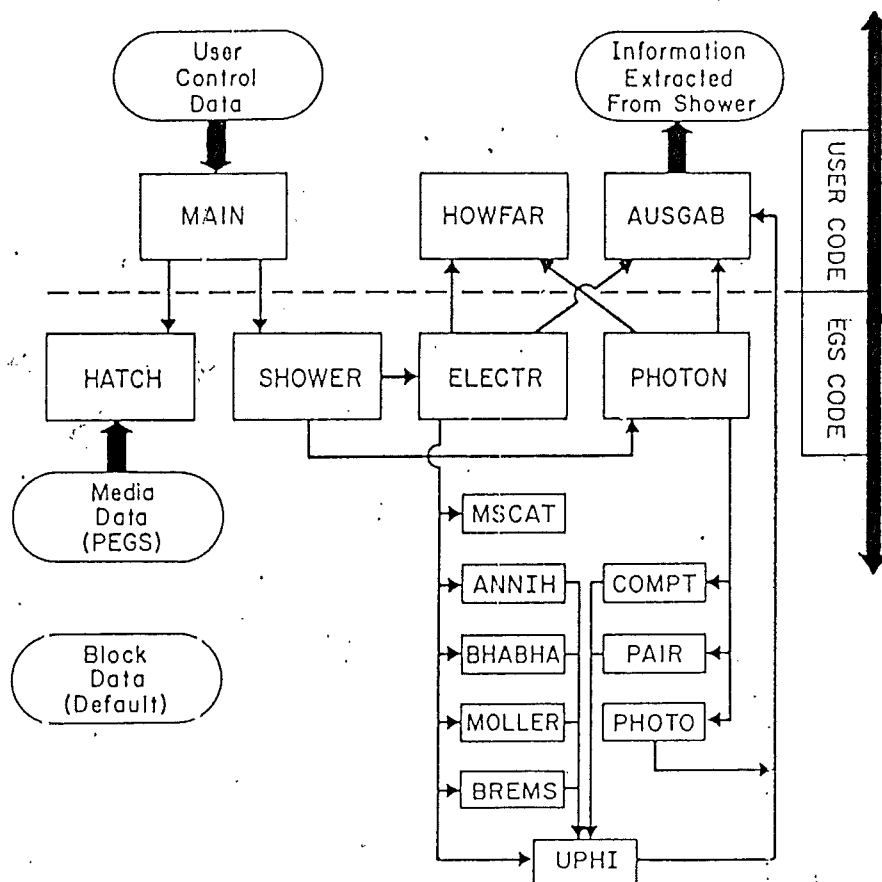


Abb. 9: Flußdiagramm des EGS-Programmpakets [FORD78]

Im USER-CODE mit dem Prgoramhauptteil MAIN und den Routinen HOWFAR und AUSGAB gibt der Benutzer die Materialverteilung, die Geometrie – wie weit (how far) soll das gerade betrachtete Teilchen sich auf seiner Bahn weiterbewegen? – und die Aspekte der Analyse, z.B. Verteilung der Energiedeposition, an.

Mit dem Aufruf der EGS-Routine SHOWER in MAIN unter Angabe der Teilchenidentität, Einschuß-Ort und -Winkel u. ä. wird genau ein Schauer generiert. Diese Routine steuert den Schauerablauf durch die Transportroutinen ELECTR und PHOTON, die die Informationen aus HOWFAR berücksichtigen und gegebenenfalls die Wechselwirkungsroutinen MSCAT, ANNIH, BHABHA, MOLLER oder BREMS bzw. COMPT, PAIR oder PHOTO aufrufen. Nach Aufruf einer der Wechselwirkungsroutinen wird gemäß vom Benutzer vorgegebenen Bedingungen die USER-Routine AUSGAB aufgerufen.

Die USER-Routine HOWFAR, mit der der Benutzer die Bewegung der einzelnen Teilchen im simulierten Detektor kontrolliert, ist folgendermaßen konzipiert.

In den Transportroutinen ELECTR und PHOTON wird eine dem aktuellen Medium angepaßte Schrittlänge gewürfelt und danach HOWFAR aufgerufen. Dabei werden sämtliche Eigenschaften des gerade betrachteten Teilchens wie Ladung, Energie, Koordinaten, Region, Medium, Bewegungsrichtung und die angestrebte Schrittlänge zur Verfügung gestellt. Hieran kann der Benutzer beurteilen, ob die Schrittlänge herabgesetzt werden soll und nach vollendetem Schritt die Grenze einer Region erreicht wird. In diesem Fall ist neben der korrigierten Schrittlänge auch die neue Region anzugeben. Soll ein Teilchen nicht weiter betrachtet werden, weil es z.B. die äußere Grenze des Detektors erreicht hat, so kann der Benutzer mittels des Parameters $I_{discard}$ EGS veranlassen, dieses Teilchen von der weiteren Schauerentwicklung auszuschliessen.

Zur Verkürzung der Rechenzeit kann für ein zu transportierendes Teilchen der Abstand bis zur am nächsten gelegenen Grenze ebenfalls an EGS übergeben werden. In diesem Fall wird HOWFAR nur aufgerufen, wenn die von EGS gewürfelte Schrittlänge kleiner als dieser Abstand ist.

4. Das Kalorimeter FB2E

FB2E bezeichnet den zweiten elektromagnetischen Kalorimeterring im vorderen Radialbereich (ForwardBarrel2ndElectromagnetic) des H1 -Detektors. Er dient zur Energiemessung von Elektronen und Photonen aus der Elektron-Proton-Streuung. Seine Position ist in Abb. 1 zu erkennen, genaue Angaben sind in Abb. 10 dargestellt. Hier ist abzulesen, daß nachzuweisende Teilchen das Kalorimeter unter einem Polarwinkel ϑ zwischen 19° und 26° zur Strahlachse erreichen. Da sich Elektronen aufgrund des Magnetfeldes auf einer Kreisbahn bewegen, beträgt für sie die minimale Energie, um in das Kalorimeter zu gelangen, etwa 850 MeV.

Das Kalorimeter FB2E ist ein Sampling-Kalorimeter mit einer Sandwichstruktur aus Blei- und Flüssig-Argon-Schichten und darauf ausgelegt, die Energien der Leptonen mit einer systematischen Ungenauigkeit von maximal ein Prozent zu messen.

4.1 Aufbau des Kalorimeters

Der Kalorimeterring ist in acht Sektoren mit einem Öffnungswinkel von $\varphi=45^\circ$ unterteilt. Ein Sektor besteht aus einem Platten-Stapel (Stack), s. Abb. 11, die durch Distanzringe (Spacer) in einem Abstand von 2.35 mm gehalten werden. In diesem Zwischenraum (Gap) befindet sich das Auslesemedium Flüssig-Argon.

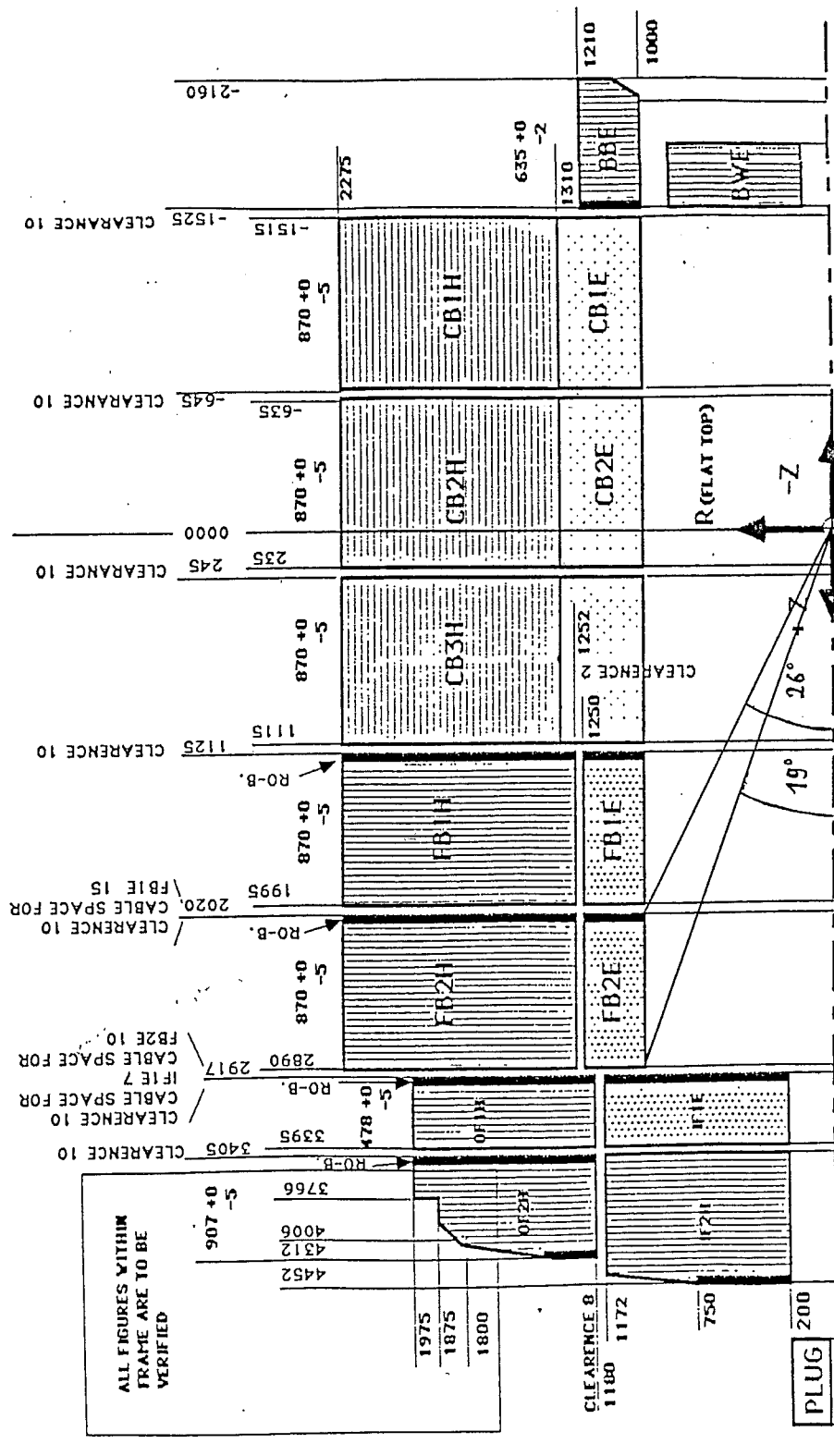
Die Platten haben eine symmetrische Trapezform mit folgenden Außenmaßen, siehe auch Abb. 14 mit Koordinatenachsen:

Höhe (in y-Richtung): 24.8 cm

Breite unten (in x-Richtung): 81.22 cm

Breite oben (in x-Richtung): 101.85 cm

Die Zusammensetzung der Kalorimeterplatten wird im Folgenden beschrieben.



HIERA H1 CALORIMETER, STACK DIMENSIONS AND ABSOLUTE LOCATIONS REV. 2.1

Abb. 10: Lageplan des Kalorimeters FB2E im H1-Detektor

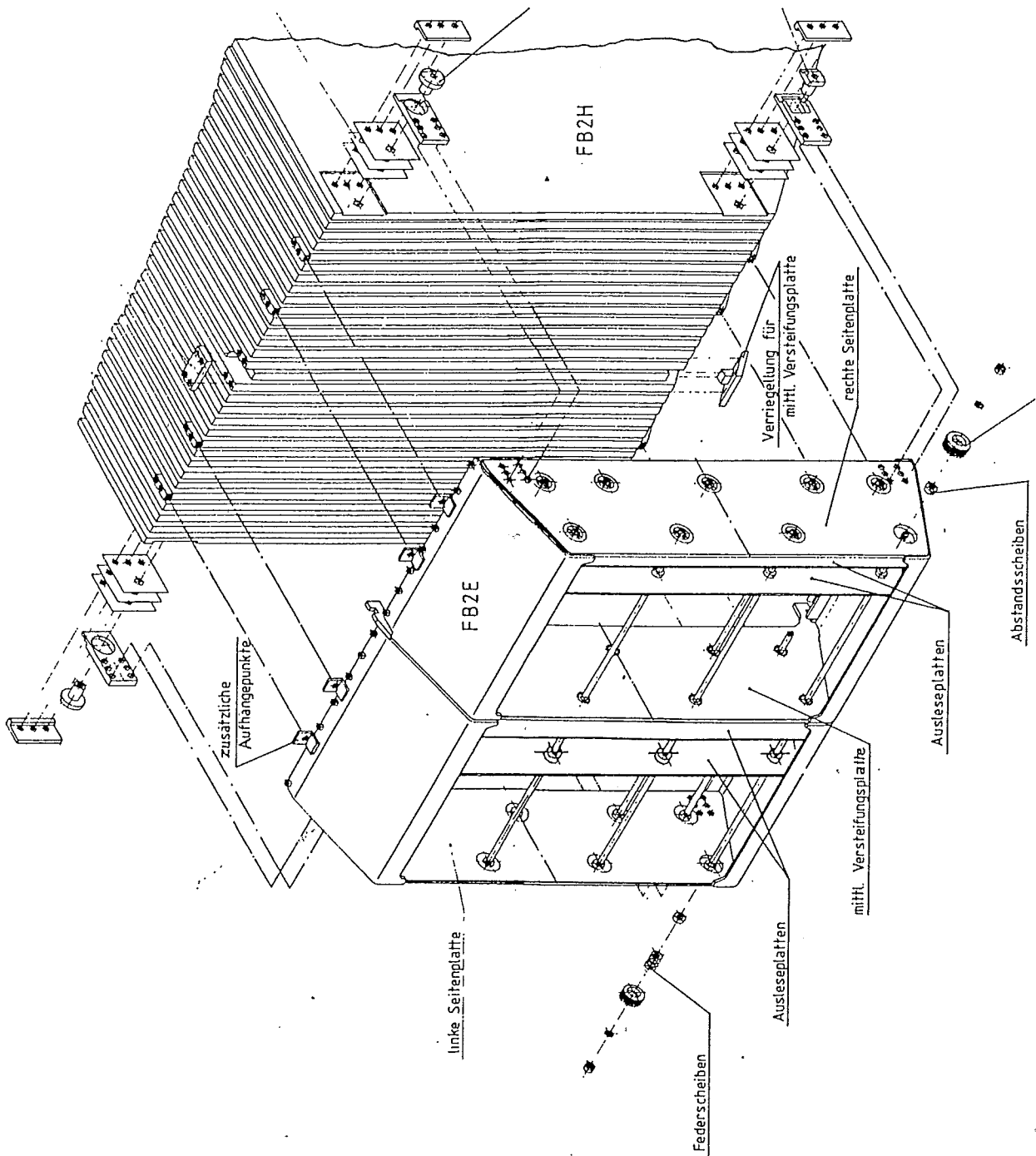


Abb. 11: Perspektivische Darstellung des Kalorimeters FB2E

4.1.1 Der Schichtaufbau der Kalorimeterplatten

Es gibt zwei Plattensorten, die Hochspannungs(HV)-Platten und die Ausleseplatten(ROB=ReadOutBoard). Beide Plattensorten haben eine 2.4mm starke Platte aus einer Blei-Antimon-Legierung(PbSb3) als Kern – sie bildet die Hauptkomponente des Absorbers. Hierauf wird mittels eines Spezialklebers(Prepreg) beidseitig je eine doppelseitig kupferbeschichtete Platte aus glasfaserverstärktem Epoxidkunststoff(G10) geklebt.

Auf die äußeren Kupferschichten der HV-Platte ist jeweils mit einer weiteren Schicht Prepreg eine HV-feste Folie(Kapton) geklebt, die mit einer hochohmige Widerstandsschicht(HRC) bedruckt ist. Dieses HRC(High Resistive Coating) wird an Hochspannung angeschlossen und dient zur Felderzeugung im Auslesemedium [SOND88].

Die äußeren Kupferschichten der Ausleseplatte bleiben unbeschichtet und dienen der Ladungssammlung aus dem Auslesemedium. Die prinzipielle Plattenfolge lautet:

HV – Gap – ROB – Gap – HV – ...

Eine Auslesezelle wird gebildet aus einer Hälfte einer HV-Platte, einem Gap und einer Hälfte einer Ausleseplatte, s. Abb.12. Mit den Werten aus Tab. 1 [RAUS88] ergibt sich als Zellendicke

$$D_{\text{Zelle}} = 6.995 \pm 0.026 \text{ mm}$$

Tabelle 1: Dicken der Materialschichten von HV- und Auslese-Platten nach [RAUS88]

Material	Dicke [mm]
PbSb3	2.4
G10 mit Kupfer	0.8
Prepreg	0.13
Kapton	0.075
HRC	0.050

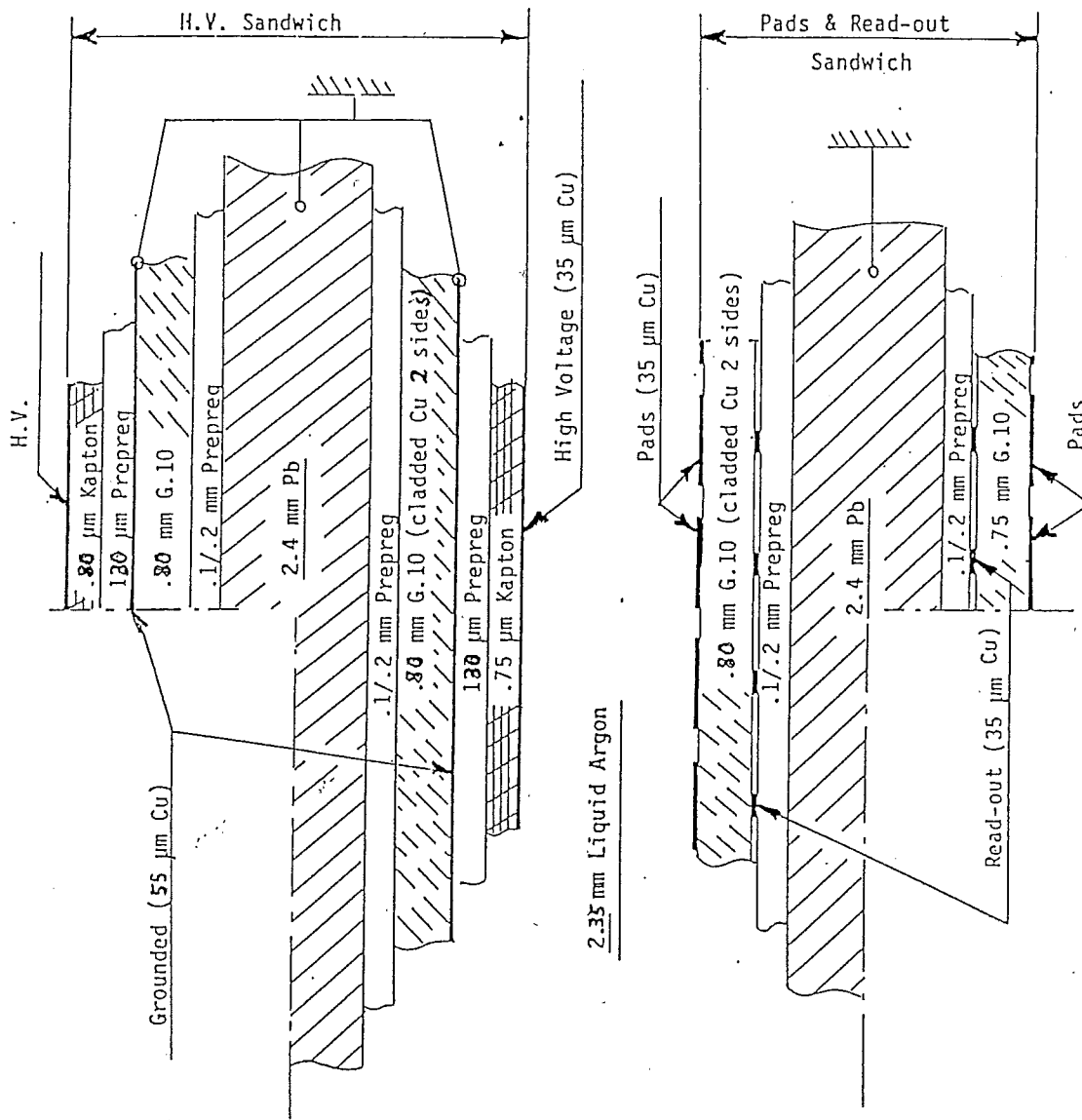


Abb.12: Auslesezeile im Kalorimeter FB2E

4.1.2 Die Stahlplatten

Die Stützkonstruktion für das Stack besteht aus drei Stahlplatten als Stackabschluß bzw. Mittelplatte, sowie zwei Seitenwänden aus Stahl. Etwa in der Mitte des Stacks wird eine HV-Platte durch zwei bleilose Hälften (= HV/2) ersetzt, zwischen denen die Mittelplatte – durch eine dünne Flüssig-Argonschicht von ihnen getrennt – eingesetzt wird.

Aufgrund der notwendigen Dicke der Platten stellen sie im Kalorimeter zusätzliches Absorbermaterial dar. Die lokale Störung des Auslesesignals läßt sich global ausgleichen, indem man den Bleikern der einer Stahlplatte folgenden Ausleseplatte gegen eine weitere G10-Platte austauscht, [BORR87]. Der Energieverlust in der Stahlplatte ist etwa gleich derjenigen in zwei Bleiplatten, sodaß durch den Austausch erreicht wird, daß einer doppelten Absorberschicht eine doppelte Ausleseschicht folgt.

Der Signalverlust durch die Endplatte des näher zum Wechselwirkungspunkt platzierten Kalorimeter FB1E wird durch die Kombination " HV/2 – Gap – ROB ohne Blei – Gap – HV/2 " vor der ersten Stahlplatte kompensiert. Die Ausleseplatte wird wegen ihrer Position "unabhängige Ausleseplatte" (IRB=Independent ROB) genannt. Die resultierende Plattenfolge ist in Abb.13 wiedergegeben.

Tabelle 2: Dicken und Anzahl der Platten im Stack des FB2E, [RAUS88]

Platte	Dicke [mm]	Anzahl	totale Dicke [mm]
Stahl	6	3	18
HV	4.77	57	271.89
HV/2	2.255	6	13.53
ROB	4.520	57	257.64
ROB o. Pb	2.920	3	8.76
Gap	2.35	120	282.00
Clearance vorn	6.65	1	6.65
Clearance hinten	3.66	1	3.66
Clearance (IRB)	2.35	1	2.35
			864.48

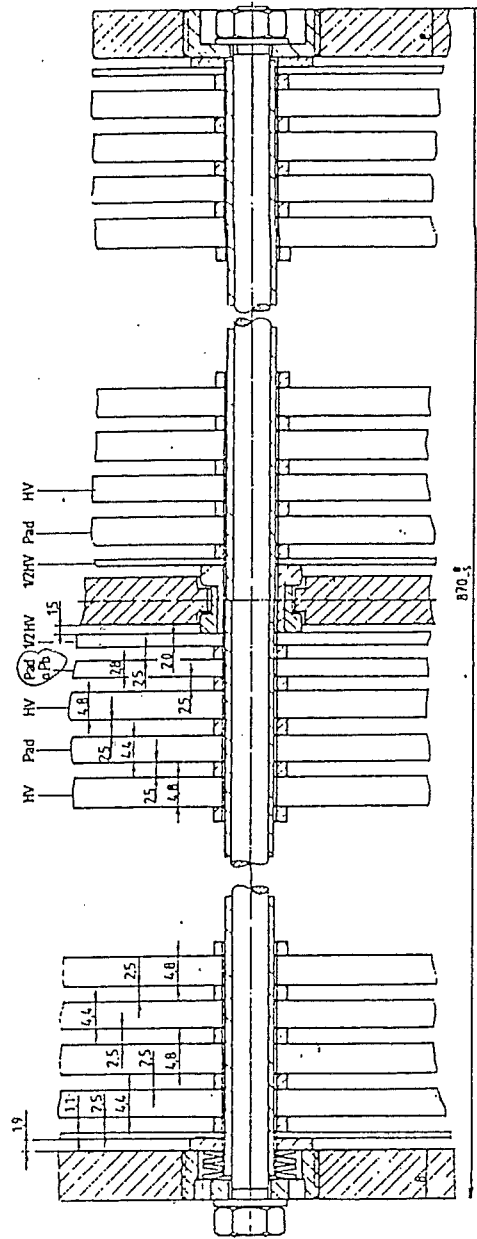


Abb.13: Plattenfolge im Kalorimeter FB2E inklusive der Stützkonstruktion

4.1.3 Die Stahlstäbe

Neun Stahlstäbe mit 4mm Durchmesser durchdringen die Platten des Stacks und halten die Distanzringe in den gewünschten Positionen. Diese Positionen sind in Abb.14 abzulesen.

Für die Stäbe einschließlich ihrer schützenden Ummantelung aus Teflon haben die Platten eine Bohrung von 8mm Durchmesser. In der HRC-Schicht der HV-Platten und in der Kupferbeschichtung der Ausleseplatten ist eine größere Aussparung von 16mm im Querschnitt. Im Auslesemedium innerhalb dieser Aussparung deponierte Energie wird nicht ausgelesen. Dies führt zu einer lokalen Verminderung des Kalorimetersignals. Die quantitativen Auswirkungen sowie deren Minimierung werden in Kap. 6 beschrieben.

Tabelle 3: Radien der Stäbe, der Teflonhülle, der Bohrungen und der Aussparungen im Kupfer

Material	Radius [mm]		Nomenklatur für Kap. 6.2.1
	innen	aussen	
Stahlstäbe		2	R_{Fe}
Teflonhülle		3	R_{Tef}
Plattenbohrung	4		R_{Platte}
Spacer aus G10	3.25	6	$R_{Spc,in/out}$
Kupferschicht bzw. HRC-Schicht	8		R_{Pad}

4.2 Einteilung der Ausleseeinheiten

Die 120 auszulesenden Gaps eines Stacks werden gemäß Tabelle 4 zu acht Segmenten zusammengefaßt.

Tabelle 4: Segmentaufteilung der Gaps im Kalorimeter FB2E

Segment	Gap-Nr.	Gap-Anzahl
1	1 - 14	14
2	15 - 28	14
3	29 - 42	14
4	43 - 56	14
5	57 - 72	16
6	73 - 88	16
7	89 - 104	16
8	105 - 120	16

Die Kupferbeschichtung der Ausleseplatten ist in Flächensegmente unterteilt, s. Abb.14 mit Koordinatenachsen. Jedes Flächensegment, im Folgenden "Pad" genannt, stellt eine Ausleseeinheit dar, die gemäß Tab. 4 den z-Segmenten zugeordnet wird. Die Segmentierung ermöglicht die Bestimmung der Schauerachse und damit die Richtung des einfliegenden Teilchens.

In x-Richtung ist die Kupferbeschichtung äquidistant in 16 Pads unterteilt, die somit einen Winkelbereich von je 2.81° abdecken. In y-Richtung gibt es 4 Pads, die folgende Größen haben.

Tabelle 5: Radiale Padeinteilung im Kalorimeter FB2E

Nr. y-Pad	Höhe dy [cm]
1	2
2	4
3	6
4	12

Es ergeben sich also $16 \cdot 4 \cdot 8 = 512$ Pads.

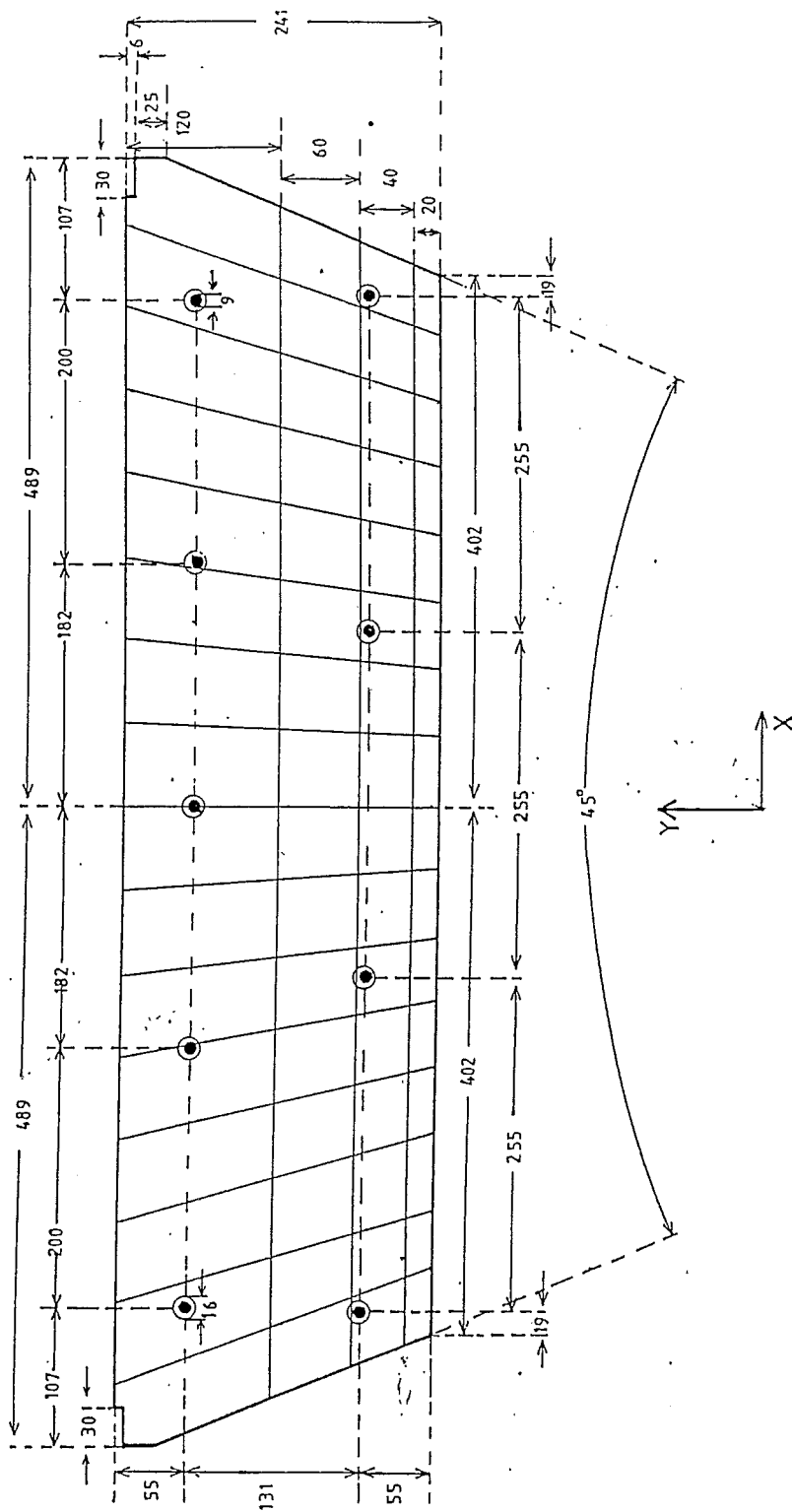


Abb. 14: Pad-Einteilung auf der Ausleseplatte im Kalorimeter FB2E

4.2.1 Der Presampler

Die unterste Padreihe ($y=1$) unterscheidet sich von den übrigen in besonderer Weise. In diesem Bereich haben sowohl die HV- als auch die Auslese-Platten keinen Bleikern, damit dieser Bereich im Auslesemedium nur der Ladungssammlung dient.

Der Grund liegt darin, daß ein Teil der Schauerenergie bereits auf dem Weg zum Kalorimeter in dem davor liegenden Material deponiert wurde. Dieses Material besteht im Wesentlichen aus der Wand des Kryostaten und den Stützkonstruktionen der inneren Detektor-komponenten. Hieraus resultiert eine Verminderung der Signalhöhe im Kalorimeter von weit über ein Prozent bei Energien bis zu ca. 15 GeV. Um diesen Effekt auszugleichen, wird auf den absorbierenden Teil im Eintrittsbereich der Teilchen in das Kalorimeter verzichtet. Die Höhe dieses Bereichs, der wegen seiner vorgeschalteten Funktion der Ladungssammlung "Presampler" genannt wird, wurde in einer Arbeit von K.Borras [BORR87] optimiert. Hier wurde das Magnetfeld des H1-Detektors unberücksichtigt gelassen und gradlinig einfallende Teilchen vorausgesetzt.

Die Ergebnisse können folgendermaßen zusammengefaßt werden. Für Teilchenenergien im untersuchten Bereich von 0.25 bis 50 GeV sind die Schauerprofile derart verschieden, daß auch verschiedene Presamplerhöhen benötigt würden (s. Tab.6), um den jeweiligen Signalverlust auf unter ein Prozent zu minimieren. Bei einem Presampler mit fester Höhe ergibt sich je nach seiner Höhe eine ungenügende Kompensation für kleinere Energien bzw. Überkompensation für größere Energien bis zu ca. 20 GeV, wie Abb.15 zeigt. Bei noch größeren Energien wird der Presampleranteil am Signal vernachlässigbar klein.

Ein Presampler mit einer Höhe von ca 2cm liefert erst ab ca. 2 GeV ein Signal mit ausreichender Kompensation. Etwa bei dieser Größe wird die Energieauflösung des Kalorimeters mit Presampler optimal. Realisiert wird ein Presampler mit einer Höhe von 2.0cm. Dies entspricht der Höhe der ersten Padreihe. Es ermöglicht eine getrennte Auslese des Presamplers und somit eine Korrektur bei der Analyse des Signals durch eine geeignete Kalibration. Diese in der vorliegenden Arbeit entwickelte Kalibration wird im Kap.5 beschrieben.

Tabelle 6: Optimierte Presamplerrhöhen H_{Pres} für Einschüßenergien E_0 zwischen 0.25 und 50 GeV [BORR87]

E_0 [GeV]	H_{Pres} [cm]
0.25	4.56
0.50	3.04
0.75	2.43
1.0	2.31
2.0	1.93
5.0	1.45
10.	1.51
20.	1.43
50.	1.19

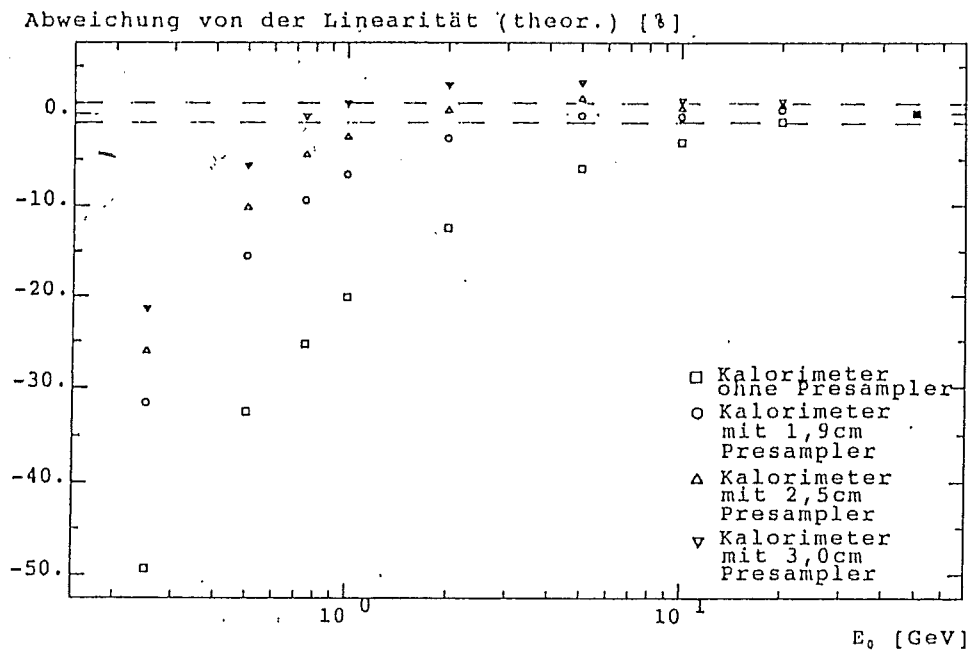


Abb. 15: Abweichung des Auslesesignals von der Einschüßenergie in Abhängigkeit von der Einschüßenergie [BORR87]

4.3 Physikalische Eigenschaften

Die Kenndaten der verschiedenen Materialien im Stack sind in Tabelle 7 wiedergegeben. Das Medium "G10MIX" ist eine Mischung aus G10, Kupfer, Prepreg, Kapton und HRC gemäß der gemittelten Zusammensetzung der HV- und Auslese-Platten. Der große Unterschied zwischen den Strahlungslängen von G10 und G10MIX wird im Wesentlichen durch die $2 \cdot 0.45$ mm dicke Kupferbeschichtung ($X_0 = 1.43$ cm) des G10MIX hervorgerufen. Die Daten der Tabelle sind aus [RPP86] gewonnen bzw. stammen aus dem verwendeten Simulations-Programm.

Tabelle 7: Physikalische Eigenschaften des Kalorimeters FB2E

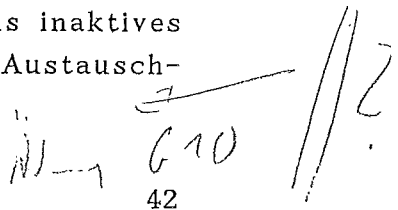
Medium	X_0 [cm]	$\left. \frac{dE}{dx} \right _{\min} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right]$	ϵ [MeV]	R_M [cm]
Liq. Ar	14	2.114	29.6	10.03
PbSb3	0.58	12.55	7.28	1.69
G10	17.97	3.27	58.7	3.47
G10MIX	9.11	4.23	38.52	5.02
Stack	1.54	6.37	9.81	3.33
FE4301	1.7	11.54	19.62	1.84
Al	8.9	4.374	38.93	4.85
Teflon	12.86	4.78	61.47	4.44

Als "Stack" sind die gemittelten Werte für eine Auslezelle angegeben. Dabei wurden folgende Formeln benutzt [RPP86]:

$$X_0^{-1} = \sum w_i * X_{0i}^{-1} \quad \text{mit } w_i = \text{Gewichtungsfaktor} = D_i / D_{\text{Zelle}}$$

$$\langle \epsilon \rangle = \left\langle \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\min} \right\rangle * X_0 \quad \left\langle \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\min} \right\rangle = \sum \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\min, i} * w_i$$

In der Tabelle sind zusätzlich eingetragen die Werte für den Edelstahl (FE4301, Materialnr. nach DIN: 1.4301) der Platten und der Stäbe und für deren Teflonhülle, sowie für Aluminium, das als inaktives Material vor dem Kalorimeter bei der Simulation und als Austauschmaterial für Blei (s. Kap. 6) verwendet wurde.


 G10
 42

5. Entwicklung einer Kalibration zur Analyse des Auslesesignals im Kalorimeter FB2E

Der Presampler hat die Aufgabe, den Signalverlust infolge der Materialien vor dem Kalorimeter (Kryostatwand u. a., s. Abb. 1) zu kompensieren. Der Signalverlust hat zur Folge, daß z.B. zwei Teilchen zusammengekommen ein kleineres Signal verursachen als ein Teilchen mit einer Energie, die gleich der Summe der Energien der beiden Teilchen ist. Wie in Kap. 4.2.1 beschrieben, kann durch den im Kalorimeter realisierten Presampler die Kompensation erst ab einer Energie von ca. 2 GeV mit der erforderlichen Genauigkeit erreicht werden. Daher ist eine Korrektur des Kalorimetersignals durch eine nachträgliche Kalibration notwendig.

5.1 Der Kalibrationsansatz

Die Korrektur dieser Kalibration besteht darin, das Signal des Presamplers und das im übrigen Teil des Kalorimeters gewonnene Signal mit unterschiedlichen Gewichten zu versehen.

Ein ideales Kalorimeter, d. h. ein Kalorimeter ohne Vormaterial und ohne Presampler, gibt ein Signal, das einem bestimmten Prozentsatz der Energie des einfliegenden Teilchens entspricht. Hier genügt ein fester Kalibrationsfaktor.

Im Falle des in dieser Arbeit betrachteten Kalorimeters können also die Gewichte so gewählt werden, daß eines diesen Kalibrationsfaktor darstellt und das andere ein spezielles Gewicht für das Presamplersignal. Es ergibt sich folgender Ansatz:

$$E_0 = E_{kal} = F_{kal} * (W_P * E_{Pres} + E_{Rest}) \quad \text{(Glg. 1)}$$

mit E_0 = Energie des einfliegenden Teilchens
= Einschubenergie

E_{kal} = kalibriertes Signal

E_{Pres} = Signal des Presamplers

E_{Rest} = Signal im Kalorimeter ohne Presampler = "Restsignal"

F_{kal} = Kalibrationsfaktor

W_P = spezielles Gewicht für das Presamplersignal

Die Daten für die Analyse dieses Korrekturverfahrens entstammen dem im Kap.3.1 beschriebenen Monte-Carlo-Programm. Tabelle 8 gibt an die untersuchten Einschubenergien E_0 , das mittlere gesamte Signal des Kalorimeters E_{vis} , sowie die mittleren Einzelsignale des Presamplers E_{Pres} und des Restes E_{Rest} . Dabei bedeutet E_{vis} die ungewichtete Summe der beiden Einzelsignale: $E_{vis} = E_{Pres} + E_{Rest}$.

Tabelle 8: Einschubenergien E_0 , mittleres gesamtes Kalorimeter-signal E_{vis} und mittlere Einzelsignale des Presamplers E_{Pres} und des "Restes" E_{Rest} .

E_0 [GeV]	$\langle E_{vis}/E_0 \rangle$ [%]	$\langle E_{Pres}/E_0 \rangle$ [%]	$\langle E_{Rest}/E_0 \rangle$ [%]
0.25	5.984 ± 0.053	2.262 ± 0.042	3.722 ± 0.043
0.50	7.302 ± 0.036	2.264 ± 0.031	5.038 ± 0.034
0.75	7.730 ± 0.030	2.024 ± 0.026	5.706 ± 0.029
1.0	7.974 ± 0.024	1.852 ± 0.022	6.122 ± 0.025
2.0	8.285 ± 0.024	1.412 ± 0.022	6.873 ± 0.026
5.0	8.458 ± 0.019	0.902 ± 0.020	7.556 ± 0.022
10.	8.488 ± 0.020	0.639 ± 0.020	7.848 ± 0.023
20.	8.478 ± 0.020	0.468 ± 0.019	8.010 ± 0.023
50.	8.475 ± 0.016	0.275 ± 0.015	8.200 ± 0.017

5.2 Kalibration mit konstantem Presamplergewicht

Zunächst werden zwei Fälle verglichen, in denen das Presamplergewicht konstant und mit einem bestimmten Wert gewählt wird:

- a) $W_P = 0$. Dies bedeutet, daß der Presampller nicht berücksichtigt wird. Es entspricht dem Kalorimeter ohne Presampller.
- b) $W_P = 1$. Hier wird das Presamplersignal gleichwertig zum Restsignal addiert.

Bei fester Einschußenergie E_0 wird der Kalibrationsfaktor F_{kal} bestimmt zu:

$$a) F_{kal}(W_P=0) = (\langle E_{Rest} \rangle / E_0)^{-1}$$

$$b) F_{kal}(W_P=1) = (\langle E_{Pres} + E_{Rest} \rangle / E_0)^{-1}$$

Da der Kalibrationsfaktor zur Bestimmung der Einschußenergie selbst von der Einschußenergie abhängt, stellt sich die Kalibration als ein Iterationsverfahren dar. Dabei sind die Fragen nach der Konvergenz des Verfahrens und der Existenz genau eines Fixpunktes zu beantworten. Diese Probleme lassen sich umgehen, indem man möglichst einfache Parametrisierungen benutzt, die eine analytische Lösung ermöglichen.

Die Parametrisierungen des Kalibrationsfaktors F_{kal} erfolgen mit

$$a) F_{kal}(E_0, W_P=0) = a_0 + b_0/E_0 \quad \text{mit } a_0 = 12.29 \pm 0.02 \\ b_0 = 3.96 \pm 0.04 \text{ GeV}$$

$$b) F_{kal}(E_0, W_P=1) = a_1 + b_1/E_0 \quad \text{mit } a_1 = 11.67 \pm 0.02 \\ b_1 = 0.93 \pm 0.03 \text{ GeV}$$

Aufgrund dieser Parametrisierungen läßt sich das kalibrierte Signal E_{kal} als Lösung einer quadratischen Gleichung darstellen:

$$a) E_{kal}(W_P=0) = 1/2 * \left\{ a_0 E_{Rest} + \sqrt{a_0^2 E_{Rest}^2 + 4b_0 E_{Rest}} \right\}$$

$$b) E_{kal}(W_P=1) = 1/2 * \left\{ a_1 E_{vis} + \sqrt{a_1^2 E_{vis}^2 + 4b_1 E_{vis}} \right\}$$

Vergleicht man die Abweichung des kalibrierten Signals von der Einschußenergie in Abb. 17, so fällt auf, daß besonders im Fall der Nicht-Berücksichtigung des Presamplers ($W_P=0$) die Abweichungen teilweise größer als ein Prozent sind. Die Parametrisierung ist in diesem Fall unbefriedigend. Hier benötigte man eine kompliziertere Parametrisierung von $F_{kal}(E_0, W_P=0)$. Zudem ist die Energieauflösung (Abb. 18) deutlich schlechter als diejenige bei $W_P=1$.

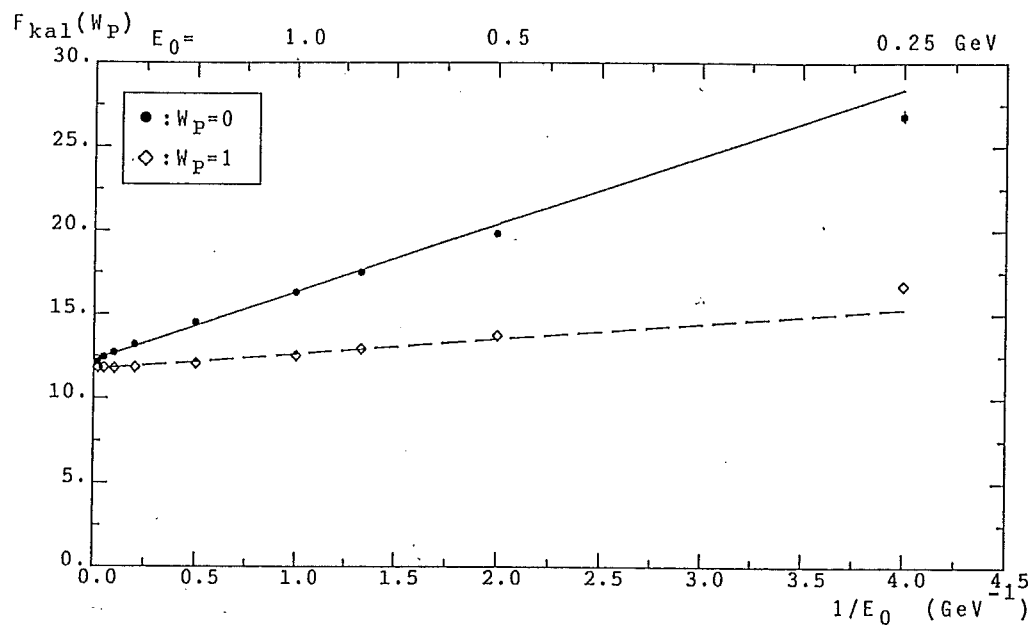


Abb. 16: Parametrisierung des Kalibrationsfaktors F_{kal} für konstantes Presamplergewicht

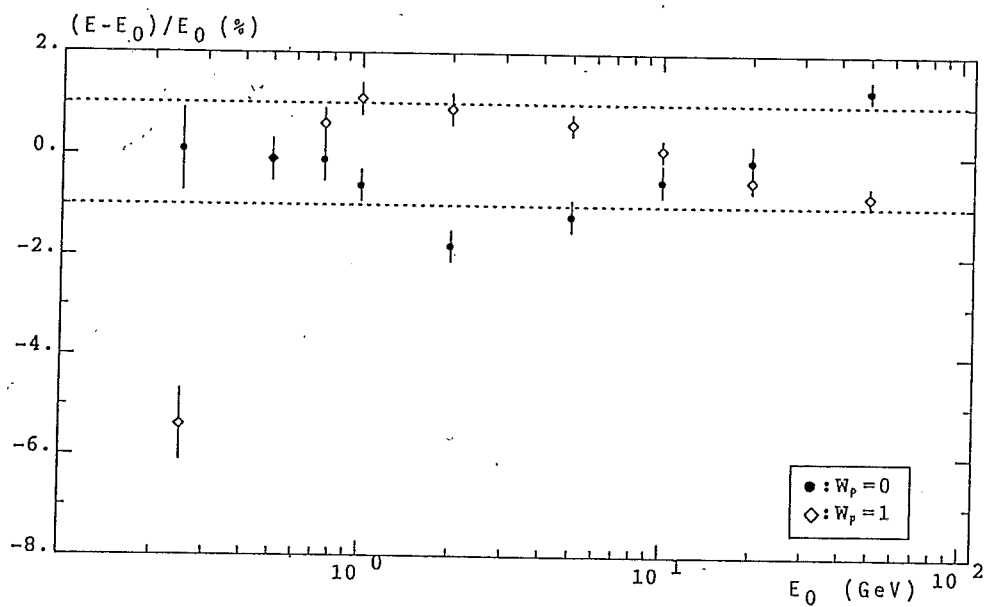


Abb. 17: Abweichung des kalibrierten Signals von der Einschussenergie für konstantes Presamplergewicht

Bei der gleichwertigen Berücksichtigung des Presamplers liegen die Abweichungen des kalibrierten Signals von der Einschubenergie bei Einschubenergien ab 500MeV innerhalb der geforderten Grenzen.

Die Abweichung bei $E_0 = 250\text{MeV}$ ist bereits an der Parametrisierung für die Kalibration $F_{\text{kal}}(E_0, W_P=1)$ in Abb. 16 zu erkennen. Der Grund dafür, diese Energie bei der Parametrisierung nicht zu berücksichtigen, ist in Abb. 19 zu erkennen. Es ist ersichtlich, daß das Presamplersignal E_{Pres} bei derart kleiner Einschubenergie unabhängig von dieser wird, wie auch folgende Überlegung zeigt:

Die longitudinale Verteilung der Energiedeposition im Schauer verschiebt sich bei kleineren Energien des einfliegenden Teilchens näher zum Schauerbeginn. Im Kalorimeter bedeutet dies, daß das Signal im Eintrittsbereich des Kalorimeters – hier: im Presamplereingang – einen größeren Anteil am Gesamtsignal erhält. Verliert das Primärteilchen den Hauptteil seiner Energie bereits vor dem Eintritt in das Kalorimeter, so wird im Kalorimeter nur der stark fluktuierende "Schwanz" der Energieverteilung gemessen, und der Anteil des Presamplersignals am Gesamtsignal hängt nur von der Geometrie des Kalorimeters ab. Tatsächlich trifft dies auf das Kalorimeter FB2E zu. Die Weglänge bis zum Schauermaximum beträgt nach Kap. 2.2.2 für eine Einschubenergie von 250MeV ca. $2.2 X_0$. Ein Teilchen hat aber bei einem Einschubwinkel von durchschnittlich 24° einen Weg von ca. $2 X_0$ im Vormaterial zurückzulegen.

Für die Kalibration zeigt sich also, daß bereits der einfache Ansatz mit gleichwertiger Berücksichtigung des Presamplers ($W_P=1$) für Einschubenergien ab ca. 500MeV zum Erfolg führt. Bei der weiteren Analyse wird die Einschubenergie von 250 MeV nicht in die Rechnungen mit einbezogen.

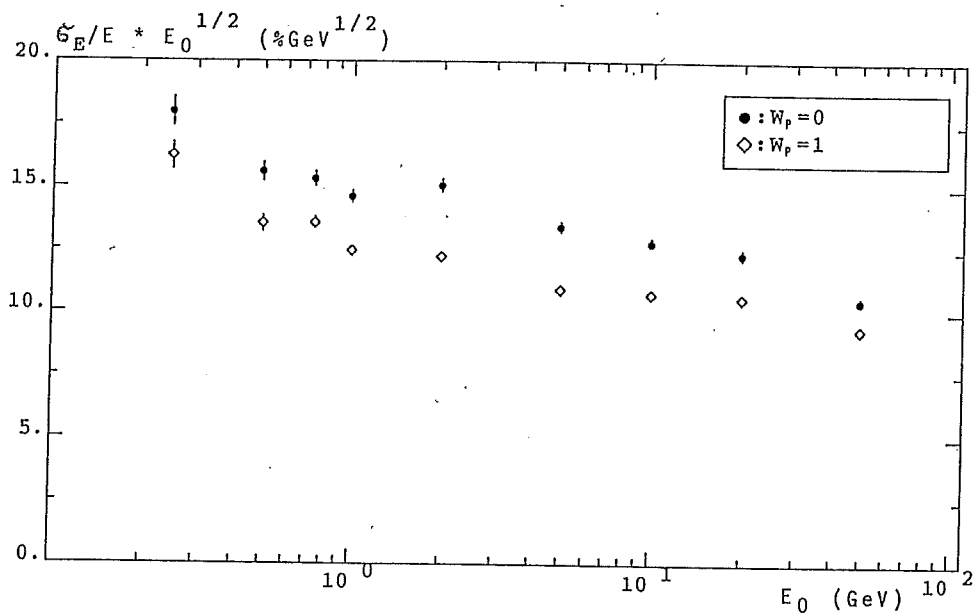


Abb. 18: Energieauflösung des kalibrierten Signals in Abhängigkeit von der Einschussenergie für konstantes Presamplergewicht

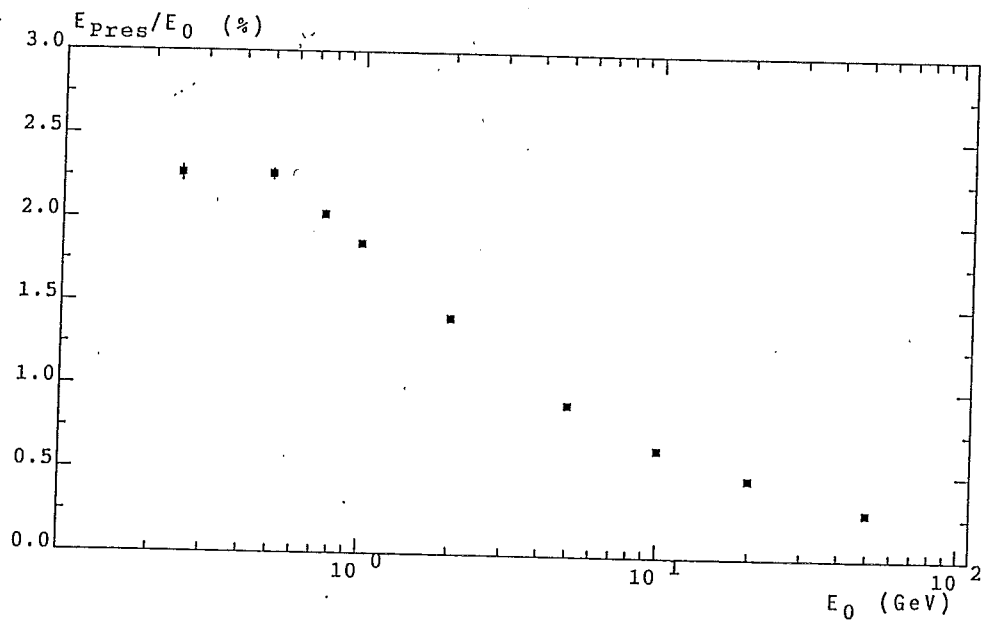


Abb. 19: Mittleres Presamplersignal in Abhängigkeit von der Einschussenergie

5.3 Kalibration mit energieabhängigem Presamplergewicht

Eine weitere einfache Möglichkeit, den Kalibrationsansatz zu erfüllen, besteht darin, den Kalibrationsfaktor F_{kal} konstant zu halten und das Presamplergewicht W_P energieabhängig zu wählen. Die Idee dabei ist dem idealem Kalorimeter entlehnt, das eine konstante Kalibration für alle relevanten Energien erlaubt.

Dazu läßt sich der Wert für F_{kal} aus dem Diagramm in Abb.20 bestimmen. Bei großen Energien geht der Presamplerteil des Signals gegen null, während der Restanteil einem festen Wert zustrebt. Diesen Wert kann man berechnen, indem man das asymptotische Verhalten des Restsignals für große Energien ausnutzt. Die Asymptote ist mit hinreichender Genauigkeit durch eine Gerade durch die Punkte der Energien ≥ 10 .GeV festgelegt. Der Wert für den konstanten Kalibrationsfaktor F_{kal} ist gleich dem Kehrwert des Bruchteils des Restsignals am Gesamtsignal, wenn das Presamplersignal gleich null ist. Es ergibt sich:

$$F_{kal} = 11.81 \pm 0.01$$

Mit diesem Kalibrationsfaktor läßt sich für eine feste Primärenergie E_0 das Presamplergewicht W_P gemäß Glg.1 auf Seite 43 bestimmen:

$$W_P = \left\langle \frac{E_0 - F_{kal} * E_{Rest}}{F_{kal} * E_{Pres}} \right\rangle$$

Die Parametrisierung liefert (s. Abb. 21):

$$W_P(E_0) = a_c + b_c / E_0 \quad \text{mit} \quad a_c = 0.97 \pm 0.02 \\ b_c = 0.28 \pm 0.02 \text{ GeV}$$

Das kalibrierte Signal E_{kal} liegt gut innerhalb der Ein-Prozent-Grenzen der Einschußenergie E_0 , s. Abb. 22, und läßt sich darstellen als:

$$E_{kal}(F_{kal}=\text{const}) = 1/2 * \left\{ F_{kal} * E_w + \sqrt{F_{kal}^2 E_w^2 + 4 F_{kal} b_c E_{Pres}} \right\}$$

$$\text{mit } E_w = a_c E_{Pres} + E_{Rest}$$

und ist damit ebenfalls schnell zugänglich.

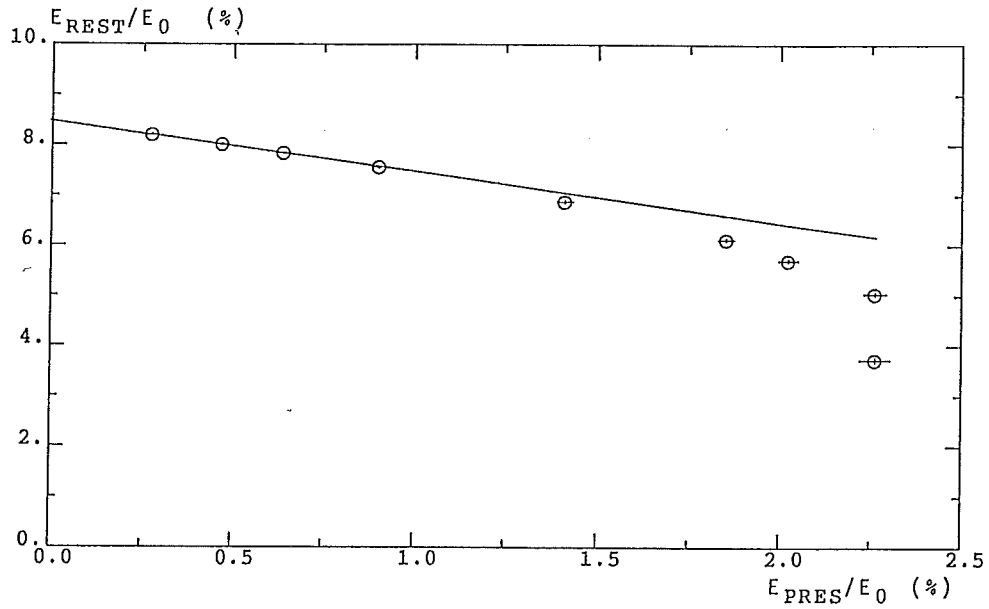


Abb. 20: Mittlere Restsignale in Abhängigkeit der mittleren Presamplersignale, normiert auf die jeweiligen Einschußenergien

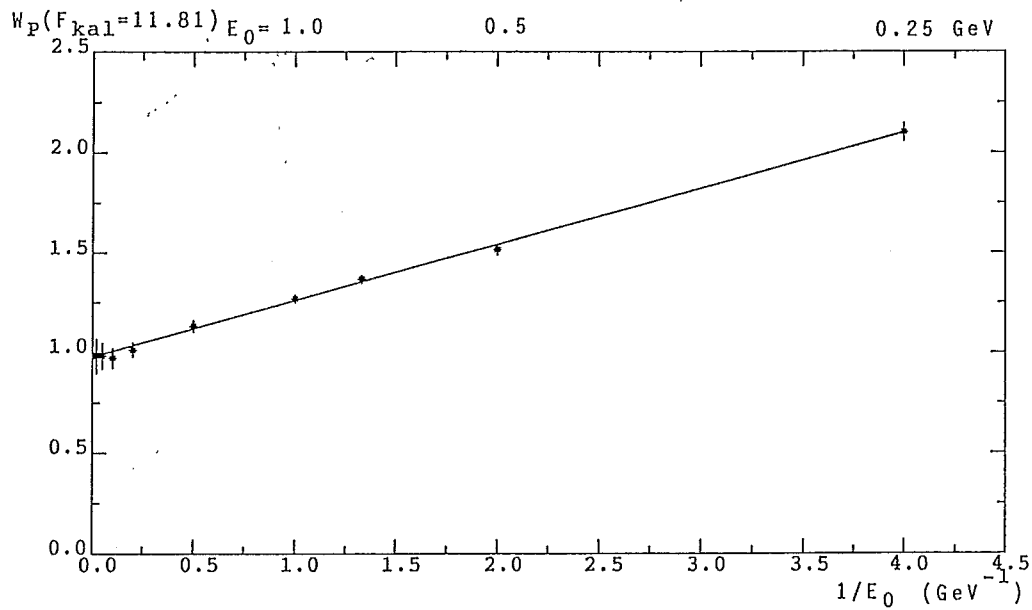


Abb. 21: Parametrisierung des Presamplergewichts für konstanten Kalibrationsfaktor $F_{kal} = 11.81$

Das kalibrierte Signal E_{kal} liegt gut innerhalb der Ein-Prozent-Grenzen der Einschußenergie E_0 , s. Abb. 22, und läßt sich darstellen als:

$$E_{\text{kal}}(F_{\text{kal}}=\text{const}) = 1/2 * \left\{ F_{\text{kal}} * E_{\text{w}} + \sqrt{F_{\text{kal}}^2 E_{\text{w}}^2 + 4 F_{\text{kal}} b_{\text{c}} E_{\text{Pres}}} \right\}$$

mit $E_{\text{w}} = a_{\text{c}} E_{\text{Pres}} + E_{\text{Rest}}$

Damit ist es ebenfalls schnell zugänglich.

Bei der Energieauflösung, s. Abb. 23, zeigt sich, daß ein energieabhängiges Presamplergewicht bei kleinen Einschußenergien eine schlechtere Energieauflösung bedingt gegenüber der bei konstantem Presamplergewicht $W_{\text{p}}=1$. Dies ist darauf zurückzuführen, daß hin zu kleineren Einschußenergien sowohl die Fluktuationen des Presamplersignals als auch das Presamplergewicht größer werden.

Aufgrund des Verhaltens der Energieauflösung bei kleinen Einschußenergien stellt die Kalibrierung mit festem Kalibrationsfaktor F_{kal} und energieabhängigem Presamplergewicht W_{p} keine optimierte Lösung dar.

S. 5.49

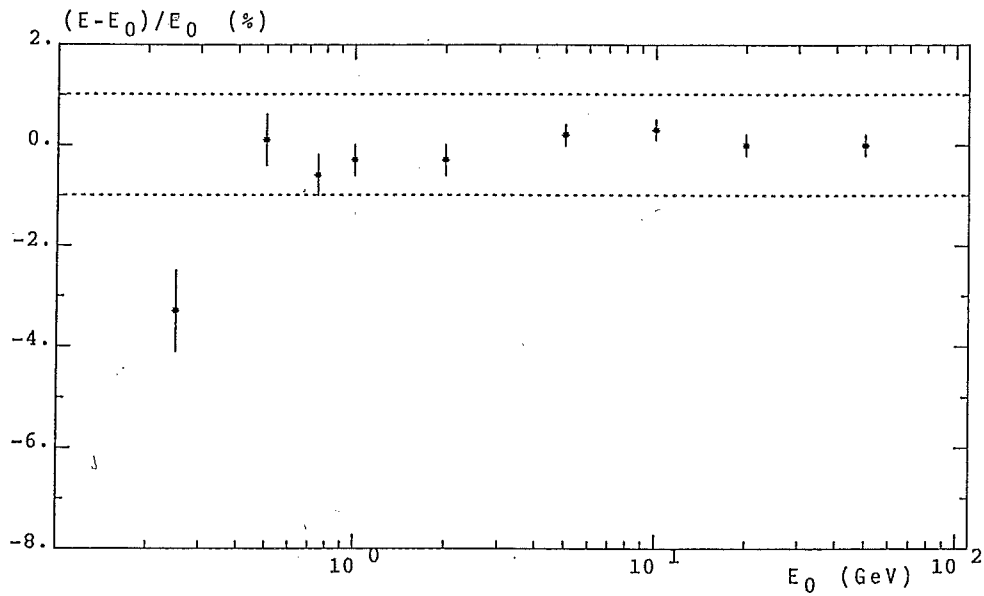


Abb. 22: Abweichung des kalibrierten Signals von der Einschußenergie bei konstantem Kalibrationsfaktor

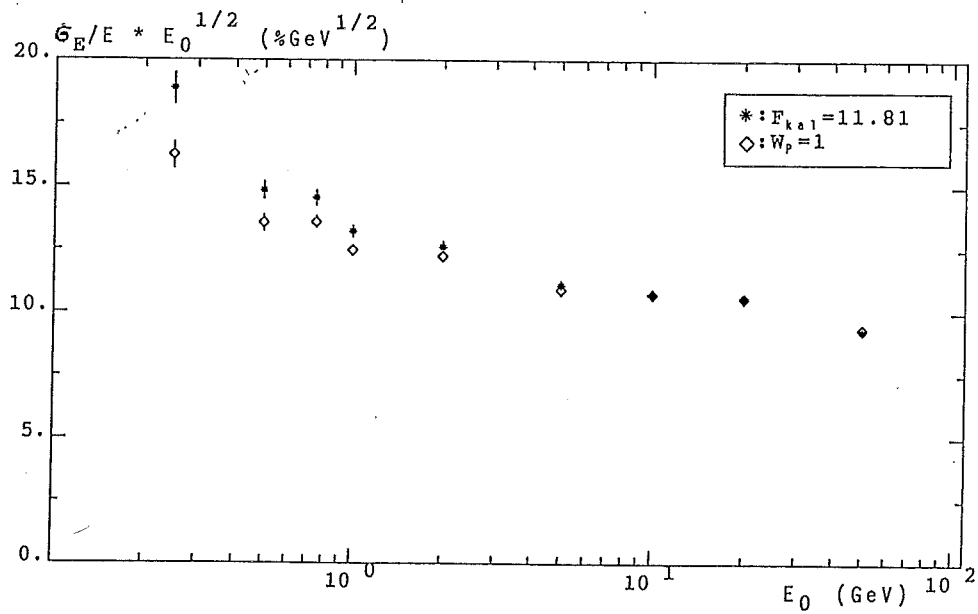


Abb. 23: Energieauflösung des kalibrierten Signals in Abhängigkeit von der Einschußenergie bei konstantem Kalibrationsfaktor

5.4 Bestimmung des Kalibrationsfaktors und des Presamplergewichts durch Optimierung der Energieauflösung

Die in Kap. 5.2 und 5.3 durchgeführten Analysen zeigen, daß zur Optimierung der Energieauflösung keiner der beiden Parameter konstant gehalten werden kann. Sowohl der Kalibrationsfaktor F_{kal} als auch das Presamplergewicht W_P müssen energieabhängig sein. Möchte man beide Gewichte gleichzeitig bestimmen, so erhält man ein nichtlineares Gleichungssystem, das eine numerische Lösung erforderlich macht. Deshalb wurde hier ein anderer Weg eingeschlagen, der eine analytische Lösung ermöglicht.

Das Presamplergewicht W_P wird so gewählt, daß die Energieauflösung bei zunächst konstant gehaltenem Kalibrationsfaktor ($F_{kal}=1$) minimal wird. Mit der Bedingung

$$\left[\frac{\langle E_{gew} \rangle - E_0}{\langle E_{gew} \rangle} \right]^2 \stackrel{!}{=} \text{Minimum} \quad \text{mit } E_{gew} = W_P * E_{Pres} + E_{Rest}$$

ergibt sich

$$W_P = \frac{\langle E_{Pres} \rangle * \langle E_{Rest}^2 \rangle - \langle E_{Rest} \rangle * \langle E_{Pres} * E_{Rest} \rangle}{\langle E_{Rest} \rangle * \langle E_{Pres}^2 \rangle - \langle E_{Pres} \rangle * \langle E_{Pres} * E_{Rest} \rangle}$$

Danach erhält man den tatsächlichen Kalibrationsfaktor aus

$$F_{kal} = \frac{E_0}{E_{gew}}$$

Die beiden Gewichte können folgendermaßen parametrisiert werden (s. Abb. 24 u. 25):

$$W_P (E_0, \sigma(E_{kal}) = \min) = a_\sigma + b_\sigma * E_0$$

$$F_{kal} (E_0, \sigma(E_{kal}) = \min) = c_\sigma + d_\sigma / E_0 .$$

$$\begin{aligned} \text{mit } a_\sigma &= 0.808 \pm 0.010 \quad , & b_\sigma &= -0.0045 \pm 0.0019 \quad \text{GeV}^{-1} \\ c_\sigma &= 11.90 \pm 0.03 \quad , & d_\sigma &= 1.27 \pm 0.05 \quad \text{GeV} . \end{aligned}$$

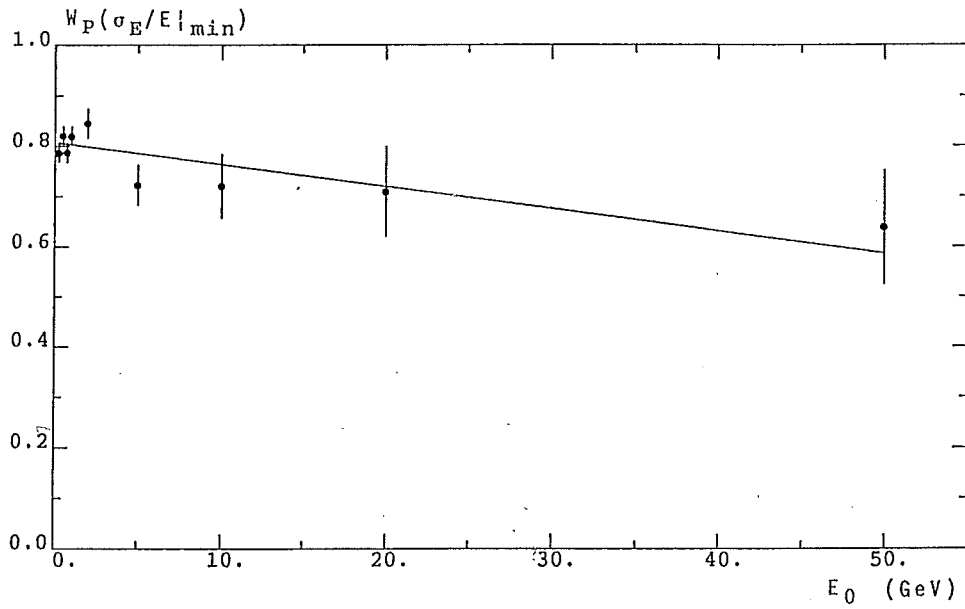


Abb. 24: Parametrisierung des Presamplergewichts bei optimaler optimaler Energieauflösung

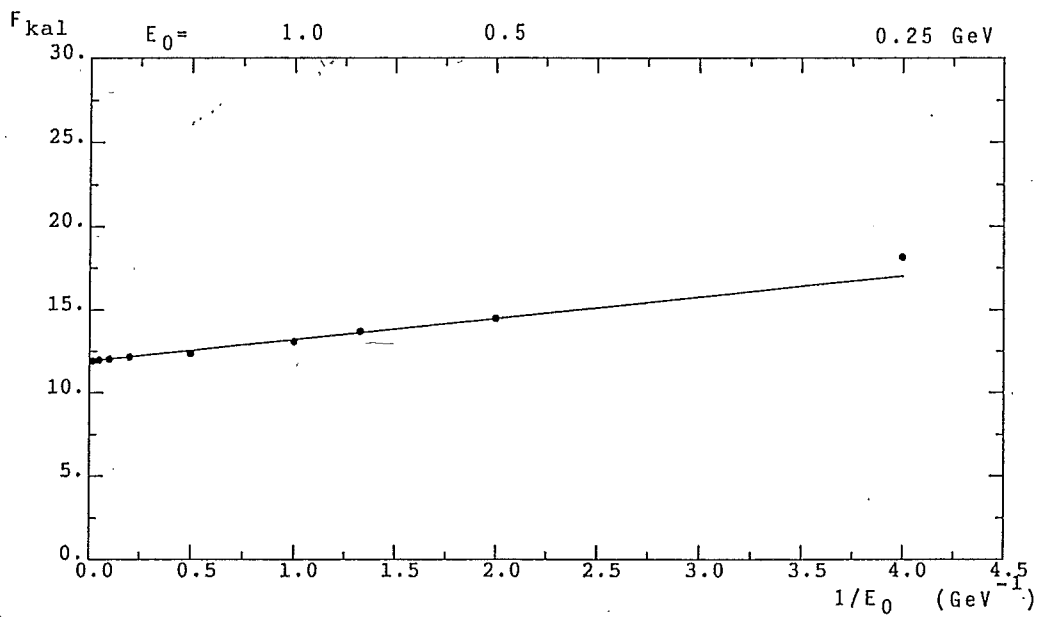


Abb. 25: Parametrisierung des Kalibrationsfaktors bei optimaler optimaler Energieauflösung

Es ist zu bemerken, daß aus Abb. 24 für das Presamplergewicht hin zu großen Energien eher ein asymptotisches Verhalten denn eine konstante negative Steigung abzulesen ist. Im untersuchten Energiebereich bis zu 50 GeV ist jedoch eine Anpassung durch eine Gerade möglich. Bei größeren Energien ist das Signal des Presamplers vernachlässigbar klein und somit auch der Fehler, der durch diese Anpassung verursacht wird.

Die gewählten Parametrisierungen haben den Vorteil, daß auch hier ein Iterationsverfahren umgangen werden kann. Die kalibrierte Energie E_{kal} läßt sich in folgender einfacher Form darstellen:

$$E_{kal} = 1/2 * \left\{ E_c + \sqrt{E_c^2 + 4d_\sigma E_a/E_b} \right\}$$

mit $E_a = a_\sigma E_{Pres} + E_{Rest}$

$$E_b = 1 - c_\sigma b_\sigma E_{Pres}$$

$$E_c = (c_\sigma E_a + d_\sigma b_\sigma E_{Pres}) / E_b$$

An den Abb. 26 ist zu erkennen, daß mit dieser Art der Kalibrierung die Energie des einfliegenden Teilchens gut mit der geforderten Genauigkeit rekonstruiert werden kann. Außerdem zeigt Abb. 27, daß hiermit die beste Energieauflösung erzielt wird.

Die Energieauflösung ist nicht $\sim 1/\sqrt{E_0}$, wie nach Kap. 2.2.3 zu erwarten ist. Als Grund für die größeren Fluktuationen hin zu kleineren Energien ist die Tatsache anzuführen, daß die Schauerausdehnung geringer wird und deshalb ein Signal aus einer geringeren Anzahl von Kanälen ausgelesen wird. Ebenso spielen die Fluktuation der im Material vor dem Kalorimeter deponierten Energie, deren Anteil an der Einschubenergie größer wird, eine Rolle.

Eine Obergrenze für die Energieauflösung des "idealen" Kalorimeters FB2E, d. h. ohne das Vormaterial, läßt sich aus dem Wert für eine Einschubenergie von 50 GeV, bei dem das Vormaterial vernachlässigt werden kann, abschätzen zu ca. $8.7\%/\sqrt{E_0}$. Dies ist vergleichbar mit der theoretischen Energieauflösung von $6.8\%/\sqrt{E_0}$, die in Kap. 2.3.3 als eine Untergrenze bestimmt wurde.

2.
?
 } wie diff?

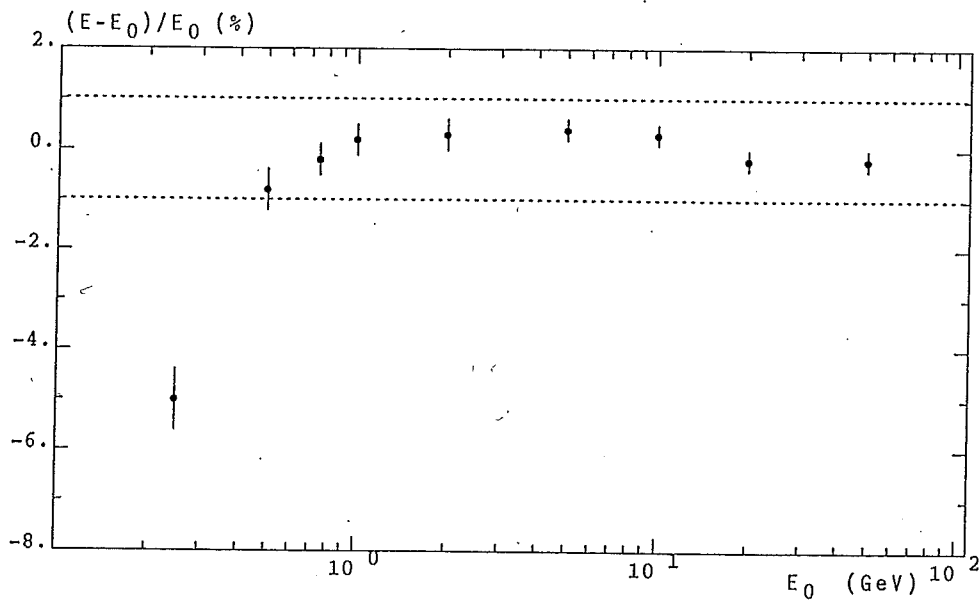


Abb. 26: Abweichung des kalibrierten Signals von der Einschussenergie bei optimaler Energieauflösung

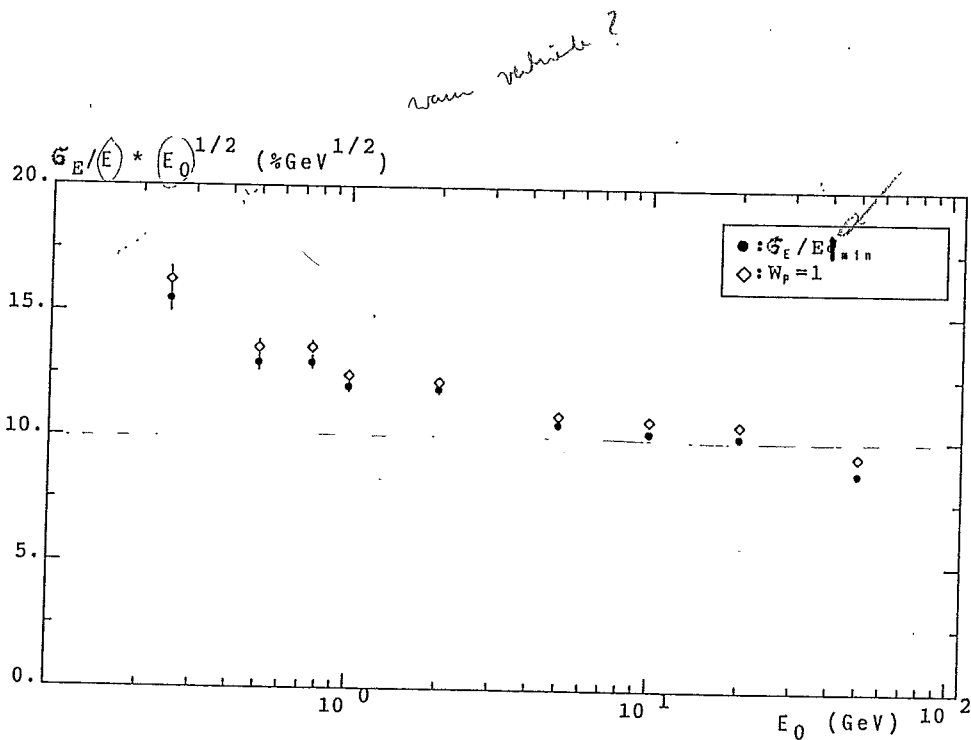


Abb. 27: Energieauflösung bei energieabhängigen Gewichten in Abhängigkeit von der Einschussenergie

6. Optimierung der physikalischen Auswirkungen der Stahlstäbe mittels Monte-Carlo-Simulation

Die Stahlstäbe zur Spacer-Positionierung bedingen "tote", d. h. nicht auslesbare Zonen im Stack. Es sind dies zylindrische Bereiche mit einem Radius von 8mm und einer Länge von 2.35mm (die Gap-Dicke). Die hier deponierte Energie vermindert die Signalhöhe des Kalorimeters. Dieser Signalverlust wird maximal, wenn sich das Schauermaximum gerade über diesen Bereich erstreckt.

In der folgenden Studie wird der Effekt eines solchen Stahlstabes analysiert. Die Lage des simulierten Stacks einschließlich des inaktiven Materials davor ist in Abb. 28 dargestellt. Die genaue Position des Stabes im simulierten Stack ist in Abb. 29 zu erkennen. Die Koordinate y gibt die radiale Entfernung von der Strahlachse im H1-Detektor an, die Koordinate x entspricht einer Variation im Azimutwinkel φ . Die y -Koordinate des Stabes entspricht der der unteren Stäbe im realen Stack des FB2E. Der Einschubwinkel wurde so gewählt, daß Leckverluste minimal sind. Er beträgt 25° .

Zur Bestimmung der Einschubenergie, bei der das Schauermaximum im Stab liegt, läßt sich folgende empirische Formel heranziehen [FABJ85]:

$$t_{\max} = 1.0 * \left\{ \ln\left(\frac{E_0}{\varepsilon}\right) - c \right\}$$

mit E_0 = Einschubenergie
 ε = kritische Energie
 $c = 1$ für Elektronen
 $= 0.5$ für Photonen

Im Kalorimeter FB2E beträgt die Summe der Strahlungslängen vom Wechselwirkungspunkt bis zum Mittelpunkt des Stahlstabes bei einem Eintrittswinkel von 25° ca. $7.7 X_0$. Die kritische Energie im Stack beträgt $\varepsilon = 9.81 \text{ MeV}$, sodaß man eine Einschubenergie $E_0 \approx 75 \text{ GeV}$ erhält. Die folgenden Monte-Carlo-Studien wurden daher bei dieser Energie durchgeführt.

*was für Tests bei
diesem System
durchgeführt!*

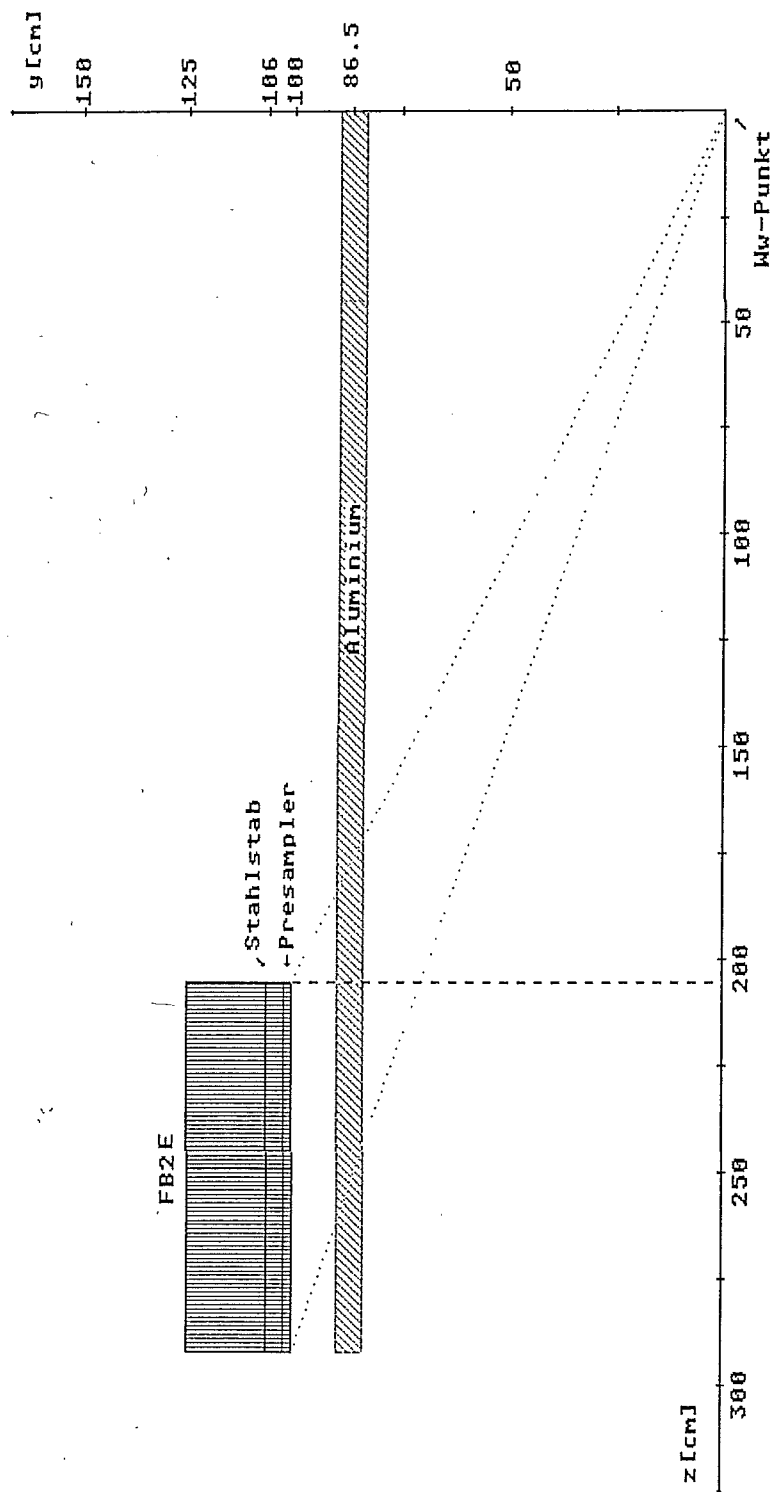


Abb. 28: Lage des simulierten Stacks einschließlich der inaktiven Aluminiumschicht davor. Diese Aluminiumschicht ist die Zusammenfassung der inaktiven Detektorkomponenten vor dem Kalorimeter FB2E.

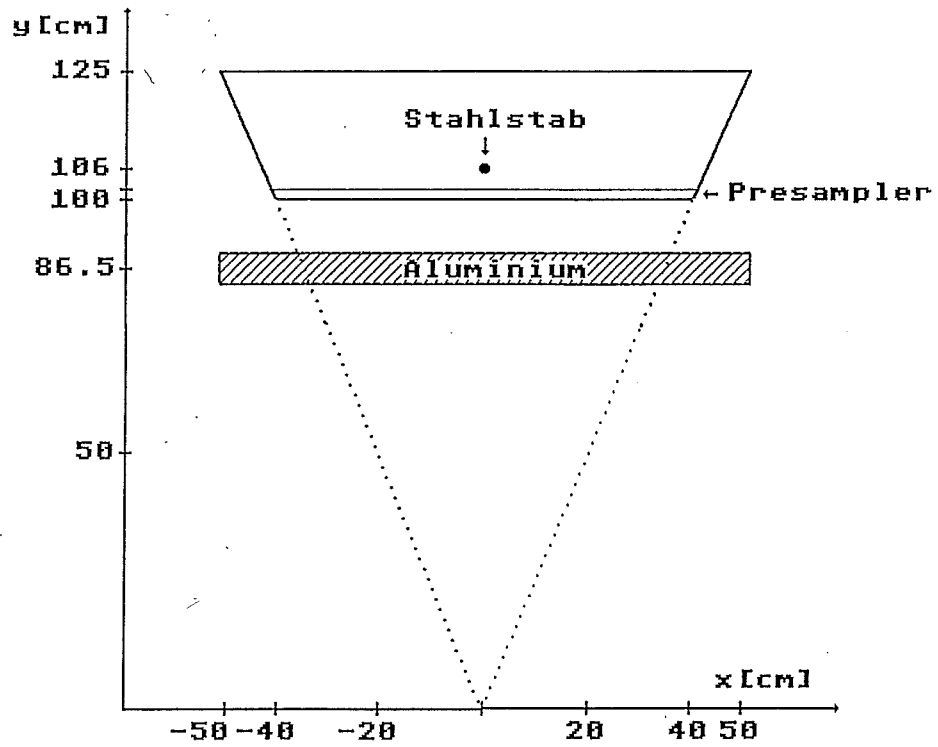


Abb. 29: Aufsicht einer Ausleseplatte für die Simulation. Eingezeichnet ist die Position des untersuchten Stahlstabes.

6.1 Analyse des Signalverlustes durch einen Stahlstab

Zur Analyse des Signalverlustes durch den Stahlstab wird ein Elektron mit der oben berechneten Energie vom Wechselwirkungspunkt im H1-Detektor aus unter dem festen Polarwinkel von 25° in Richtung des Kalorimeters FB2E geschossen.

Der Azimutwinkel wird bei den Untersuchungen so variiert, daß die Schauerrachse den Bereich überstreicht, in dem sich der Stab befindet. Für eine Untersuchung mit festem Azimutwinkel wurden jeweils 50 Schauer generiert. Die lange Rechenzeit von ca. 12 CPU-Minuten pro Schauer auf einer NORD-500 erforderte diese Einschränkung in der Statistik.

Der Vergleich mit dem normalen Kalorimetersignal wird durch eine Untersuchung bei einem Azimutwinkel erreicht, bei dem die Schauerachse – im realen Stack – maximal von einem Stab entfernt ist.

Im Folgenden wird die Variable Δx benutzt. Sie bezeichnet die Abweichung des Einschubpunktes in das Kalorimeter von demjenigen, bei dem die Schauerachse zentral durch den Stab verläuft, und ersetzt die Angabe des Azimutwinkels. Für das normale Kalorimetersignal ist $\Delta x = 12 \text{ cm}$.

In Abb. 30 ist die Abweichung des Signals vom Normalsignal in Abhängigkeit vom Einschubpunkt dargestellt. Hier ist deutlich der Einbruch im Signal zu erkennen, der bereits bei $\Delta x = 1.5 \text{ cm}$ die 1%-Grenze – bezogen auf das Normalsignal bei $\Delta x = 12 \text{ cm}$ – überschreitet. Die maximale Abweichung beträgt 13%.

Unter dem benutzten Polarwinkel erhält man also über einen Einschubbereich von $2 * \Delta x = 3.0 \text{ cm}$ pro Stab in der unteren Region kein akzeptables Signal, d. h. die maximale Abweichung von der Einschubenergie überschreitet in diesem Bereich 1%.

Bei einer Breite des Kalorimeters in x von $B_{\text{Kal}} = 81.2 \text{ cm}$ und vier Stäben in der unteren Kalorimeterregion ergibt sich im Azimutwinkel φ ein Verlustbereich von

$$\frac{\Delta b}{B_{\text{Kal}}} \Big|_{E_0 = 75 \text{ GeV}} = \frac{4 * 2 * 1.5}{81.2} = 14.8\%$$

*Hier sind die
ersten Punkte
in dem
Bereich
des
Stabes*

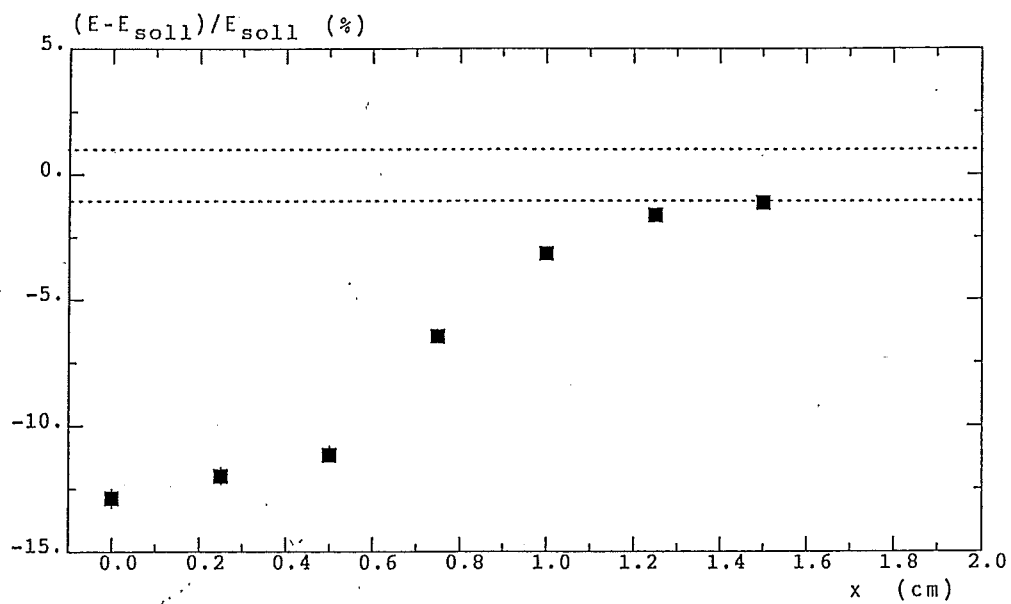


Abb. 30: Abweichung des Signals vom Normalsignal
in Abhängigkeit vom Einschubort bei $E_0 = 75 \text{ GeV}$

Der Signalverlust wird nur wenig geringer bei einer kleineren Einschub-energie, wie man an Abb. 30 erkennt. Hier ist die Einschub-energie $E_0 = 10 \text{ GeV}$, der maximale Signalabweichung beträgt 11%. Die geforderte Genauigkeit des Signals wird bei $\Delta x = 1.25 \text{ cm}$ erreicht. Für den Verlustbereich ergibt sich daher noch

$$\frac{\Delta b}{B_{\text{Kal}}} \Big|_{E_0 = 10 \text{ GeV}} = 12.3 \%$$

Diese Resultate zeigen, daß ein Kompensationsmechanismus notwendig ist.

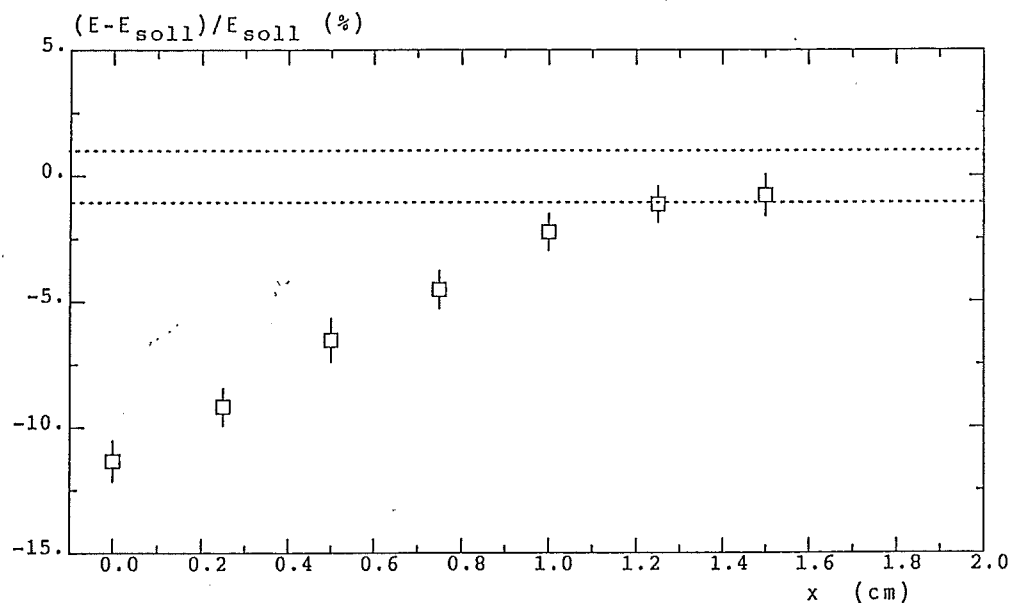


Abb. 31: Abweichung des Signals vom Normalsignal in Abhängigkeit vom Einschubort bei $E_0 = 10 \text{ GeV}$

6.2 Kompensation des Signalverlustes durch Materialaustausch im Absorber um die Stahlstäbe

Die Idee der Kompensation besteht darin, im Bereich der lokalen Störung des Signals das Absorbermaterial zu vermindern oder durch ein Material mit kleinerem Energieverlust zu ersetzen.

In Abb.32 ist die Materialverteilung um den Stahlstab dargestellt. An der x-Achse ist die radiale Entfernung von der Symmetrieachse des Stahlstabes abzulesen. Der straffierte Bereich("Alu-Ring") in der Absorberschicht kennzeichnet das Austauschvolumen.

Durch die Ersetzung wird dort die Energiedeposition vermindert, so daß sich die Schauerentwicklung in den auslesbaren Bereich hinein verzögert. Damit erreicht man eine Erhöhung des Signals. Durch Optimierung des Austauschvolumens läßt sich der Signalverlust durch den "toten" Bereich mit dem Signalgewinn durch die Schauerverzögerung ausgleichen.

In den Abbildungen 33a,b und 34a,b ist dieses Prinzip der Kompensation gut zu erkennen. Abb.33a zeigt in logarithmischer Darstellung das ungestörte Schauerprofil der ausgelesenen Energie entlang der Koordinate y, also von der Unterkante bis zur Oberkante des Kalorimeters. Hierbei ist über die x- und z-Koordinate integriert. Das relativ hohe Niveau am Anfang bis $y = 102$ cm gibt den Einfluß des Pre-samplers wieder.

In Abb. 33 b ist das gleiche Schauerprofil dargestellt für den Fall, daß die Schauerachse zentral durch den "toten" Bereich verläuft, wobei das Schauermaximum in diesen Bereich fällt. Die ausgelesene Energie im Bereich des Stabes bei $y = 106$ cm zeigt einen klaren Einbruch. In der Abbildung wird das Signal nicht gleich null, da die laterale Schauerausdehnung mit einem Molièreradius $R_M = 3.33$ cm über den "toten" Bereich hinausgeht und bei der Integration über die x-Koordinate hier einen Beitrag liefert.

Abb. 34a zeigt die Differenz zwischen den Verteilungen in Abb.33b und Abb.33a. Es ist hier eine leichte Überhöhung des Signals hinter dem "toten" Bereich zu erkennen. Diese Überhöhung ist dadurch zu erklären, daß bereits der Stahlstab – einschließlich der Teflonhülle und einem kleinen Zwischenraum mit Flüssig-Argon(s. Abb.32) – das Absorbermaterial etwas vermindert. Den gesamten Signalverlust im Kalorimeter erhält man durch das Integral entlang der y-Koordinate.

Wählt man ein geeignetes Austauschvolumen zur Kompensation, wie es in den folgenden Kapiteln bestimmt wird, so erhält man die Differenzverteilung in Abb.34b. Hier ist die beabsichtigte Überhöhung des Signals durch die Schauerverzögerung deutlich zu erkennen. Das Integral über y liefert hier einen Wert, der kleiner als 1% des Sollsignals beträgt, während sich im unkompensierten Fall ein Wert von 13% ergibt.

Entsprechend der Zylindersymmetrie des "toten " Bereichs wird im Absorber ein Volumen in Form eines Scheibenrings ersetzt. Die Dicke ist dabei durch die Dicke des Absorbers gegeben, der Innenradius ist gleich dem Radius der Plattenbohrung für den Stab. Damit gibt der Außenradius das Maß für das Austauschvolumen an.

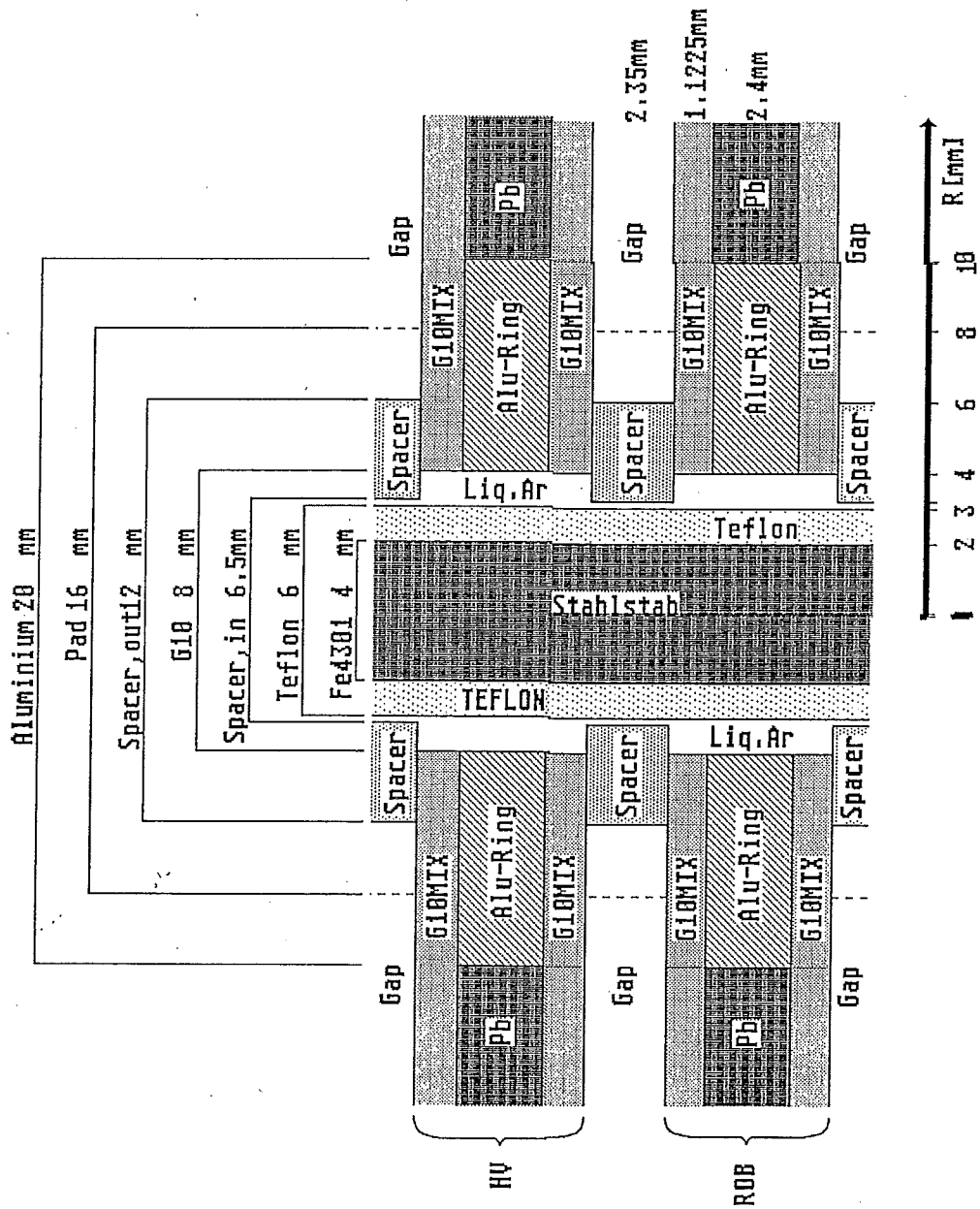


Abb. 32: Materialverteilung im Bereich eines Stahlstabes zur Kompensation des Signalverlustes

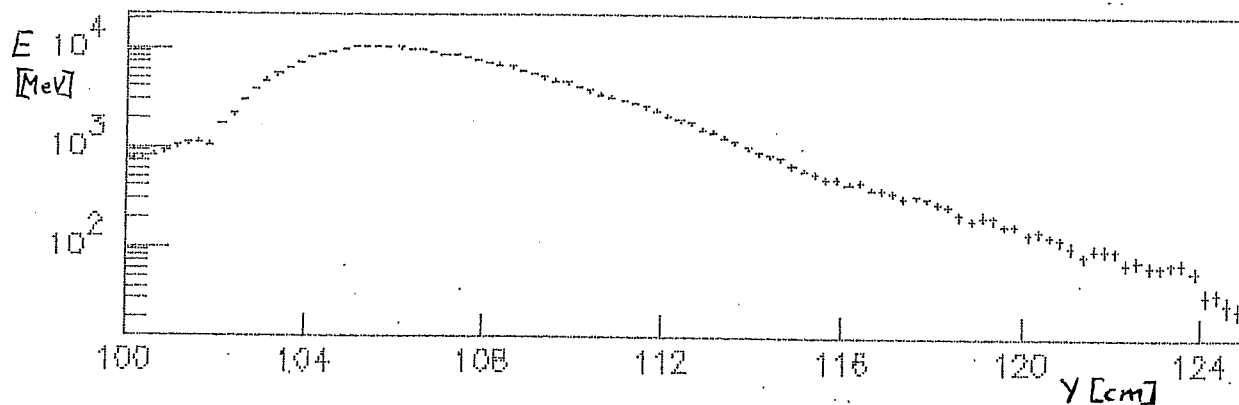


Abb. 33a: Verteilung der ausgelesenen Energie entlang der radialen Entfernung y von der Strahlachse im H1-Detektor ohne Störung durch den Stahlstab.

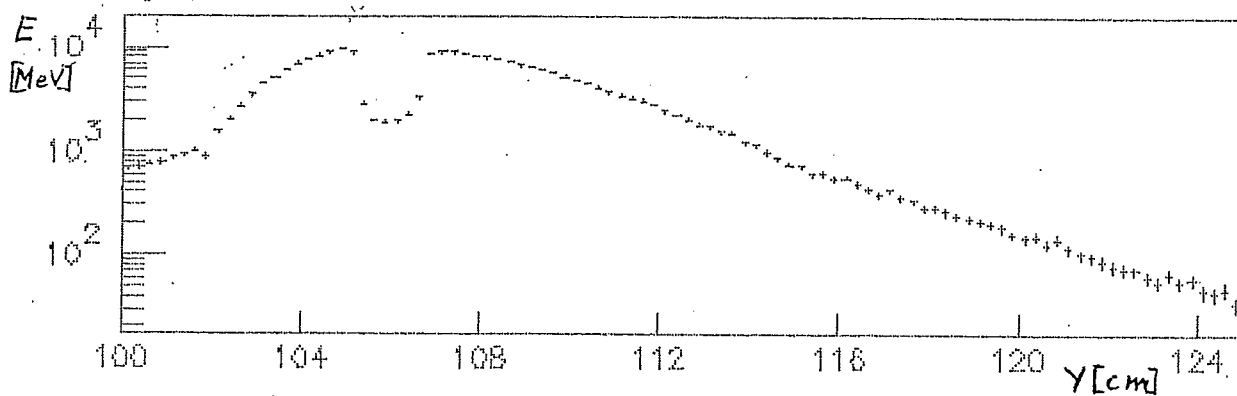


Abb. 33b: Verteilung der ausgelesenen Energie entlang der radialen Entfernung y von der Strahlachse im H1-Detektor bei Störung durch den Stahlstab

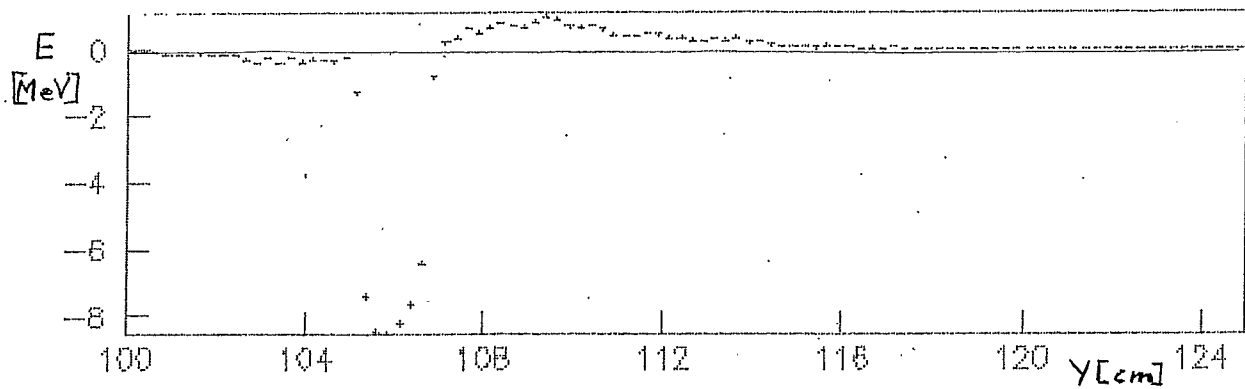


Abb. 34a: Differenz der Verteilungen der ausgelesenen Energie im gestörten Fall und derjenigen im ungestörten Fall

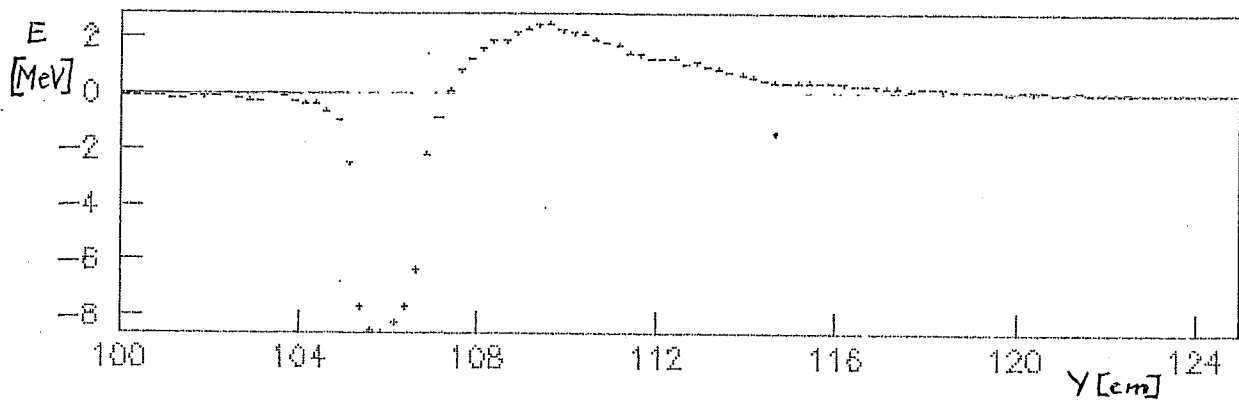


Abb. 34b: Differenz der Verteilung der ausgelesenen Energie im gestörten, aber kompensierten Fall und derjenigen im ungestörten Fall

6.2.1 Abschätzung des Radius R_{Alu} des Austauschmaterials

Der optimale Radius R_{Alu} ^{soll bestimmt} kann durch eine einfache Rechnung abgeschätzt werden. Hierzu betrachtet man die Energiedeposition in einem zylindrischen Bereich mit beliebigem Radius R_{ges} größer als der des "toten" Bereichs in einer Auslesezone mit dem Stab als Zentrum. In der Abb. 32 sind die Zahlenwerte der Schichtdicken D_i und der Radien R_i angegeben, die Werte für die minimalen Energieverluste sind der Tab. 7 entnommen. Unter der Annahme einer homogenen Bestrahlung, so setzt sich die Energiedeposition folgendermaßen zusammen. Einen festen Beitrag ergeben der Stahlstab, dessen Teflonhülle, der Spacer und der nichtausgelesene Bereich im Auslesemedium:

$$E'_{Fe} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Fe} * 2\pi R_{Fe}^2 * D_{Zelle}$$

$$E'_{Tef} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Tef} * 2\pi (R_{Tef}^2 - R_{Fe}^2) * D_{Zelle}$$

$$E'_{SpC} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{G10} * 2\pi (R_{SpC,out}^2 - R_{SpC,in}^2) * D_{Gap}$$

$$E'_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Fl.Ar} * 2\pi (R_{Pad}^2 - R_{SpC,out}^2) * D_{Gap}$$

$$E'_{LAr} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Fl.Ar} * 2\pi ((R_{G10}^2 - R_{Tef}^2) * (2D_{G10MIX} + D_{Pb}) + (R_{SpC,in}^2 - R_{Tef}^2) * D_{Gap})$$

← von LAr
Wahl
in Form?
mit E_i

Nur vom Radius R_{ges} hängen die Beiträge der G10-Platten und des ausgelesene Bereich des Auslesemediums ab:

$$E'_{G10} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{G10MIX} * 2\pi (R_{ges}^2 - R_{G10}^2) * 2D_{G10MIX}$$

$$E'_{Sig} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Fl.Ar} * 2\pi (R_{ges}^2 - R_{Pad}^2) * D_{Gap}$$

Den gesuchten Radius R_{Alu} (beinhalten die Beiträge des Austauschmaterials Aluminium und des restlichen Blei:

$$E'_{Alu} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Alu} * 2\pi (R_{Alu}^2 - R_{G10}^2) * D_{Pb}$$

$$E'_{Pb} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Pb} * 2\pi (R_{ges}^2 - R_{Alu}^2) * D_{Pb}$$

Das Signal innerhalb des Radius R_{ges} beträgt also:

$$E_{Rad} = E'_{Sig} / \sum_i E'_i$$

Eine normale Auslesezone hat innerhalb des Radius R_{ges} die Beiträge

$$E_{Sig} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Sig} * 2\pi R_{ges}^2 * D_{Gap}$$

$$E_{G10} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{G10MIX} * 2\pi R_{ges}^2 * 2 D_{G10MIX}$$

$$E_{Pb} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Pb} * 2\pi R_{ges}^2 * D_{Pb}$$

Das erwartete Signal beträgt also:

$$E_{exp} = E_{Sig} / \sum_i E_i = 11.14\%$$

Dieses Signal gibt nicht das tatsächliche Signal des Kalorimeters wieder, sondern ist als Abschätzung zu verstehen, da hier lediglich der Energieverlust durch Minimalionisation berücksichtigt wird. Für die hier durchgeführte Rechnung sind nur die Verhältnisse der beiden abgeschätzten Signale relevant.

Ohne die Gültigkeit der Rechnung zu beschränken kann der beliebige Radius R_{ges} gleich dem gesuchten Radius R_{Alu} gesetzt werden, da die Kompensation innerhalb dieses Radius erzielt werden soll. Der Radius R_{Alu} ist dann gegeben durch:

$$R_{Alu} = \sqrt{\frac{(E_{exp}-1) * E_{FLAr} * R_{pad}^2 + E_{exp} * [(E_{Alu} + E_{G10MIX}) * R_{G10}^2 - E_{Sum}]}{(E_{exp}-1) * E_{FLAr} + E_{exp} * (E_{Alu} + E_{G10MIX})}}$$

$$\text{mit } E_{FLAr} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{FLAr} * D_{Gap}$$

$$E_{Alu} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Alu} * D_{Pb}$$

$$E_{G10MIX} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{G10MIX} * D_{G10MIX}$$

$$E_{Sum} = E'_{Fe} + E'_{Tef} + E'_{SpC} + E'_{tot} + E'_{LAr}$$

Als Ergebnis erhält man: $R_{Alu} = 12.6 \text{ mm}$.

Dies ist jedoch nur eine grobe Näherung, da die transversale Energie-deposition im Schauer stark vom Abstand von der Schauerachse abhängt. Sie kann aber als Kontrolle des Resultates benutzt werden, das man durch die Mont-Carlo-Simulation gewinnt.

Das Resultat

6.2.2 Bestimmung des Radius R_{Alu} des Austauschmaterials mittels Monte-Carlo-Simulation

Zur Bestimmung des geeigneten Radius R_{Alu} mittels Monte-Carlo-Simulation geht man folgendermaßen vor. Man wählt $\Delta x = 0.0 \text{ cm}$, d. h. zentralen Einschub in den Stab. Bei diesem festgelegten Einschubpunkt variiert man den Radius R_{Alu} und trägt die Abweichung der erhaltenen Signale vom Sollsignal bei $\Delta x = 12 \text{ cm}$ in einem Diagramm auf, s. Abb. 35. Man erkennt, daß die Störung des Signals vollständig kompensiert wird bei einem Radius $R_{\text{Alu}} = 11.2 \text{ mm}$.

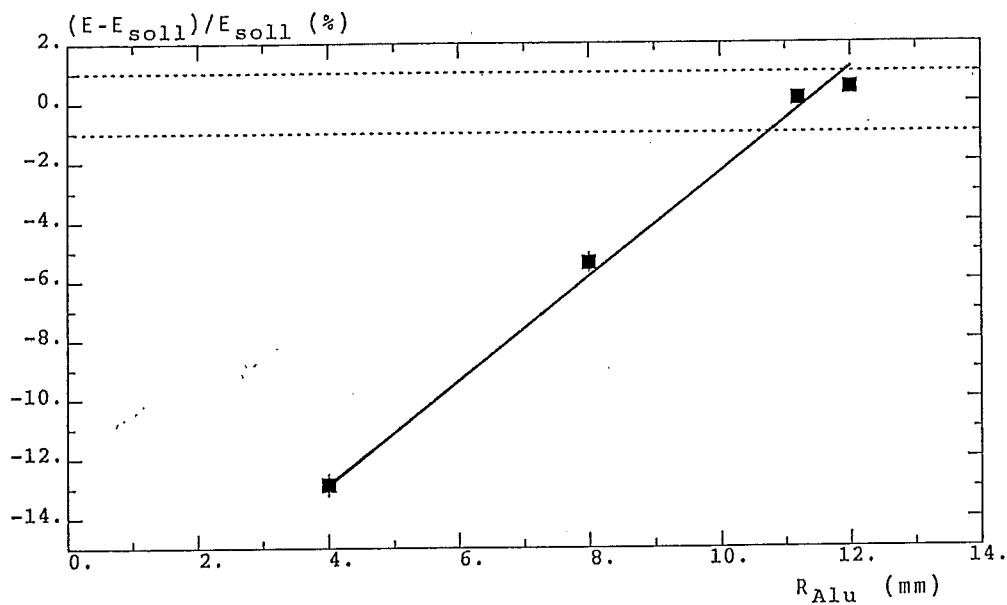


Abb. 35. Abweichung des Signals vom Normalsignal in Abhängigkeit vom Außenradius des Austauschmaterials bei festem Einschubort $\Delta x = 0.0 \text{ cm}$, $E_0 = 75 \text{ GeV}$

Hält man den Radius R_{Alu} bei diesem Wert fest und variiert den Einschußpunkt, so erhält man die Abweichung des Signals in Abhängigkeit vom Einschußpunkt in Abb. 36. Verläuft die Schauerachse durch den Stahlstab ($\Delta x \leq 0.2 \text{ cm}$), so wird der Signalverlust gerade kompensiert. Liegt sie außerhalb des Stabes, jedoch innerhalb des Austauschmaterials, so übersteigt der Signalgewinn das notwendige Maß bis über die Grenze von ein Prozent hinaus.

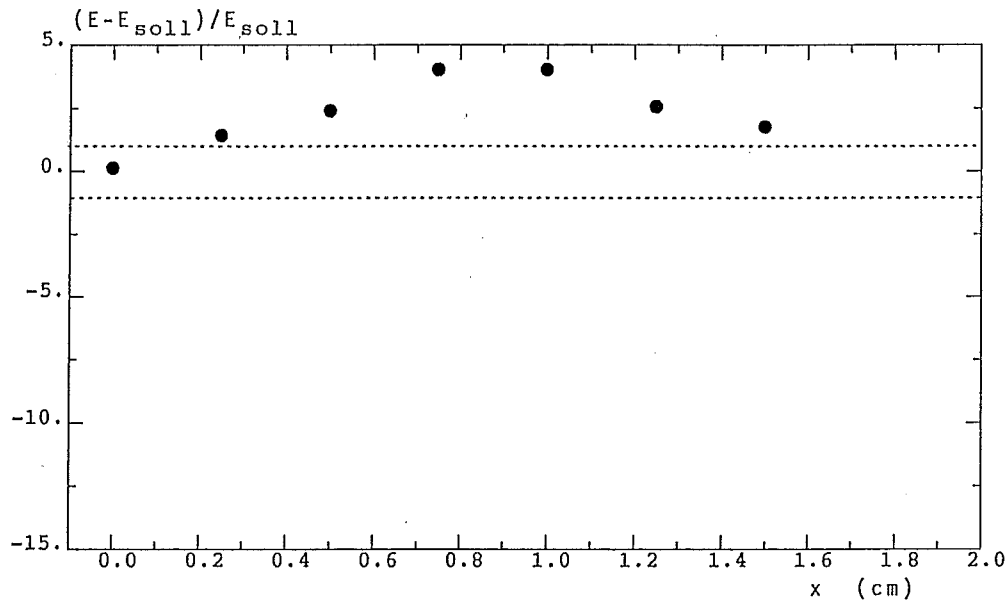


Abb. 36: Abweichung des Signals vom Normalsignal in Abhängigkeit vom Einschußort bei festem Außenradius $R_{\text{Alu}} = 11.2 \text{ mm}$

Um diese Überkompensation zu vermeiden, wird der Radius R_{Alu} des Austauschmaterials vermindert, bis das maximale erhaltene Signal innerhalb der geforderten Genauigkeit liegt. In Abb. 37 wird deutlich, daß dabei innerhalb des Stabes keine genügende Kompensation erreicht wird. Der Signalverlust läßt sich jedoch auf maximal 3% und auf einen Bereich von $\Delta x \leq 0.3\text{ cm}$ begrenzen. Der Verlustbereich im Azimutwinkel φ wird dadurch optimiert auf 3.0% gegenüber 13.8% im unkompensierten Fall. Der so erhaltene Radius $R_{Alu} = 10\text{ mm}$ bestätigt die Verwendbarkeit der Abschätzung in Kap. 6.2.1.

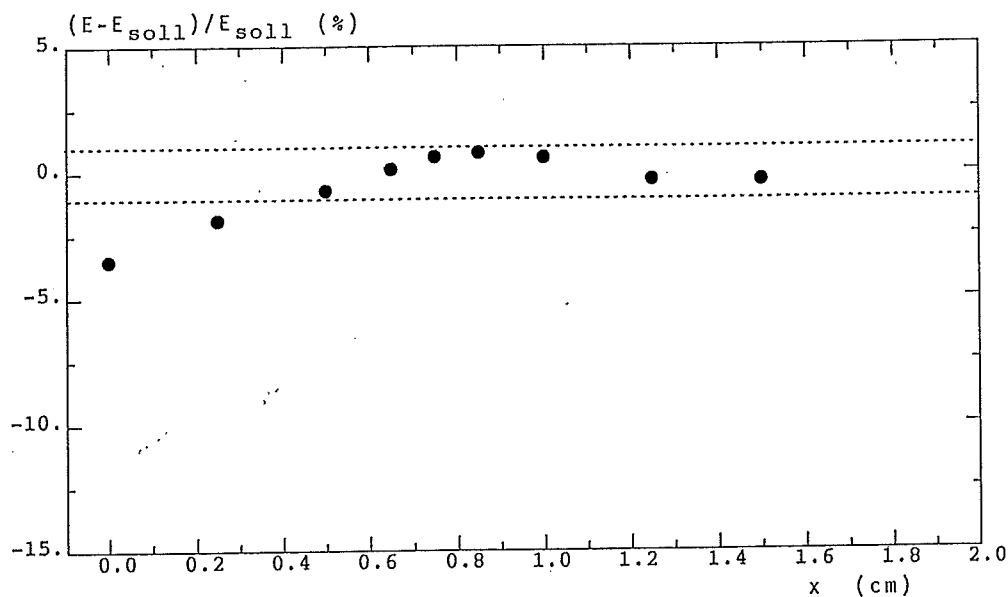


Abb. 37: Abweichung des Signals vom Normalsignal in Abhängigkeit vom Einschußpunkt bei festem Radius des Austauschmaterials $R_{Alu} = 10\text{ mm}$

Die Energieauflösung wird durch diese Kompensation um einen Faktor zwei gegenüber der im unkompensierten Fall verbessert, wie Abb.38a,b für die Einschußenergien 75 GeV und 10 GeV zeigen. Sie hängt dabei nicht mehr vom Einschußort ab.

In den Abb.39a-c sind für die Einschußenergie $E_0 = 75$ GeV die Energieverteilungen bei zentralem Einschuß in den "toten" Bereich im unkompensierten und in kompensierten Fall sowie die Energieverteilung des Sollsignals dargestellt.

Hier wird deutlich, daß gegenüber dem gestörten Fall das durch die Kompensation gewonnene Signal wie das Sollsignal normalverteilt ist. Bei dieser Verteilung ist der arithmetische Mittelwert gleichzeitig der wahrscheinlichste Wert. Dies erleichtert die Auswertung im Experiment gemessener Energiespektren.

Vergleichen mit 10 GeV?

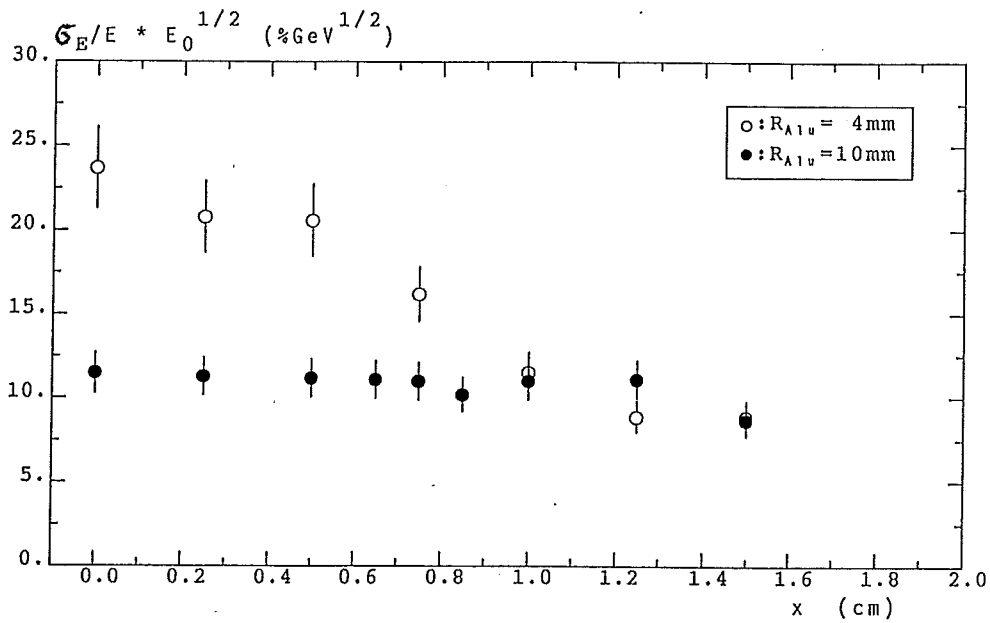


Abb. 38a: Energieauflösung des Auslesesignals in Abhängigkeit vom Einschußpunkt bei festem Radius $R_{Alu} = 10$ mm und einer Einschußenergie $E_0 = 75$ GeV

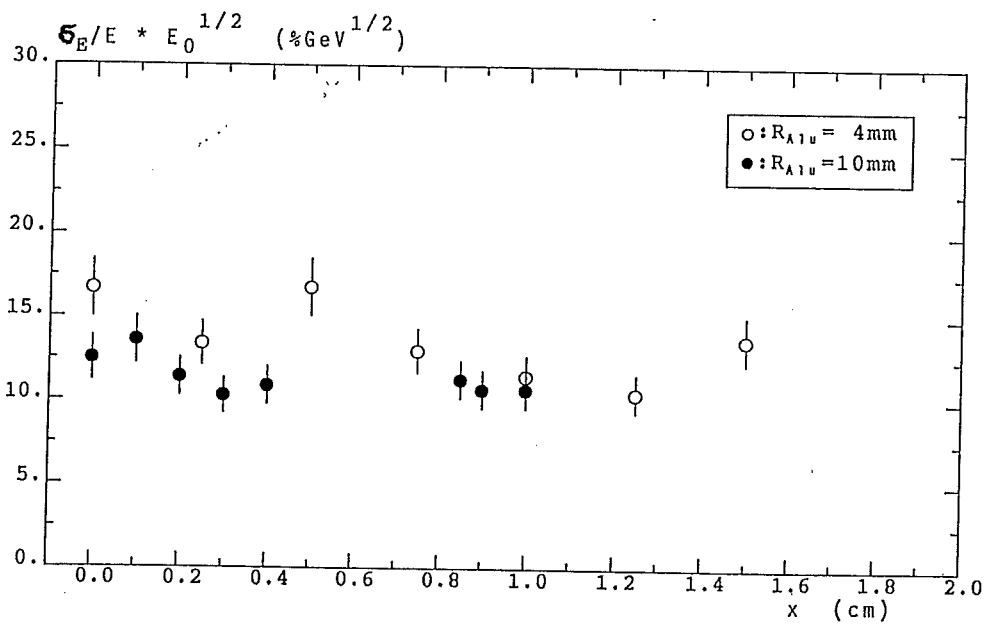


Abb. 38b: Energieauflösung des Auslesesignals in Abhängigkeit vom Einschußpunkt bei festem Radius $R_{Alu} = 10$ mm und einer Einschußenergie $E_0 = 10$ GeV

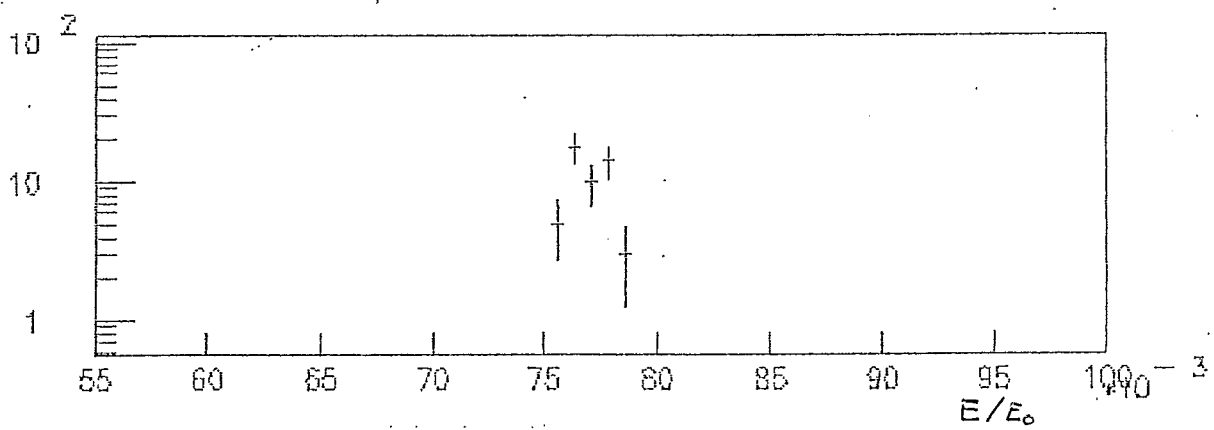
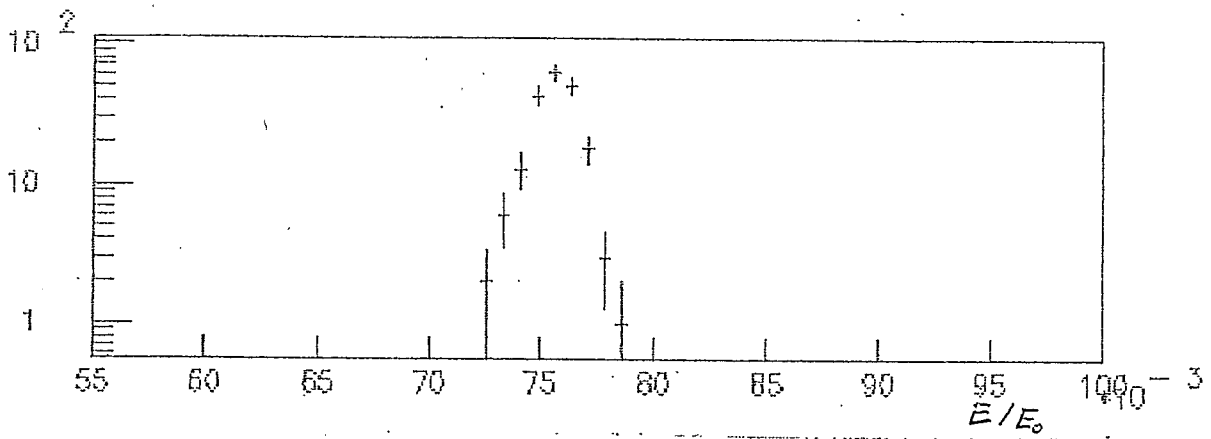
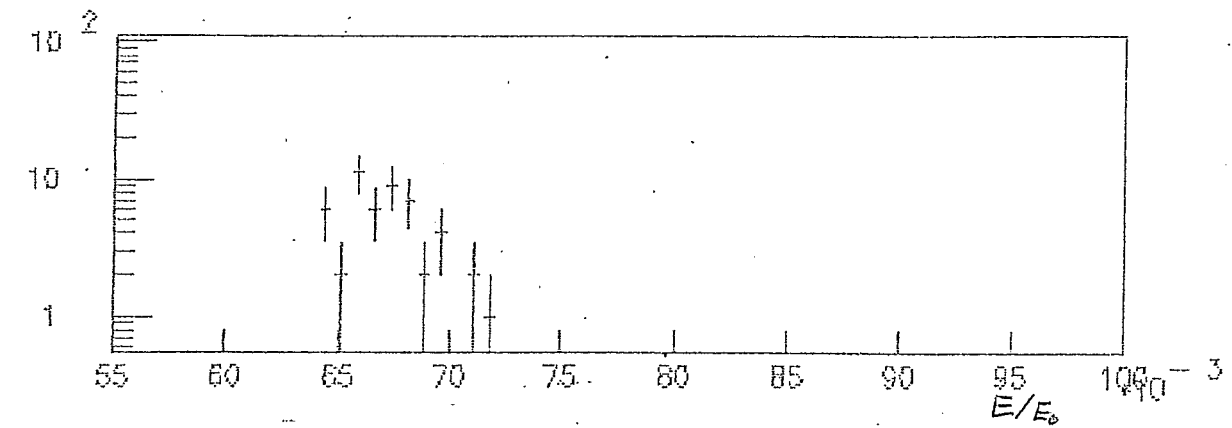


Abb. 39: Energieverteilungen bei zentralem Einschuss in den "toten" Bereich a) im unkompensierten und b) im kompensierten Fall und c) beim Sollsignal. Die Einschussenergie ist $E_0=75$ GeV.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der elektromagnetische Kalorimeterring FB2E im H1-Detektor am Beispiel eines der acht Module mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen untersucht.

Das inaktive Material vor dem Kalorimeter verursacht einen Energieverlust, der durch den Presampler kompensiert werden soll. Aufgrund seiner Funktionsweise kann er diese Aufgabe erst ab einer Energie ab ca. 2 GeV mit der geforderten Genauigkeit von 1% erfüllen. Die daher notwendige Korrektur für die Analyse der Kalorimetersignale wurde unter Berücksichtigung der Energieauflösung bearbeitet.

Die entwickelte Kalibration benutzt neben einem allgemeinen Kalibrationsfaktor ein spezielles Gewicht für das getrennt ausgelesene Presamplersignal. Es wurden die Möglichkeiten untersucht, eines der beiden Gewichte konstant zu halten und die Korrektur durch eine Energieabhängigkeit des anderen zu erreichen. Dabei wurde der Einsatz des Presamplers eindeutig bestätigt. Die Untergrenze der Energie für die Korrekturmöglichkeit wurde zu 500 MeV bestimmt. Ab dieser Energie können die Teilchenenergien gut innerhalb 1% Genauigkeit rekonstruiert werden. Zur Optimierung der Energieauflösung wurden beide Gewichte energieabhängig gewählt. Diese Abhängigkeit konnte linear parametrisiert werden, so daß eine schnelle analytische Berechnung der korrigierten Signale möglich ist. Die optimierte Energieauflösung des Kalorimeters liegt zwischen 18% (für $E_0 = 0.5 \text{ MeV}$) und 1.3% (für $E_0 = 50 \text{ GeV}$).

Neun Stahlstäbe im Modul halten die Distanzringe zwischen den Hochspannungs- und Ausleseplatten in den vorgesehenen Positionen. Die lokale Verminderung des Kalorimetersignals durch diese Stäbe wurde analysiert. Es zeigte sich, daß im Azimutwinkel über einen Bereich von 14.8% Abweichungen des Signals vom Sollsignal auftraten, die bis zu 13% betragen.

Diese Beeinträchtigung der Kalorimeterfunktion konnte durch den Einsatz von Scheibenringen aus Aluminium als Ersatz für den Bleiabsorber im Bereich der Stahlstäbe auf einen minimalen Wert eingestellt werden. Durch Optimierung des Außenradius des Ringes auf 10 mm ließ sich der gestörte Bereich auf 3.0% im Azimutwinkel und eine maximale Signalabweichung von 3% begrenzen.

Die Energieauflösung wurde dabei um einen Faktor zwei gegenüber dem unkompensierten Fall verbessert. Die Verteilung des kompensierten Signals zeigt keine Abweichung von der Normalverteilung.

Die Resultate dieser Rechnungen wurden bereits beim Entwurf des Kalorimeters FB2E berücksichtigt. Kalibrationsmessungen an diesem Modul wurden im Herbst 1988 durchgeführt, die Daten sind zur Zeit der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht abschließend analysiert worden.

Literaturverzeichnis

- ✓ [AMAL81] U. Amaldi
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Physica Scripta 23 (1981) 406
- [BARB86] G. Barbiellini
Calorimetry in Particle Physics
CERN-EP-86-203, November 28 1986
- × [BATH70] G. Bathow, E. Freytag, M. Köbberling
Measurements of the longitudinal and lateral
Development of electromagnetic Cascades in Lead,
Copper and Aluminium at 6 GeV
Nucl. Phys. B 20 (1970) 592
- [BEND73] E. Bender *EB*
Cryogenics, Januar (1973) 11
- ✓ [BERG82] M. J. Berger, S. M. Seltzer
Stopping Power and Ranges of Elektrons and
Positrons (2nd Edition)
U.S. National Bureau of Standarts Report
NBSIR 82-2550-A (1982)
- ∧ [BETH30] H. Bethe
Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskular-
Strahlen durch Materie
Ann. Phys. 5 (1930) 325
- ∨ [BETH34] H. Bethe, W. Heitler *EB ?*
Proc. Roy. Soc. London, A 146 (1934) 83
- ∫ [BLOC33] F. Bloch
Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim
Durchgang durch Materie
Ann. Phys. 16 (1933) 285
- [BOHR13] N. Bohr *EB*
Phil. Mag. 25 (1913) 10

- [BORR87] K.Borras
Simulation des Teilchennachweises mit dem
elektromagnetischen Flüssig-Argon-Testkalorimeter
des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1987
- [COOK75] A.J.Cook, L.J.Shustek
A User's Guide to MORTRAN2
Slac Computation Research Group
CTGM No. 165 (1975)
- [ENGL74] J:Engler et al. *ME*
NIM 120 (1974) 157
- [FABJ85] C.W.Fabjan
Calorimetry in High Energy Physics
CERN-EP/85-54, April 19, 1985
- [FORD78] R.L.Ford, W.R.Nelson
The EGS Code System: Computer Program for the
Monte-Carlo-Simulation of Electromagnetic
Cascade Showers (Version 3)
SLAC-210, UC-32 (1978)
- [HEIS27] W.Heisenberg *Hei*
Zeitschrift f. Physik 43 (1927) 172
- [HEIT53] W.Heitler
Quantum Theory of Radiation
Oxford University Press (1953)
- [H1-86] Technical Proposal for the H1-Detector
H1-Collaboration
March 25, 1986
- [H1-87] Technical Progress Report
H1-Collaboration
October 4, 1987

- [IWAT79] S.Iwata
Calorimeters for High-Energy Experiments at
Accelerators (A Review for TRISTAN Workshop)
Dep. of Phys., Nagoya University, Nagoya, Japan
DPNU-3-79, February 1979
- [KORB88] V.Korbel
Liquid Argon Calorimetry at HERA,
The H1 Calorimeter
NIM A 263 (1988) 70
- × [LONG75] E.Longo, I.Sestili
Monte-Carlo Calculation of Photon-initiated
Elektromagnetic Showers in Lead-Glass
NIM 128 (1975) 283
- [MESS70] H.Messel, D.F.Crawford
Electron-Photon Shower Distribution
Function Tables for Lead, Copper and Air Absorbers
Pergamon Press, Oxford (1970)
- \ [MOLI48] G.Moliere *total*
Z. Naturforsch. 3a (1948) 78
- [OTT53] K.Ott
Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten
aus:
W.Heisenberg (Herausgeber)
Kosmische Strahlung (2. Auflage), S.320-349
Springer Verlag, Berlin (1953)
- [RAUS88] K.Rauschnabel
Board Thickness and Gap Size
Memorandum to H1 WG Cal. FB2E/FB1E
Universität Dortmund, March 15, 1988
- [REIN89] St.Reinhardt
Diplomarbeit
Universität Dortmund, 1989, in Vorbereitung

Handwritten note:
Handwritten: *Handwritten: Teil für (Name)*

- ✓ [ROSS64] B.Rossi
 High Energy Particles
 Prentice Hall, New York (1964)
- [RPP86] Review of Particle Properties
 Phys. Lett. 170 B (1986) 1
- ✓ [SEGR53] E.Segre
 Experimental Nuclear Physics, Vol I (1953)
 John Wiley & Sons Inc., New York
 Chapman & Hall Ltd, London
- [SEGR65] E.Segre
 Nuclei and Particles (1st Edition)
 W.A.Benjamin, Inc., New York (1965)
- [SOND88] V.Sondermann
 Entwicklung einer automatischen Kontrolle des
 elektrischen Verhaltens eines Schauerzählers
 des H1-Experimentes
 Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1988
- ✓ [STER52] R.M.Sternheimer
 The Density Effect for Ionisation Loss in
 Various Materials
 Phys. Rev. 88 (1952) 851
- [WOLF86] G.Wolf
 HERA: Physics, Machine and Experiments
 DESY 86-089, 1986

Danksagung

Herrn Prof. Dr. D.Wegener möchte ich für die Themenstellung dieser Arbeit und seine Unterstützung und zahlreichen Anregungen während der Entstehung dieser Arbeit danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. K.Rauschnabel, dessen stetige Betreuung eine feste Basis für diese Arbeit bot.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhles EV der Abteilung Physik an der Universität Dortmund danke ich für die freundliche Aufnahme und ihre ständige Gesprächsbereitschaft.

Ebenso sei allen jenen gedankt, die auch ohne physikalisch Kenntnisse mir geduldig zur Seite standen, um diese Arbeit zum Gelingen zu führen.

Besonders danke ich meinen Eltern für die Ermöglichung des Physikstudiums, ohne das diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Diese Diplomarbeit wurde gefördert mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie. *Pygelbau!*