

Simulation des Teilchennachweises mit dem
elektromagnetischen Flüssig-Argon-Testkalorimeter
des H1-Detektors

30. November 1987

Diplomarbeit
vorgelegt von

Kerstin Borrás

Lehrstuhl für
Experimentelle Physik V
Abteilung Physik
Universität Dortmund

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

1.1.	Die Physik am Speicherring HERA	7
1.2.	Der H1-Detektor	8
1.3.	Aufgabenstellung und Ziele der Arbeit	13

2. Physikalische Grundlagen

2.1.	Wechselwirkungen in Teilchenschauern	14
2.1.1.	Die Teilchenproduktion in elektromagnetischen Schauern	15
2.1.2.	Die Energiedeposition in einem elektro- magnetischen Schauer	18
2.1.3.	Die transversale Ausdehnung eines elektro- magnetischen Schauers	20
2.2.	Schauermodelle	21
2.2.1.	Materialunabhängiges Schauermodell	21
2.3.	Grundlagen der Kalorimetrie	25
2.3.1.	Das Funktionsprinzip eines Flüssig-Argon- Kalorimeters	25
2.3.2.	Die Energieauflösung eines Kalorimeters	26

3. Das Testkalorimeter

3.1.	Der Aufbau des Testkalorimeters	28
3.2.	Physikalische Eigenschaften des Testkalorimeters	30

4. Die Monte-Carlo-Simulation des Schauerprozesses

4.1.	Das EGS-Programmpaket	35
4.2.	Bestimmung der Abschneide-Energien als Parameter des Programmpaketes	38

5. Ergebnisse der Simulationsrechnungen	
5.1. Optimierung der Hochspannungsversorgung	52
5.1.1. Die Verteilungsmodelle	52
5.1.2. Auswirkungen einer defekten HV-Leitung auf den Schauernachweis	54
5.1.3. Korrektur 0.Ordnung des gestörten Schauersignals	58
5.1.4. Korrektur 1.Ordnung des gestörten Schauersignals	60
5.1.5. Vergleich der Korrekturverfahren	67
5.2. Optimierung der physikalischen Auswirkungen der Stabilisierungsplatten im Testkalorimeter	68
5.2.1. Analyse für die 1. Konfiguration	71
5.2.2. Analyse für die 2. Konfiguration	76
5.3. Optimierung eines Presamplers	79
5.3.1. Aufgabe und Funktionsweise eines Presamplers	81
5.3.2. Optimierung des Presamplers anhand der Energieauflösung	86
5.3.3. Optimierung des Presamplers anhand der Linearität des Schauersignals	90
5.4. Auswirkungen von Variationen der Plattenabstände im Kalorimeter	100
5.4.1. Analyse der Auswirkungen der Gapvariationen im Testkalorimeter	100
6. Aufbau eines Verfahrens zur Messung der Plattenabstände im Kalorimeter	
6.1. Funktionsprinzip	102
6.2. Testmessungen bei Raumtemperatur und in Flüssig-Stickstoff-Atmosphäre am Versuchsstand	103
6.3. Messungen der Plattenabstände im Testkalorimeter bei Raumtemperatur	110
Zusammenfassung	120
Danksagung	122
Literaturverzeichnis	123

Abbildungsverzeichnis

Abbildung	Seite	
1	Seitenansicht des H1-Detektors	11
2	Querschnitt des H1-Detektors	12
3	Wirkungsquerschnitte der Schauerprozesse für Blei	17
4	Mittlerer Energieverlust von Elektronen in Blei	19
5	Longitudinale Energiedeposition in einem Schauer	23
6	Transversale Ausbreitung eines Schauers	24
7	Aufbau des Testkalorimeters	32
8	Schichtaufbau der Kalorimeterplatten	33
9	Äußere Abmessungen der Kalorimeterplatten	34
10	Ablaufplan des EGS-Programmpaketes	36
11	Energie im flüssigen Argon bei gleichzeitiger Variation von ECUT und PCUT	41
12	Auflösung bei gleichzeitiger Variation von ECUT und PCUT	41
13	CPU-Minuten bei gleichzeitiger Variation von ECUT und PCUT	41
14	Transversales Leakage bei variablem PCUT	42
15	Energie im flüssigen Argon bei variablem PCUT	44
16	Energie im G10-Material bei variablem PCUT	44
17	Energie im Blei bei variablem PCUT	44
18	Anzahl der Elektron-Wechselwirkungen pro Schauer	45
19	Anzahl der Photon-Wechselwirkungen pro Schauer	45
20	CPU-Minuten bei variablem PCUT	46
21	Energie im flüssigen Argon bei variablem ECUT	48
22	Auflösung bei variablem ECUT	48
23	CPU-Minuten bei variablem ECUT	48
24	Energie im flüssigen Argon bei verschiedenen Kombinationen der Abschneide-Energien	50
25	Auflösung bei verschiedenen Kombinationen der Abschneide-Energien	50
26	CPU-Minuten bei verschiedenen Kombinationen der Abschneide-Energien	50
27	Verteilungsmodelle für die Hochspannungsversorgung	53
28	Gestörte Verteilungen der sichtbaren Energie	55
29	Deponierte Energie in den einzelnen Gaps	56
30	Gestörte mittlere sichtbare Energien	57
31	Kanalinhalt gestört und korrigiert	62
32	Differenzen der Kanalinhalt gestört und korrigiert	64

33	Korrigierte Verteilungen der sichtbaren Energie	65
34	Korrigierte mittlere sichtbare Energien	66
35	Einschußkonfiguration für die Optimierung der Dicke der stabilisierenden Stahlplatten	68
36	Schichtabfolgen der untersuchten Konfigurationen	70
37	Energieauflösung für die Konfiguration 1	74
38	Sichtbare Energie in Abhängigkeit von dem Eintrittort (Konfiguration 1)	74
39	Sichtbare Energie in Abhängigkeit von der Dicke der Stahlplatte (Konfiguration 1)	74
40	Sichtbare Energie in Abhängigkeit von dem Eintrittort (Konfiguration 2)	77
41	Sichtbare Energie in Abhängigkeit von der Dicke der Stahlplatte (Konfiguration 2)	77
42	Positionen der Padplatten ohne Bleikern	78
43	Konfiguration des inaktiven Materials	79
44	Longitudinale Energiedeposition in Aluminium	81
45	Funktionsweise eines Presamplers (theor.)	82
46	Konstruktion eines Presamplers	83
47	Sichtbare Energie in Abhängigkeit von der Presamplergröße (1GeV)	85
48	Auflösung in Abhängigkeit von der Presamplergröße (1GeV)	87
49	Auflösung in Abhängigkeit von der Presamplergröße (5GeV)	87
50	Ausschnitt der Kalibrationskurven	87
51	Auflösung in Abhängigkeit von der Einschußenergie	89
52	Auflösung multipliziert mit $\sqrt{E_0}$ in Abhängigkeit von der Einschußenergie E_0	89
53	Abweichung von der Linearität (MC-Simulation)	90
54	Leakage in Abhängigkeit von der Einschußenergie	93
55	Energiedeposition in der Aluminium-Schicht	94
56	Sichtbare Energie in Abhängigkeit von der Presamplergröße (50GeV)	95
57	Energiedeposition pro cm Presampler in Abhängigkeit von der Einschußenergie (theor. u. MC-Simulation)	96
58	Funktionsweise des Presamplers (MC-Simulation)	97
59	Abweichung von der Linearität (theor.)	98
60	Prinzip des Verfahrens zur Messung der Gapbreiten	102
61	Prinzipieller Aufbau eines Biegeversuches	103
62	Prinzipieller Aufbau eines Dehnungsmeßstreifens	104
63	Anordnungen der Dehnungsmeßstreifen	106

64	Kalibrationsgerade für einen Meßkopf	109
65	Aufbau des verwendeten Meßkopfes	111
66	Meßaufbau am Testkalorimeter	112
67	Profile der gemessenen Spalte	114
68	Verteilung aller gemessenen Spaltbreiten	115
69	Verteilung der gemessenen Spaltbreiten im Inneren	115
70	Verteilung der gemessenen Spaltbreiten am Rand	115
71	Korrelationsdiagramme	117
72	Verteilung der gemessenen Spaltbreiten an den Abstandshaltern	118
73	Spaltbreiten an den gemessenen Kalorimeterecken	119

Tabellenverzeichnis

Tabelle	Seite
1 Kanalaufteilung im Testkalorimeter	29
2 Abmessungen der Pads im Testkalorimeter	30
3 Physikalische Eigenschaften des Testkalorimeters	30
4 Ergebnisse der Korrektur 0. Ordnung für eine defekte Hochspannungsversorgungsleitung	59
5 Verteilung der Gaps auf die einzelnen Kanäle und HV-Leitungen (Schema a)	60
6 Korrekturfaktoren für jeden Kanal und jede HV-Leitung	61
7 Zusammenfassung der Korrekturergebnisse für eine defekte HV-Versorgungsleitung	67
8 Strahlungslängen des Materials vor dem FB2E-Kalorimeter	80
9 Optimale Presamplergroße für die Energieauflösung 10 Zurückgelegte Strahlungslängen zum Erreichen des Schauermaximums und zur 98%-igen Absorption eines Schauers	91
11 Energiedeposition in der Aluminium-Schicht, in einem cm des Presamplers und die optimale Presamplerbreite für die Linearität	98
12 Auswirkungen von Gapvariationen	101
13 Am Testkalorimeter gemessene Spaltbreiten	118

1. Einleitung

1.1. Die Physik am Speicherring HERA

Die zentralen Aufgaben der Hochenergiephysik sind die Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie, sowie die Untersuchung und Beschreibung ihrer Wechselwirkungen untereinander. Ein Fortschritt bei der Lösung dieser Aufgaben ist nur noch möglich, wenn modernste Beschleunigertechnologien eingesetzt werden, um in immer höhere Energiebereiche vorzustoßen. Diese großen Energien stellen ihrerseits extreme Anforderungen an die zu verwendenden Detektoren, welche die durch physikalische Wechselwirkungen entstehenden Teilchen nachweisen sollen. Hierbei ist es wichtig, die Art der Teilchen, ihre Energie und ihre Flugbahn sehr genau zu bestimmen.

Der zur Zeit in der Forschungsanlage des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) in Hamburg im Bau befindliche Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) mit den beiden Großdetektoren H1 und ZEUS ist so konzipiert, daß er den Anprüchen der Hochenergie genügt. Er hat unter anderem folgende zentrale Aufgaben [TP86] :

- a) Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen Leptonen und Quarks bei sehr hohen Energien
- b) Test des Standard-Modells bei sehr großen Impulsüberträgen und Klärung der möglichen Abweichungen, die sich zum Beispiel bei der eventuell existierenden Substruktur von Quarks und Leptonen ergeben würden
- c) Suche nach neuen exotischen Teilchen, insbesondere nach schweren Eichbosonen, supersymmetrischen Teilchen und schweren Quarks, welche mit rechtshändigen Strömen assoziiert sind.

Um diese Ziele zu erreichen wurde der HERA-Speicherring so geplant, daß 30 GeV Elektronen mit 820 GeV Protonen in zwei Wechselwirkungszonen kollidieren. Damit wird eine Schwerpunktsenergie von 315 GeV erreicht und der maximale Impulsübertrag vom Elektron zum Proton gegenüber den bisherigen Experimenten der Lepton-Nukleon-Streuung um etwa zwei Größenordnungen auf $3 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2/c^2$ erhöht.

Die oben genannten Aufgaben stellen an die Detektoren in den beiden Wechselwirkungszonen besondere Ansprüche, sie müssen:

- hermetisch geschlossen sein, um Phänomene, welche Neutrinos oder wenig wechselwirkende Teilchen beinhalten, untersuchen zu können. Für eine Analyse der Ereignisse anhand der Transversalimpulsbilanzen müssen möglichst alle Teilchen, die daran teilgenommen haben nachgewiesen werden.
- optimal zur Identifikation und Vermessung von Leptonen ausgelegt sein. Diese nehmen in der Elementarteilchenphysik bei HERA-Energien eine Schlüsselrolle ein, weil Ereignisse, in denen schwere Teilchen in Myonen und Elektronen zerfallen eine einfache Signatur besitzen.
- eine sehr gute Energieflußmessung erlauben, z.B. durch hohe Energieauflösung, feine Granularität und sehr genaue Bestimmung der absoluten Energie
- eine gute Ortsauflösung aufweisen, damit die Produktionswinkel und Impulsrichtungen der Teilchen exakt bestimmt werden können.

Der hieraus resultierende Aufbau einer der beiden HERA-Detektoren, des H1-Detektors, wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

1.2. Der H1-Detektor

Der schematische Aufbau des Detektors ist aus den Abbildungen 1 und 2 ersichtlich. Da der Protonenimpuls im Vergleich zum Elektronenimpuls sehr groß ist, erfahren die Sekundärteilchen eine starke Richtungs Bündelung in die Protonenflugrichtung. Dies wurde in der Asymmetrie des Detektoraufbaues berücksichtigt. Im folgenden werden die wichtigsten Komponenten kurz beschrieben [TP86] :

- Zur Rekonstruktion der Teilchenspuren wird eine zentrale Driftkammer (1), welche zusätzlich zwei Vieldraht-Proportionalkammern enthält, und ein Vorwärts-Spuren-detektor (2) benutzt. Er besteht aus einer Reihe radialer und planarer Driftkammern, die sich mit drei

Lagen von Proportionalkammern sowie Übergangsstrahlungsdetektoren abwechseln.

- An den Zentraldetektor schließt sich ein großes Kalorimeter an. Dieses Kalorimeter liefert ein zur Energie des einfliegenden Teilchens proportionales Signal, das als Trigger verwendet wird. Gleichzeitig ergänzt es die Funktion der Driftkammer, da deren Impulsauflösung mit großen Impulsen immer schlechter wird ($\Delta p/p \sim p$). Dagegen wird die Energieauflösung eines Kalorimeters bei großen Energien immer besser ($\sigma(E)/E \sim 1/\sqrt{E}$). Außerdem sind alle Abschnitte des Kalorimeters in kleine Segmente eingeteilt, so daß die Produktionswinkel auch von neutralen Teilchen bestimmt werden können. Das Kalorimeter setzt sich aus einzelnen Platten eines Absorbermaterials zusammen, zwischen denen sich das Nachweismedium befindet.

Für den Vorwärts- und Radialbereich des Kalorimeters wurde flüssiges Argon als Auslesemittel gewählt, da es eine konstante Energieeichung erlaubt, eine gute Granularität für die Elektron/Hadron-Trennung aufweist und eine homogene Energiedeposition gewährleistet. Als Absorber fanden im elektromagnetischen Teil (3) Bleiplatten und im hadronischen Teil (4) wegen der dichten Stapelung stabilere Edelstahlplatten Verwendung. In Abbildung 1 sind die Orientierung der einzelnen Platten und die Bezeichnungen für die einzelnen Bereiche dieses Flüssig-Argon-Kalorimeters erkennbar. In der vorliegenden Diplomarbeit wurde ein Segment des elektromagnetischen FB2-Ringes untersucht.

In Flugrichtung der Elektronen besteht das Kalorimeter (5) aus Blei- und Szintillatorplatten.

- Das Kalorimeter ist von einer supraleitenden Spule (6) und ihrem Heliumkryostaten umschlossen. Sie erzeugt ein solenoidales Magnetfeld von 1,2 Tesla, dessen Richtung parallel zur Strahlachse verläuft.
- Um den Gesamtdetektor herum befinden sich Eisenplatten (7), die als magnetisches Rückflußjoch dienen. Zwischen ihnen liegen Streamerkammern. Diese wirken als Myonen-Detektoren und bilden gleichzeitig den komplementären Teil zum Flüssig-Argon-Kalorimeter, weil mit ihnen der nicht absorbierte Anteil der hadronischen Schauer nachgewiesen werden kann (Tail-Catcher).

- Der eigentliche Myonen-Detektor setzt sich aus drei Lagen von Myonen-Kammern (9) im Vorwärts- und Radialbereich zusammen und wird in Vorwärtsrichtung durch ein Myonen-Spektrometer ergänzt. Dieses besteht aus einem magnetisiertem Eisen-Toroid (8) und vier Driftkammerlagen (9).
- Ein Plug-Kalorimeter (10) um die Strahlachse herum detektiert hadronische Teilchen und schließt so den Detektor bis zu einem Winkel von 0.7 Grad. Dieses Kalorimeter ist aus Kupfer-Silizium-Schichten gebaut.
- Zur Kompensation des axialen Feldes der großen Spule dient ein Kompensationsmagnet (11).
- Der Quadrupol des Speicherringes (12) fokussiert die Teilchen auf den Wechselwirkungspunkt .
- Ein schützender Betonmantel (13) umschließt den gesamten Detektor.

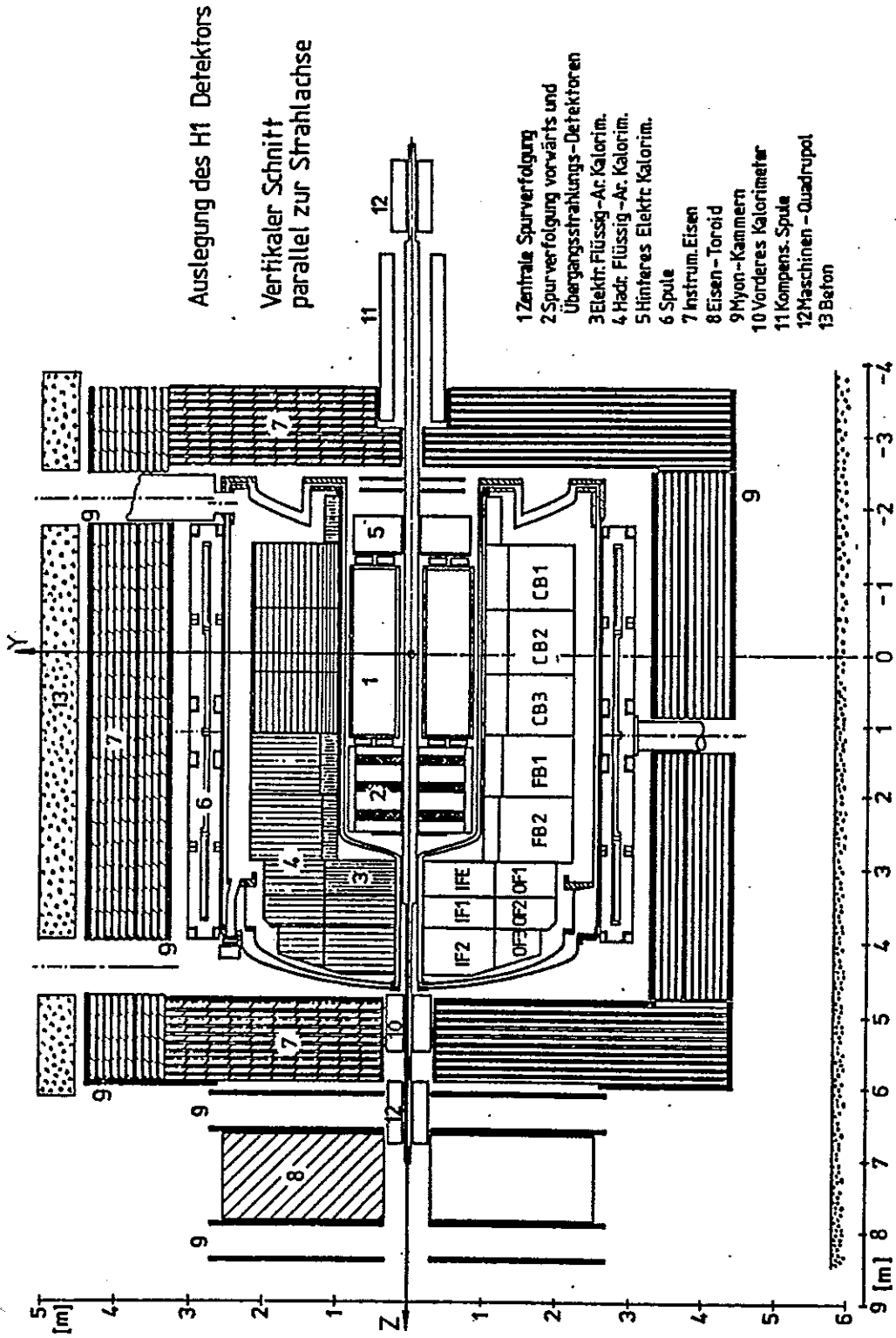


Abbildung 1:
Seitenansicht des H1-Detektors mit markierter y- und z-Richtung und eingetragenen Bezeichnungen der einzelnen Abschnitte des Flüssig-Argon-Kalorimeters

Auslegung des H1-Detektors

Vertikaler Schnitt
senkrecht zur Strahlachse

- 1 Zentrale Spurverfolgung
- 3 Elektr. Flüssig-Ar. Kalorim.
- 4 Hadr. Flüssig-Ar. Kalorim.
- 6 Spule
- 7 Instrum. Eisen
- 9 Myon-Kammern
- 13 Beton

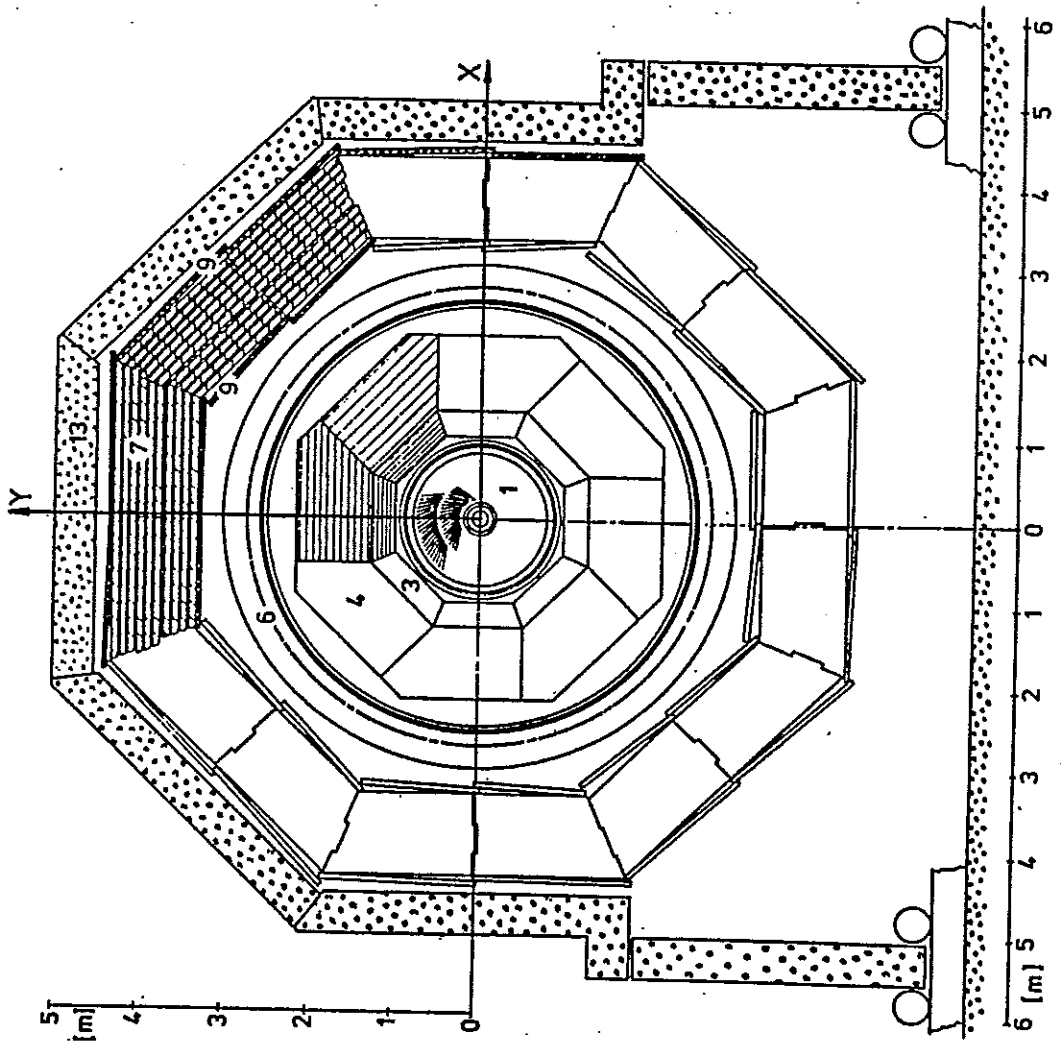


Abbildung 2:
Querschnitt des H1-Detektors mit markierter x- und y-Richtung

1.3. Aufgabenstellung und Ziel der Arbeit

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, einen Teil des elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters im H1-Detektor für seine Aufgaben zu optimieren. Es sollte insbesondere ein Testmodul betrachtet werden. Dafür war es notwendig ein Monte-Carlo-Programm für seine Simulation zu erstellen, um auf diese Weise verschiedene Parameter im Aufbau des Testkalorimeters in ihrer Wirkung auf seine Funktionsweise zu analysieren. Es sollten dabei die Hochspannungsversorgung, die Dicke der stabilisierenden Eisenplatten, ein Presampler und die Auswirkungen von Variationen in der Flüssig-Argon-Schichtdicke untersucht werden.

Eine weitere Aufgabenstellung ergab sich aus dem Ziel, die Abstände der einzelnen Platten des Kalorimeters möglichst genau einzustellen. Daher sollte eine Methode entwickelt werden, diesen Plattenabstand möglichst genau, mindestens jedoch auf 20 μm genau zu messen.

2. Physikalische Grundlagen

2.1. Wechselwirkungen in Teilchenschauern

Hochenergetische Teilchen produzieren bei der Durchquerung von Materie mittels elektromagnetischer und hadronischer Wechselwirkung sekundäre Teilchen, die ihrerseits wieder wechselwirken können. So entsteht eine Kaskade neuer Partikel, welche Schauer genannt wird. Dabei bestimmt die Richtung des einfallenden Teilchens die Schauerachse und seine Energie die Anzahl der produzierten Sekundärpartikel.

Man unterscheidet bei den Teilchenschauern zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern. Elektromagnetische Schauer enthalten als sekundäre Teilchen nur Elektronen, Positronen und Photonen und werden im Normalfall auch nur von diesen ausgelöst, da die Wirkungsquerschnitte der notwendigen Strahlungsprozesse für schwere Teilchen wie Myonen, Pionen oder Nukleonen zu klein sind. Hadronische Schauer werden von schweren Teilchen mittels nuklearer Reaktionen ausgelöst. Bei der Konstruktion eines hadronischen Kalorimeters ist die relativ große mittlere freie Weglänge für Kernwechselwirkungen zu beachten, z.B. in Pb 17,1 cm [RP86]. Hadronische Kalorimeter müssen daher entweder durch größere Abmessungen oder durch einen wirksamen Absorber mehr Strahlungslängen, beziehungsweise Absorptionslängen aufweisen. Dies ist auch an der unterschiedlichen Auslegung des H1-Kalorimeters für hadronische und elektromagnetische Schauer erkennbar.

Die in einem elektromagnetischem Schauer auftretenden Prozesse

für Elektronen/Positronen sind:

Bremsstrahlung	($e^- + \text{Atomkern} \rightarrow e^- + \gamma + \text{Atomkern}$)
	($e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + \gamma$)
Moellerstreuung	($e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$)
Bhabbastreuung	($e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$)
Anihilation	($e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$)
Vielfachstreuung	($e^- + \text{Atomkern} \rightarrow e^- + \text{Atomkern}$)

und für Photonen:

Paarerzeugung	(γ +Atomkern	-> e^+e^- +Atomkern)
Compton-Streuung	(γ + e^-	-> γ + e^-)
Photo-Effekt	(γ +Atom	-> Atom $^+e^-$)

Diese Prozesse werden im folgendem vorgestellt und anhand ihres Anteiles zur Teilchenproduktion, Energiedeposition und Streuung charakterisiert.

2.1.1. Die Teilchenproduktion in elektromagnetischen Schauern

Zur Generierung neuer Sekundärteilchen tragen im Grunde außer der Vielfachstreuung alle vorher genannten Prozesse bei.

Bei der Bremsstrahlung wird ein Elektron im Coulombfeld eines Atomkernes abgebremst und strahlt zur Energieabgabe ein Photon ab. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist proportional zu [R064] :

$$\left(\frac{E}{m_0 \cdot c^2} \right)^4$$

Es ist ersichtlich, daß schwere Teilchen keinen elektromagnetischen Schauer auslösen können. Hinzu kommt, daß die sekundären Photonen in diesem Fall eine zu geringe Energie haben. Die Anzahl der Photonen mit Energiewerten zwischen $h\omega$ und $h(\omega+d\omega)$ ist proportional zu Z^2/ω (Z ist die Ordnungszahl eines Materials). Im Grenzfall kann ein Elektron seine gesamte Energie an ein Photon abgeben. Eine einfache Beschreibung des Energieverlustes durch Bremsstrahlungsprozesse ist mit der Definition der Strahlungslänge X_0 möglich. Unter der Strahlungslänge versteht man die Weglänge durch ein Material, auf welcher die Energie eines hoch-

energetischen Elektrons auf den e-ten Teil des ursprünglichen Wertes absorbiert worden ist [SE65]:

$$-\frac{dE}{dX} \text{ rad} = \frac{E}{X_0} \quad \text{oder} \quad E \approx E_0 \cdot e^{-x/x_0}$$

Die Strahlungslänge für ein bestimmtes Material ist definiert als [SE65]:

$$X_0 = \frac{A}{4 \cdot \alpha \cdot r_0^2 \cdot N_0 \cdot \rho \cdot Z^2 \cdot \ln(183 \cdot Z^{-1/3})}$$

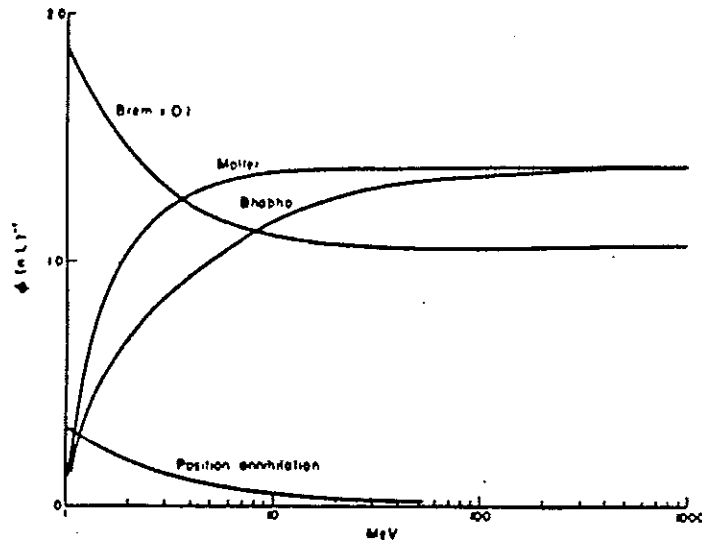
mit α = Feinstrukturkonstante
 r_0 = klassischer Elektronenradius
 N_0 = Avogadro'sche Zahl
 ρ = Dichte des Materials
 Z = Ordnungszahl
 A = Atomgewicht

Ein weiterer wichtiger Produktionsprozeß ist die Paarbildung, bei welcher sich ein Photon in ein e^+e^- -Paar umwandelt. Es besteht daher eine natürliche Energieschwelle von $2m_e c^2$ für den Ablauf des Prozesses. Da die Dynamik des Prozesses eng mit dem der Bremsstrahlung verknüpft ist, auch dieser Prozeß kann nur in der Wirkungssphäre eines Atomkernes stattfinden, ergibt sich für die mittlere freie Weglänge eines Photons mit einer Energie von mindestens einem GeV bei der Paarbildung [OT53]:

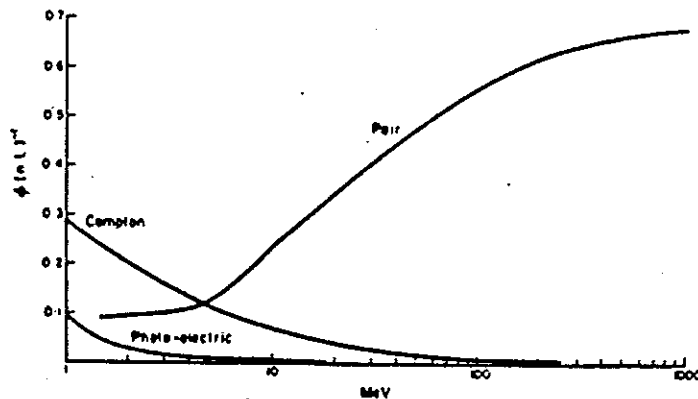
$$\lambda = \frac{9}{7} X_0$$

Schon allein durch diese beiden Prozesse läßt sich ein Teilchenschauer aufbauen. Jedoch tragen auch die anderen erwähnten Prozesse zur Teilchenproduktion bei, indem sie durch Stöße Elektronen aus den Atomhüllen freisetzen, bzw. bei der Annihilation andere Teilchen produziert werden. Die Wirkungsquerschnitte und damit der Anteil der einzelnen Prozesse an der Teilchenproduktion in Abhängigkeit von der

Energie des Teilchens stellt Abbildung 3 [ME70] dar. Die Annihilation, die Compton-Streuung und der photoelektrische Effekt tragen bei hohen Energien nur wenig zum Schauer bei.



a) Elektron-Wechselwirkungen



b) Photon-Wechselwirkungen

Abbildung 3:
 Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie in einem Bleiabsorber. Er wurde ausgedrückt in inversen Strahlungslängen, zur Angabe in barn pro Atom ist er mit 59 zu multiplizieren. [ME70]

2.1.2. Die Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern

Unterhalb einer bestimmten Energie verlieren die im Schauer enthaltenen Elektronen und Positronen ihre Energie nicht mehr überwiegend durch Strahlungsprozesse, sondern deponieren ihre Energie durch Ionisations- und Anregungsprozesse im Medium. Diese Energiedeposition bildet die Grundlage für die Kalorimetrie. Es gilt für den mittleren Ionisationsverlust [SE53]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{mc^2 \beta^2} \left(\ln \frac{mc^2 \beta^2 T}{2I^2 (1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2}) - \delta \right)$$

- mit
- e = Elementarladung
 - m = Ruhemasse des Elektrons
 - I = mittleres Ionisationspotential
 - δ = Dichtekorrekturfunktion nach Sternheimer [ST52]
 - $\beta = v/c$
 - n = Dichte der Elektronen im Material
 - T = Kinetische Energie des Elektrons

Damit ist der Ionisationsverlust dE/dx direkt proportional zur Dichte der Elektronen im Material und weist eine komplizierte Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit auf. Der Energieverlust nimmt mit steigender Teilchenenergie ab, bis das Teilchen bei einer Energie von ungefähr drei Ruhemassen minimalionisierend ist. Anschließend wächst der Energieverlust aufgrund der Korrekturterme, welche unter anderem die relativistische Kontraktion der elektrischen Feldlinien berücksichtigen, wieder mit der Teilchenenergie an und erreicht einen Sättigungswert.

Bei Positronen kommt zu diesem Ionisationsverlust noch die Energie hinzu, welche die zwei Photonen aus einer Annihilation deponieren können.

Die Grenze, ab welcher der Energieverlust durch Ionisationsprozesse überwiegt, ist durch die sogenannte kritische Energie gegeben. Sie stellt, wie die Strahlungslänge, eine Materialkonstante dar und berechnet sich durch den Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens auf einer Strahlungslänge [BE82]:

$$\varepsilon = \frac{dE}{dx} \min \cdot X_0 \approx \frac{580}{Z} \text{ MeV}$$

Einen Vergleich des Energieverlustes durch die einzelnen Prozesse ermöglicht Abbildung 4 [ME70].

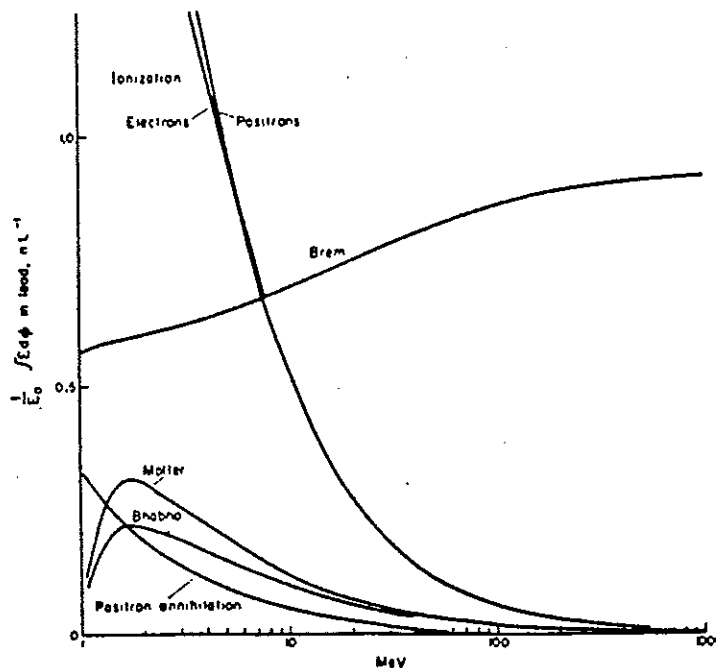


Abbildung 4:

Mittlerer Energieverlust von Elektronen in Blei als Funktion der Energie und folgendermaßen definiert:

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

inelastische Elektron-Streuung: $\frac{1}{T_0} \int T_1 d\phi$

Positronannihilation: totaler Wirkungsquerschnitt ϕ

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

2.1.3. Die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers

Die laterale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers wird größtenteils durch die Vielfachstreuung bestimmt. Die transversale Ausbreitung aufgrund von Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen liegt nur in der Größenordnung von $\langle \theta_{\text{BR/PB}} \rangle \approx m_e c^2 / E$ [BE34]. Bei der Vielfachstreuung werden die Elektronen an dem Coulombfeld eines Kernes elastisch, das heißt also ohne Energieverlust, aber mit einer großen Richtungsänderung gestreut. Die Verteilung des Streuwinkels θ_M ist bei kleinen Werten nahezu eine Gauß-Verteilung. Für große Streuwinkel weist sie jedoch eine größere Wahrscheinlichkeit als diese auf.

Nach der Molièreschen Theorie [MO48] wird das Teilchen bei dem Durchlaufen einer Materieschicht der Dicke X um den mittleren Winkel $\langle \theta_M \rangle$ abgelenkt. Er ergibt sich zu:

$$\langle \theta_M \rangle = \frac{21 \text{ MeV}}{E} \cdot \left(\frac{X}{X_0} \right)^{1/2}$$

Als natürliche Längenskala für die transversale Ausdehnung eines Schauers kann man den Molière-Radius definieren:

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

Da die transversale Entwicklung eines Schauers überwiegend von den niederenergetischen Teilchen bestimmt wird, enthält der Molière-Radius die kritische Energie.

2.2. Schauermodelle

In der Theorie sind die beschriebenen Prozesse ausreichend verstanden und berechenbar. Jedoch sind die Grenzen für eine analytische Schauerbeschreibung aufgrund des komplizierten Zusammenspiels aller Prozesse in einer Kaskade sehr schnell erreicht. Aber schon durch ein einfaches materialunabhängiges Modell erhält man Aussagen über das mittlere Verhalten eines Schauers.

2.2.1. Materialunabhängiges Schauermodell

Mit Hilfe der kritischen Energie (ϵ), der Strahlungslänge (X_0) und dem Molière-Radius (R_M) läßt sich ein Schauer materialunabhängig im Mittel wiedergeben. Ein einfaches Modell beschreibt den Schauer folgendermaßen [HT53]: Ein Photon mit der Energie E_0 tritt in die Materie ein und erzeugt nach einer Strahlungslänge ein e^+e^- -Paar mit der mittleren Energie $E_0/2$. Diese Positronen und Elektronen emittieren nach einer Strahlungslänge ein Bremsquant, so daß ihre Energie auf die Hälfte absinkt. Diese Bremsquanten erzeugen wiederum e^+e^- -Paare. Bis zum Erreichen der kritischen Energie werden n Teilchengenerationen erzeugt. Die Anzahl der Teilchengenerationen ist $n = \ln(E_0/\epsilon)/\ln 2$. n stellt auch ungefähr die Anzahl der durchquerten Strahlungslängen dar und der zurückgelegte Weg ergibt sich zu $n \cdot X_0$. Die Anzahl der im Schauermaximum vorhandenen Teilchen ist: $N = 2^n \sim E_0/\epsilon$. Wenn die Teilchen ihre Energie bis auf die kritische Energie abgegeben haben, werden keine neuen Teilchen mehr erzeugt. Der Schauer hat sein Maximum erreicht und die Anzahl der Teilchen im Schauer verhält sich gemäß einem Absorptionsgesetz, sie sinkt exponentiell ab.

Dieses einfache Modell liefert folgende Aussagen, die anhand detaillierter Untersuchungen mit einem Faktor (q) und dem zurückgelegten Weg in Strahlungslängen (t) verallgemeinert werden [RO64]:

- Die Anzahl der Teilchen im Schauer wächst mit den zurückgelegten Strahlungslängen: $N(t) = q^t$
- Die Gesamtanzahl der Teilchen in einem Schauer ist proportional zur Primärenergie: $N_{\text{tot}} \sim E_0 / \varepsilon$
- Die Teilchen haben eine Energie von: $E(t) \sim E_0 / q^t$
- Die Lage des Schauersmaximums ist logarithmisch von der Primärenergie abhängig: $t_{\text{max}} \sim \ln (E_0/\varepsilon)$

Die integrierte Weglänge S für Elektronen und Positronen erhält man nach [AM81] aus:

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

Werden die Elektronen und Positronen während ihres Weges nach dem Erreichen der kritischen Energie bis hin zu ihrem Stopp nicht vollständig nachgewiesen, so ist die Einführung einer Abschneide-Energie E_c notwendig. Sie markiert die Schwellenenergie, ab der die Teilchen nicht mehr registriert werden können und mit ihr ergibt sich der sichtbare Bruchteil der Gesamtpurlänge zu [AM81] :

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

$$\text{mit } F(z) = e^{-z} \cdot (1+z \cdot \ln(z/1.526))$$

$$z = 4.58 (Z \cdot E_c) / (A \cdot \varepsilon)$$

Z = Ordnungszahl

A = Atomgewicht

ε = kritische Energie

Die longitudinale Verteilung der in einem Schauer deponierten Energie kann nach [L075] beschrieben werden mit:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot c \cdot t^\alpha \cdot e^{-\beta t}$$

$$t = x/X_0$$

$$\beta \approx 0,5$$

$$\alpha \approx \beta \cdot t_{max}$$

$$c = \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)}$$

Abbildung 5 zeigt Beispiele für die longitudinale Energie-deposition in einem Schauer für verschiedene Materialien.

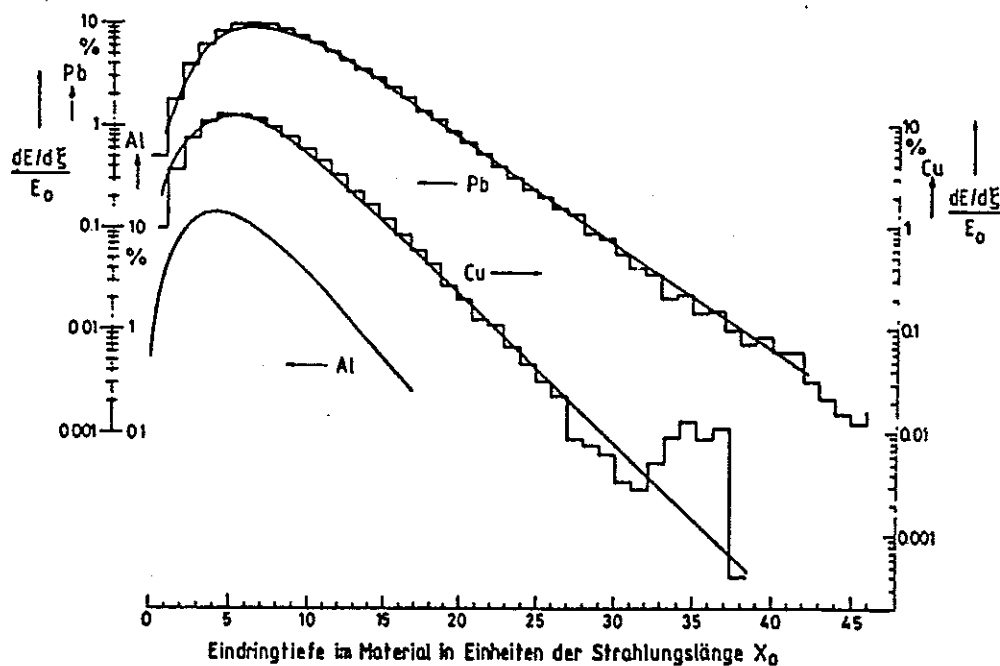


Abbildung 5:

Longitudinale Verteilung des Energieverlustes in einem elektromagnetischen Schauer, normiert auf die Energie $E_0 = 6$ GeV des einfallenden Elektrons. $\xi = X/X_0$ ist die Eindringtiefe X in Einheiten der Strahlungslänge X_0 . Messungen (Linie), Monte-Carlo-Rechnung (Histogramm) nach IBA701.

Die transversale Energiedeposition kann anhand des Molière-Radius charakterisiert werden. Sehr nahe an der Schauerachse existiert ein Bereich mit hoher Energiedeposition, welche aber mit zunehmendem Abstand von der Schauerachse sehr schnell abnimmt (Abbildung 6 [BA70]). Innerhalb des Radius R_M werden ca. 90 % der Primärenergie deponiert. In dem Bereich von drei R_M befinden sich ca. 98 % der Primärenergie und die Energiedeposition verringert sich deutlich langsamer als im vorderen Bereich. Die unterschiedliche Abnahme der Energiedeposition in den einzelnen Radialbereichen kann durch niederenergetische Photonen erklärt werden. Sie tragen zur Energiedeposition wenig bei, weil der Massenabsorptionskoeffizient des Materials klein ist. Diese niederenergetischen Photonen sind der Grund für transversale wie auch longitudinale Leckverluste, die unabhängig von der Primärenergie sind. Die Größe dieser Leckverluste wird durch die Anzahl der Strahlungslängen des verwendeten Detektors bestimmt.

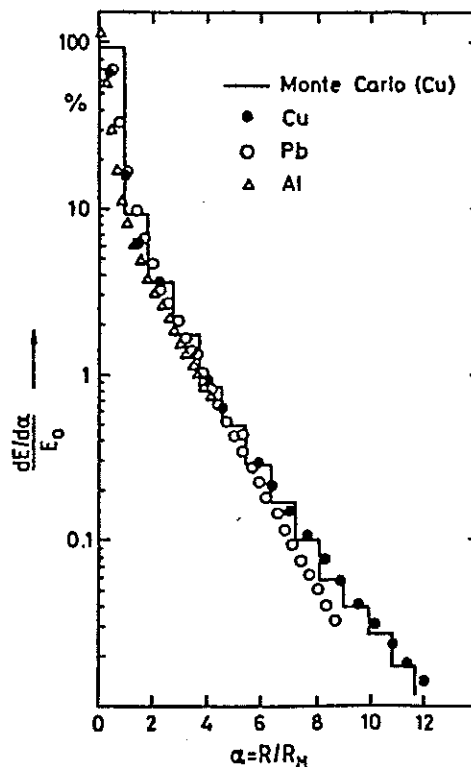


Abbildung 6:
Verteilung des Energieverlustes $dE/d\alpha$ in zylinderförmigen Intervallen um die Schauerachse, normiert auf die Energie $E_0 = 6 \text{ GeV}$ des einfallenden Elektrons; $\alpha = R/R_M$ ist der dimensionslose Quotient aus radialem Abstand R und der Molière-Länge R_M ; Messungen (Punkte) und Rechnung (Linie) nach [BA70].

2.3. Grundlagen der Kalorimetrie

Weil die in einem Schauer deponierte Energie proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist, kann man totalabsorbierende Schauerzähler oder Kalorimeter zur Energiebestimmung benutzen.

Man unterscheidet bei den Kalorimetern zwischen homogenen und Sampling-Kalorimetern. Homogene Kalorimeter bestehen aus einem einzigen Absorbermaterial, welches gleichzeitig als Nachweismedium fungiert. Ein Beispiel für ein homogenes Kalorimeter ist ein Bleiglas-Zähler, in welchem der hohe Pb-Anteil (großes Z) für die rasche Schauerentwicklung sorgt und die Intensität des erzeugten Cerenkov-Lichtes als Maß für die Energiedeposition dient. Ein anderes Beispiel sind NaJ(Tl)-Kristalle, in denen die Schauerenergie durch die Intensität des Szintillationslichtes bestimmt wird. Da die Strahlungslänge in diesen Materialien im allgemeinen nicht so klein ist, wie bei den Sampling-Kalorimetern, benötigt man sehr große Detektorvolumina, um den gesamten Schauer zu absorbieren. Hierdurch werden homogene Kalorimeter sehr teuer. Die Energieauflösung dieser Kalorimeter wird durch ihre optische Homogenität und durch die Leckverluste begrenzt.

Bei Sampling-Kalorimetern werden Schichten mit Nachweismaterial und Schichten mit Absorbermaterial sehr hoher Dichte hintereinander angeordnet, so daß die Energiedichte des Schauers in verschiedenen Absorbertiefen abgetastet wird (sampling). Auf diese Weise kann man die Kalorimeter mit den notwendigen Strahlungslängen sehr kompakt bauen. Beispiele für diesen Kalorimetertyp sind das Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter im ARGUS-Detektor [DR82] und das in dieser Arbeit untersuchte Testkalorimeter.

2.3.1. Das Funktionsprinzip eines Flüssig-Argon-Kalorimeters

Ein Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht aus einem Stapel mit Absorberplatten, zwischen denen sich das flüssige Argon befindet. Die Flüssig-Argon-Schichten dienen als Ionisationskammern, in denen die Energiedeposition von

Schauerteilchen anhand der durch Ionisationsprozesse freigesetzten Ladung gemessen wird. Die Absorberplatten sind abwechselnd auf Hochspannung- und Erdpotential gelegt. Dadurch wird in den Flüssig-Argon-Schichten ein elektrisches Feld erzeugt, in dem die freigesetzten Elektronen zur Anode wandern. Die positiven Ionen sind dagegen wenig mobil, so daß ihr Einfluß vernachlässigt werden kann. Elektronen haben nach [MO73] eine Beweglichkeit im flüssigen Argon von $\mu_{-}=10^3/(3+0.95 \cdot E)$ cm²/V sec und die Argon-Ionen von $\mu_{+}=2,8 \cdot 10^{-3} \cdot E$ cm²/V sec, |E| in kV/cm.

Die Bewegung der Ladungsträger influenziert ein Signal auf den Elektroden, welches über einen Koppelkondensator und einen empfindlichen Ladungsverstärker ausgelesen wird. Im Idealfall sind die Elektronen und die Kationen um den Plattenabstand getrennt und die gesamte Ladung ist meßbar. Die Größe des Signals ist abhängig von dem Abstand der Elektronen von den Kationen. Wird der Abstand kleiner, so wird auch das Signal kleiner. Man benötigt ein Dielektrikum mit einer hohen Driftgeschwindigkeit, wenn die Signale schnell ausgewertet werden sollen. Verunreinigungen müssen im Dielektrikum vermieden werden, weil sie die mittlere freie Weglänge der Elektronen heruntersetzen und damit das Signal verkleinern. Außerdem sollte das Dielektrikum eine hohe Dichte aufweisen, um genügend Ladungspaare für ein Signal zu erzeugen. Diese Kriterien erfüllen flüssige Edelgase, wobei aber nur Argon in ausreichender Menge und wirtschaftlich in der geforderten Reinheit verfügbar ist.

2.3.2. Die Energieauflösung eines Kalorimeters

Weil die Teilchenzahl N zur Energie des Primärteilchens E₀ proportional ist, führt die statistische Fluktuation in der Zahl der nachgewiesenen Teilchen in der Größenordnung von \sqrt{N} zu einer endlichen Energieauflösung:

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

Für Sampling-Kalorimeter verschlechtert sich die Energieauflösung mit der Dicke D einer Samplingzelle. Es gilt für die Zahl N , der Anzahl der von der Gesamtpurlänge S nachgewiesenen Spuren (Kapitel 2.2.1.) [AM81]:

$$N = \frac{S}{D} = \frac{E \cdot X_0 \cdot F(z)}{\varepsilon \cdot D}$$

Damit erhält man [AM81]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{D \cdot \varepsilon}{X_0 \cdot F(z)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Hier wird mit $F(Z)$ berücksichtigt, daß in dem Nachweismaterial erst ab einer bestimmten Abschneide-Energie E_c Teilchen registriert werden. Die mittlere Ionisationsenergie für flüssiges Argon liegt nach [BE73] bei 23,6 eV mit der Genauigkeit von +0,5 eV bzw. -0,3 eV.

Zu einer weiteren Verschlechterung der Auflösung in Sampling-Kalorimetern trägt die Landau-Fluktuation bei. Hierbei führen Ionisationsprozesse mit hohem Energieübertrag auf das Elektron (δ -Elektronen) zu einem Ausläufer in der Energieverlust-Verteilung und damit zu einer Verbreiterung der Energieauflösung. Ist das Kalorimeter groß genug, um den gesamten Schauer zu absorbieren, kann man Fluktuationen aufgrund von unterschiedlichen Leckverlusten ausschließen.

3. Das Testkalorimeter

In diesem Kapitel wird das Testkalorimeter in dem Zustand beschrieben, wie es zur Zeit der Entstehung dieser Arbeit geplant wurde. Diese Planungsunterlagen bildeten die Grundlage für die in das Monte-Carlo-Programm implementierte Geometrie.

3.1. Der Aufbau des Testkalorimeters

Bei dem untersuchten Testkalorimeter handelt es sich um ein Segment des elektromagnetischen FB2-Ringes im vorderen Radialbereich des H1-Detektors (Abbildung 1). In dieser Abbildung ist die Lage des Kalorimeters zum Wechselwirkungspunkt zu erkennen. Die nachzuweisenden Teilchen erreichen das Kalorimeter mit einem Polar-Winkel θ zwischen 19° und 26° .

Das Testkalorimeter ist ein Stapel aus einzelnen Platten, auch Stack genannt, wie es in Abbildung 7 angedeutet ist. In den Zwischenräumen befindet sich das flüssige Argon. Es gibt zwei verschiedene Plattenarten, die Hochspannungsplatten und die Ausleseplatten. Sie haben einen unterschiedlichen Schichtaufbau, der in Abbildung 8 näher erläutert wird. Beide Platten haben einen 2,4 mm dicken Kern aus einer Blei-Antimon-Legierung (PbSb3), auf den mit einem Spezialkleber (Prepreg) ein- bzw. zweiseitig kupferbeschichtete Platten aus glasfaserverstärktem Epoxidkunststoff (G10) aufgeklebt sind. Auf der Hochspannungsplatte ist die Kupferbeschichtung, die zur Erdung dient, mit Prepreg, hochspannungsfester Kaptonfolie und einer Ruß-Epoxid-Schicht (High-Resistive-Coating) bedeckt. Diese HRC-Schicht wird an die Hochspannung angeschlossen und dient damit zur Erzeugung eines elektrischen Feldes in dem Flüssig-Argon-Spalt zwischen den Platten. Die Ausleseplatten werden nicht weiter beschichtet, sondern die in dem flüssigen Argon freigesetzte Ladung wird direkt auf der Kupferschicht gesammelt. Eine Zelle wird aus einer halben HV-Platte, einem Flüssig-

Argon-Spalt mit 2,5 mm Breite und einer halben Ausleseplatte gebildet. Damit ist die Schrittlänge jeweils $7,1 \pm 0,1$ mm (die Angaben für die Prepreg-Schicht und die Kaptonfolie schwanken um $\pm 25\mu\text{m}$). Das Testmodul hat ein Gewicht von rund einer Tonne.

Zwischen den Platten liegen insgesamt 116 Flüssig-Argon-Schichten, im weiteren Gaps genannt. Sie werden zu acht Kanälen zusammengefaßt.

Tabelle 1: Kanalaufteilung im Testkalorimeter

Kanal	Gap-Nummer	Anzahl der Gaps
1	1 - 12	12
2	13 - 26	14
3	27 - 40	14
4	41 - 54	14
5	55 - 68	14
6	69 - 84	16
7	85 - 100	16
8	100 - 116	16

Die Abmessungen der Platten stellt Abbildung 9 dar. Sie sind in x-Richtung symmetrisch ausgelegt. In Abbildung 9 ist die Einteilung der Ausleseplatten in kleinere Segmente eingezeichnet. Diese Segmente in der Kupferbeschichtung, auch Pad genannt, werden gemäß der Kanaleinteilung in z-Richtung zu Auslese-Einheiten zusammengefaßt. Durch die Analyse der Ladung in jeder Auslese-Einheit wird die Bestimmung der Schauerachse und damit die Messung der Richtung des Primärteilchens möglich. In x-Richtung sind die Ausleseplatten in 20 Pads eingeteilt. Sie überdecken relativ zum Wechselwirkungspunkt äquidistante Winkelbereiche von $2,25^\circ$. Die Padeinteilung variiert in y-Richtung. Die folgende Tabelle erläutert die Abmessungen der Pads in dieser Richtung.

Tabelle 2: Abmessungen der Pads im Testkalorimeter

	1.-4. Kanal	5.-8. Kanal
1. Padbereich	2 cm	1,8 cm
2.-3. Padbereich	4 cm	3,6 cm
4. Padbereich	9,7 cm	10,7 cm

Damit ergeben sich $20 \times 4 \times 8$, also 640 Auslese-Einheiten für das Testmodul.

Der Werkstoff Blei, das schwerstes Material des Testmoduls, bietet wenig Festigkeit. Daher sind zur mechanischen Stabilisierung des Stacks drei Stahlplatten, zwei als Stackabschluss und eine in der Mitte des Stapels eingefügt. Die Platten des Stapels werden durch Distanzscheiben, die auf neun Stahlstangen aufgereiht sind, in der richtigen Position gehalten (Abbildung 9).

3.2 Physikalische Eigenschaften des Testkalorimeters

Für das aus verschiedenen Materialien zusammengesetzte Testkalorimeter ergeben sich die in Tabelle 3 aufgelisteten Kenndaten. Das Medium G10MIX stellt eine Mischung aus dem Material G10, der dünnen Kupferbeschichtung, der Prepregschicht, der Kaptonfolie und der Graphit-Schicht dar. Die Daten stammen zum Teil aus den vom verwendeten Simulationsprogrammpaket berechneten Werten und aus [RP86].

Tabelle 3: Physikalische Eigenschaften des Testkalorimeters

Medium	X_0 [cm]	ϵ [MeV]	R_M [cm]	$dE/dx _{min}$ [MeV/cm]
PbSb3	0,579	7,18	1,64	12,82
G10MIX	13,76	48,06	6,02	3,48
Liq. Ar	14,0	29,6	9,93	2,114
Zelle	1,58	9,73	3,41	6,16
Fe	1,76	20,5	1,8	11,65
Al	8,9	38,93	4,80	4,374

Unter der Rubrik Stapel wurden die mittleren Werte für das Kalorimeter eingetragen. Sie berechneten sich nach folgenden Formeln [RP86]:

$$\frac{1}{X_0} = \sum W_i \cdot \frac{1}{X_{0,i}} \quad W_i = \frac{\text{Dicke des Materials } i}{\text{Gesamtdicke}}$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \left\langle \frac{dE}{dx} \right|_{\min} \rangle \cdot X_0$$

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right|_{\min} \rangle = \sum \frac{dE}{dx} \Big|_{\min, i}$$

Die Tabelle enthält außer den Werten des Kalorimeteraufbaues auch die Größen für die Stabilisierungsplatten aus Stahl und die Werte für Aluminium. Diese fanden in dem Kapitel 5.3. bei der Simulation des inaktiven Materials vor dem Kalorimeter Verwendung.

Für dieses Testmodul ergibt sich nach Kapitel 2.3.2. eine theoretische Auflösung von:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{6,64\%}{\sqrt{E}}$$

mit

D	=	0,71	cm
ε	=	$9,73 \cdot 10^{-3}$	GeV
X_0	=	1,58	cm
E_c	=	23,6	eV, $Z_{AR} = 18$
$F(z)$	=	0,9904	, $A_{AR} = 39,95$
E			in GeV

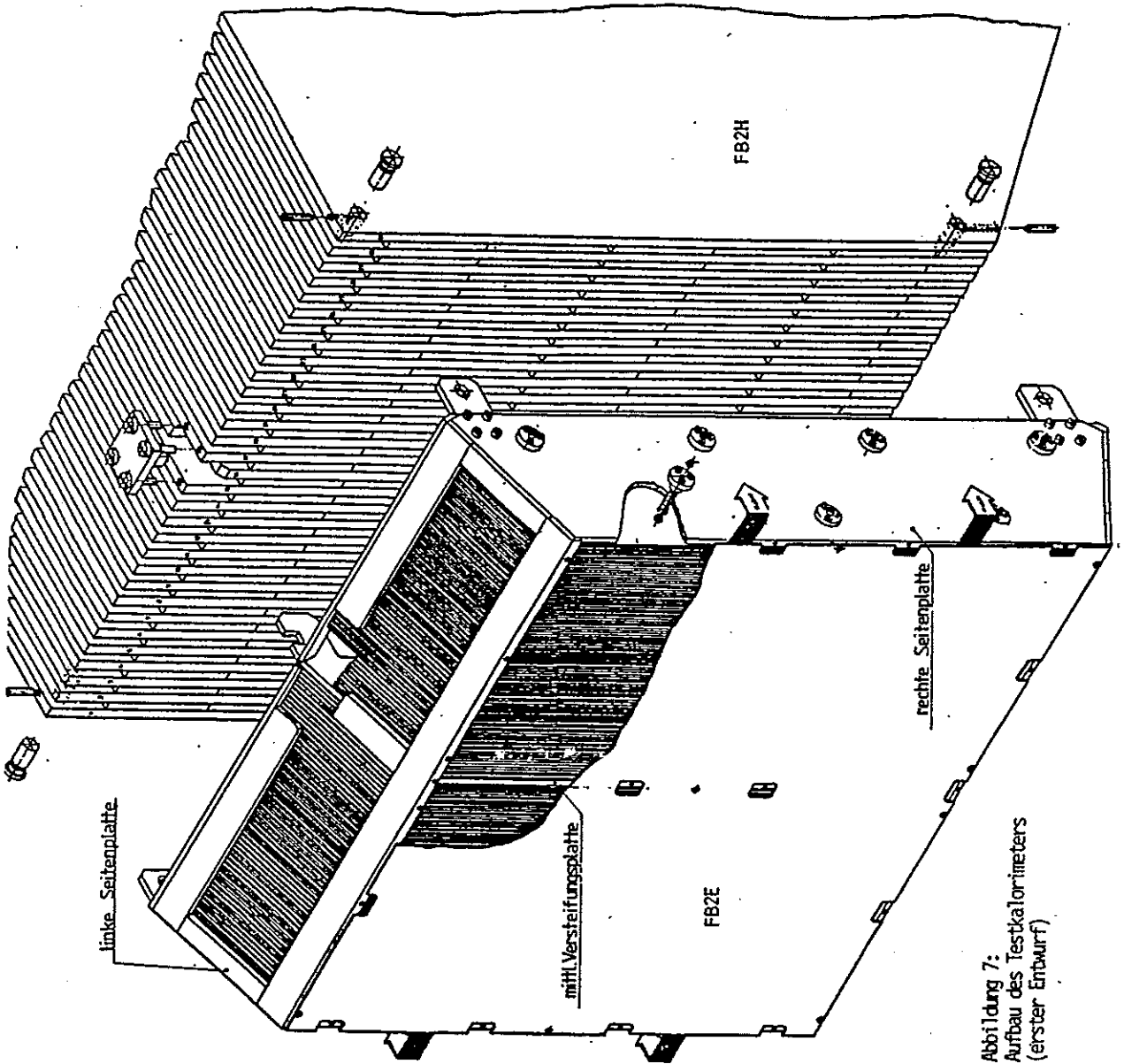


Abbildung 7:
Aufbau des Testkalorimeters
(erster Entwurf)

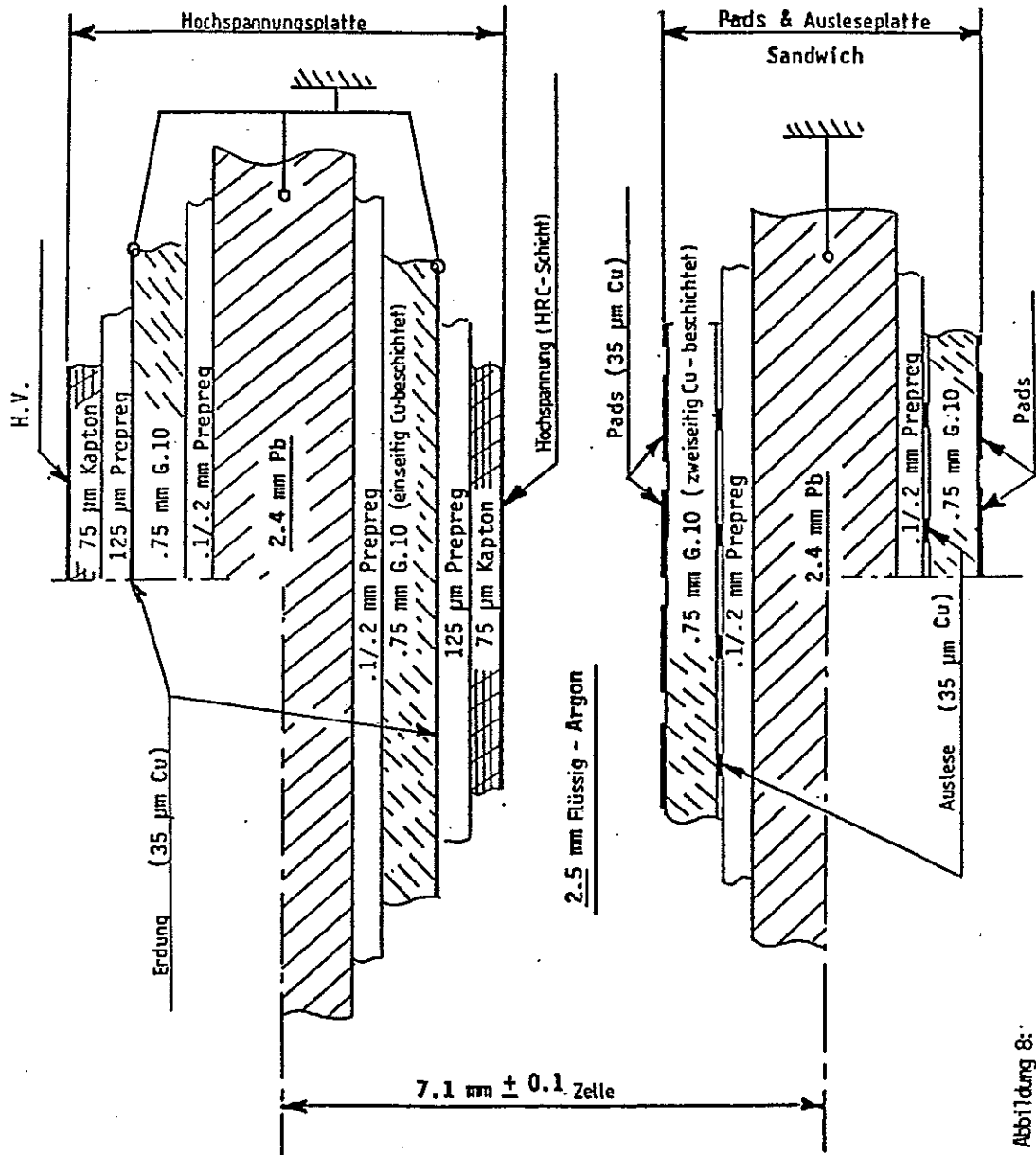


Abbildung 8:
Schichtaufbau der einzelnen Kalorimeterplatten

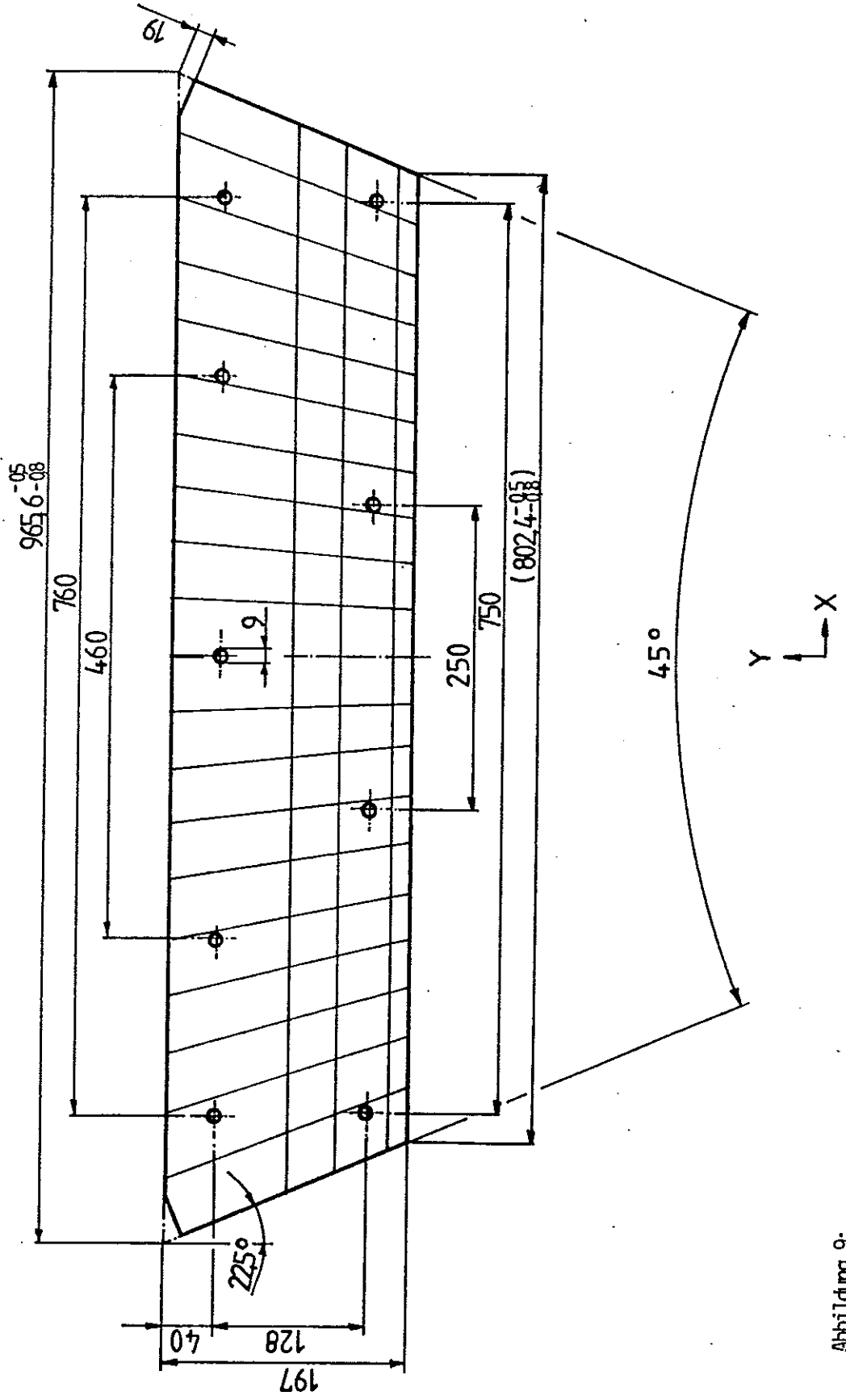


Abbildung 9:
Äußere Abmessungen der Kalorimeterplatten mit eingezeichneter Padeinteilung

4. Die Monte-Carlo-Simulation des Schauerprozesses

Die einfachen Modelle für elektromagnetische Schauer, wie das in Kapitel 2.2.1. vorgestellte, beinhalten grobe Näherungen und liefern nur Aussagen über die Schauerentwicklung im Mittel. Zur Vorhersage des Verhaltens eines Kalorimeters in einem Detektor benötigt man jedoch exakte Voraussagen.

Eine andere Möglichkeit zur Analyse eines Schauers bieten die Monte-Carlo-Simulationen. Hierbei wird die Entwicklung eines Schauers nachvollzogen, indem das Ereignis eines physikalischen Prozesses mit Hilfe eines Zufallgenerators "gewürfelt" wird. Die Auftrittswahrscheinlichkeit eines Prozesses wird dabei anhand seines Wirkungsquerschnittes gewichtet. Die dafür notwendigen Wirkungsquerschnitte der Schauerprozesse lassen sich mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) berechnen. Dieses Verfahren enthält nur geringe Näherungen, aber durch seinen statistischen Ablauf trotzdem die Schauerfluktuationen, welche zur endlichen Energieauflösung beitragen. Zudem gestattet es die Analyse von elektromagnetischen Schauern in den unterschiedlichsten Geometrien und Materialien.

4.1. Das EGS-Programmpaket

In dieser Arbeit wurde das Programmpaket EGS (Elektron-Gamma-Shower) in der 3. Version verwendet, welches von Ford und Nelson [FO78] entwickelt wurde. Dieses Programmpaket ist in der von Cook und Shustek [CO75] entworfenen Programmiersprache, dem MORTRAN, geschrieben. Diese Sprache basiert auf FORTRAN, erlaubt aber Makrodeklarationen und Blockstrukturen.

Die Organisation des Programmpaketes ist dem Ablaufplan in Abbildung 10 [FO78] zu entnehmen. Damit das EGS-Paket für alle nur denkbaren Materialien und Detektorgeometrien einsetzbar ist, wurde es sehr modular aufgebaut.

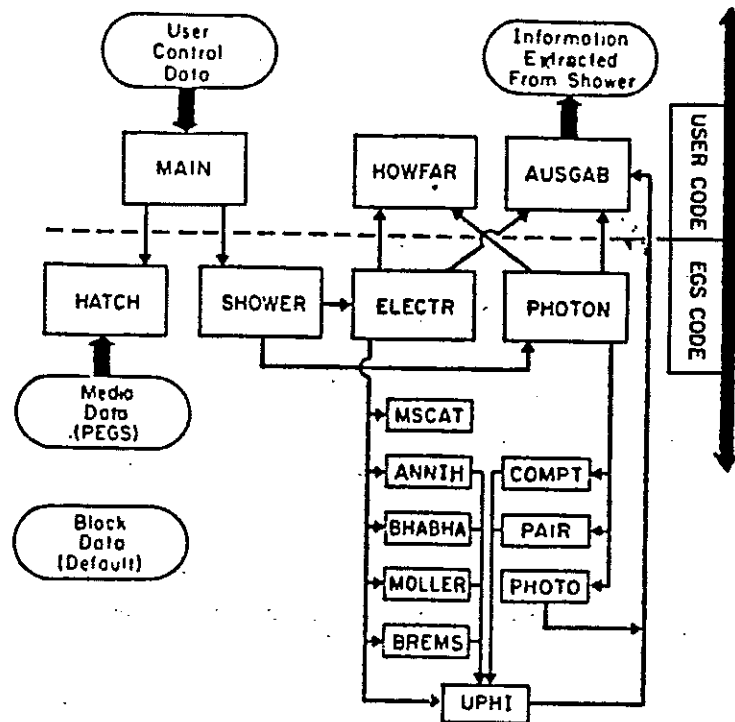


Abbildung 10:
Ablaufplan des EGS-Programmpaketes

Mit Hilfe des Subsystems PEGS (Processor for EGS) lassen sich die verschiedensten Materialien für EGS aufbereiten, wenn dem Programm die wichtigsten Eigenschaften (Dichte, Ladungszahl, Atomgewicht, Mischungsverhältnisse für zusammengesetzte Materialien) zur Verfügung gestellt werden. PEGS berechnet mit diesen Angaben in dem Intervall der zu erwartenden Teilchenenergien, wichtige Funktionen wie die Wirkungsquerschnitte. PEGS teilt hierbei das Energieintervall in Unterintervalle und berechnet eine lineare Interpolation der jeweiligen Funktionen in Abhängigkeit von $\ln(E-m_0)$. Die Teilung in Subintervalle wird so lange fortgesetzt, bis der Unterschied zwischen linearem Fit und der Funktionen kleiner als 1 % ist oder die maximale Anzahl an möglichen Subintervallen erreicht ist. Anschließend werden die Koeffizienten der angepaßten Geradenstücke in tabellarischer Form in einem Datensatz abgespeichert. Von dort kann EGS die Materialdaten mit der Routine HATCH lesen und die benötigten Funktionswerte für jede Energie sehr schnell berechnen.

Das EGS-Programm ist in zwei Teile, dem EGS-Code und dem USER-Code gegliedert. Im EGS-Code findet in den einzelnen Unterroutinen die Bearbeitung der auftretenden Elementarprozesse, also die physikalische Simulation des Schauers, statt. Im USER-Code bestimmt der Benutzer die Eigenschaften des einfliegenden Teilchens, mit HOWFAR die verwendete Geometrie und mit AUSGAB die Analyse-Aspekte für den Schauer.

In dem Hauptprogramm MAIN stellt der Benutzer mit dem Aufruf von HATCH dem EGS-Programm die Materialdaten zur Verfügung und generiert mit jedem Aufruf der Routine SHOWER einen elektromagnetischen Schauer. Dieser Routine werden in dem Aufruf die Eigenschaften des initialisierenden Teilchens als Parameter übergeben. Es handelt sich hier um die Energie, Koordinaten, Flugrichtung und Art des Teilchens.

Mit Hilfe der Routine HOWFAR steuert der Benutzer den Aufbau der zu durchfliegenden Materie. EGS ruft vor dem Transport des einfliegenden oder eines erzeugten Teilchens die Routine HOWFAR auf und gibt dem Benutzer unter anderem die Koordinaten, Flugrichtung und gewünschte Schrittlänge bekannt. Anhand dieser Daten kann nun der Benutzer entscheiden wie weit das Teilchen fliegen darf und gegebenenfalls die Schrittlänge heruntersetzen. Zur Ersparnis von Rechenzeit existiert eine Variable DNEAR, welche den kleinsten Abstand zu allen Transportgrenzen enthält. Verwendet der Benutzer diese Variable, so wird HOWFAR nur dann von EGS gerufen, wenn die gewünschte Schrittlänge größer ist als DNEAR.

Die Routine AUSGAB dient dem Benutzer zur Analyse des Schauers. Mit Hilfe eines Flag-Vektors kann der Benutzer bestimmen, wann das EGS-Programm während der Schauer-simulation die Routine AUSGAB aufruft und damit die Aspekte der Schaueranalyse selbst wählen.

4.2. Bestimmung der Abschneide-Energien als Parameter des Programmpaketes

Die Wirkungsquerschnitte einiger Elementarprozesse divergieren, wenn die Teilchenenergien gegen Null gehen (z. B. Infrarot-Divergenz bei der Bremsstrahlung). Daher steigt die Anzahl der zu berechnenden Wechselwirkungen und damit auch die Rechenzeit mit abnehmender Teilchenenergie stark an. Trotz zahlreicher Korrekturen bleiben die Wirkungsquerschnitte sehr groß und sind zudem theoretisch nicht genau berechenbar. Das Simulationsprogramm muß also Möglichkeiten bereitstellen, um die benötigte Rechenzeit in Grenzen zu halten. Eine Methode hierfür ist die Einführung von Abschneide-Energien, den sogenannten Cutenergien, so daß Teilchen mit einer Energie unterhalb der Abschneide-Energie, nicht mehr verfolgt werden, sondern ihre Energie lokal deponieren. Dieses Verfahren ist physikalisch gerechtfertigt, weil solche Teilchen ihre Energien in einem sehr kleinen Raumbereich abgeben. Hinzu kommt, daß die Behandlung dieser Teilchen in Schauer-Monte-Carlo-Programmen generell nicht sehr genau ist. (Die Autoren von EGS geben hier eine Grenze für geladene Teilchen von 1 MeV an.) Man würde also durch niedrigere Cutenergien trotz größerer Rechenzeit keine besseren Resultate erreichen.

Vor der Untersuchung eines neuen Detektors muß daher eine genaue Bestimmung der zur Verfügung stehenden Abschneide-Energien stattfinden, um ein Optimum zwischen physikalisch genauen Resultaten und Rechenzeitverbrauch zu erreichen. Eine solche Untersuchung wurde in der Arbeit von Drescher [DR82] für die EGS-Simulation der ARGUS-Schauerzähler dargestellt.

Das Programmpaket EGS stellt dem Benutzer vier verschiedene Cutenergien zur Verfügung, jeweils zwei in PEGS und im EGS-Code. In PEGS sind die Cutenergien die unteren Grenzen der Energieintervalle, in welchen die benötigten Funktionen für die verwendeten Materialien berechnet werden. Damit existiert für jedes Material eine Cutenergie für Photonen AP und eine für Elektronen AE. AP erhält daher die Bedeutung der minimalen Energie für ein Bremsquant und verhindert die infraroten Divergenzen für Teilchenenergien nahe Null und AE

ist die minimale Energie eines Elektronenzustandes nach einer Wechselwirkung. Mit AE wird in PEGS gleichzeitig eine Schwelle THMOLL für Moeller-Streuung ($e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$) festgelegt. Sie berechnet sich zu $THMOLL = AE + (AE - m_e) = 2AE - m_e$, da die Energie des zweiten Endelektrons vom einfallenden Elektron aufzubringen ist und dieses Elektron selbst eine Energie von mindestens AE im Endzustand besitzen muß, damit es nicht selbst unter den Cut fällt und die Wechselwirkung nicht stattfinden kann. Setzt man nun $AE \approx m_e$, so kann fast jedes vorhandene Elektron eine Moeller-Streuung auslösen und somit die CPU-Zeit ohne große Änderung in den physikalischen Resultaten ansteigen lassen. AE sollte also deutlich größer als m_e sein.

Auch im EGS-Code gibt es Cutenergien für Elektronen und Photonen, die aber hier für jede vom Benutzer definierte "Region" des Detektors einzeln bestimmt werden können. Von dieser Möglichkeit wurde in der folgenden Untersuchung kein Gebrauch gemacht, da es zu Komplikationen beim Schichtwechsel während des Teilchenfluges führen kann. So erhielten die Variablen ECUT und PCUT für alle Detektor-Regionen jeweils die gleichen Werte. Treten im Schauer Elektronen mit einer Energie auf, die kleiner ist als ECUT, bzw. bei Photonen kleiner als PCUT, so werden diese Teilchen von EGS nicht weiter transportiert, sondern ihre verbleibende Energie wird lokal an ihrer Position deponiert und die Teilchen scheiden aus der Schauerberechnung aus. Dieses ist ein direkter Eingriff in die Gesamtpurlänge aller Teilchen im Schauer und beeinflusst damit die deponierte, bzw. die sichtbare Energie und die Auflösung (siehe Kapitel 2.1.). Die Cutenergien sollten so gewählt werden, daß sich die sichtbare Energie und die Auflösung bei niedrigeren Cuts nicht mehr signifikant ändern.

Für diese Untersuchung reicht eine einfache Geometrie mit in x- und y-Richtung unendlich ausgedehnten Schichten, um transversale Leckverluste zu verhindern. In z-Richtung wurden so viele Schichten angelegt, daß auch bei höheren Energien keine longitudinalen Teilchenverluste auftraten. Es wurden senkrecht zu den Platten Elektronen mit einer Energie von 500 MeV eingeschossen, um die Rechenzeit zu begrenzen. Für eine grobe Festlegung der Cutenergien wurde $AE = 0,6 \text{ MeV}$,

AP = 0,1 MeV gewählt und ECUT und PCUT jeweils gleichzeitig variiert. Abbildung 11 gibt das Verhalten der sichtbaren Energie in Prozent von der Einschußenergie wieder, Abbildung 12 das der Auflösung und Abbildung 13 den Anstieg der für 2000 Schauer benötigten CPU-Minuten einer NORD-500. An den Abbildungen ist zu erkennen, daß sich unterhalb einer Cutenergie von ungefähr 1 MeV keine signifikanten Unterschiede in den physikalischen Größen zeigen, jedoch die verbrauchte CPU-Zeit stark ansteigt. Eine neue (ECUT=PCUT)-Untersuchung mit einem anderen PEGS-Datensatz von AE = 1.0 MeV, AP = 0.3 MeV zeigt ein ähnliches Verhalten. Die Punkte liegen alle in der sichtbaren Energie etwas höher, da PEGS die Subintervalle in $\ln(E-m)$ einteilt und bei anderen Grenzen auch andere lineare Anpassungen erstellt.

Diese Wahl von ECUT = PCUT kann in EGS unter Umständen zu einem Ausführungsfehler führen, da in der Subroutine BREMS die Energie so aufgeteilt werden soll, daß das Elektron zumindest die Ruhemasse und das Bremsquant mindestens PCUT als Energie erhält. Dafür muß das Elektron mindestens die Energie $m_e + PCUT$ beim Eintritt in die Routine haben, was aber nicht geprüft wird. So kann das Programm eine Endlos-Schleife generieren, wenn es bei einem Elektron mit einer etwas zu geringen Energie immer wieder versucht, mit dem Zufallszahlen-Generator die Energie gemäß m_e und PCUT aufzuteilen. Die Energiecuts sind demnach so zu wählen, daß sie sich für Elektronen und Photonen um mindestens die Ruhemasse des Elektrons unterscheiden. Dies ist auch physikalisch sinnvoll, weil in diesem Fall die Teilchen dieselbe kinetische Energie besitzen.

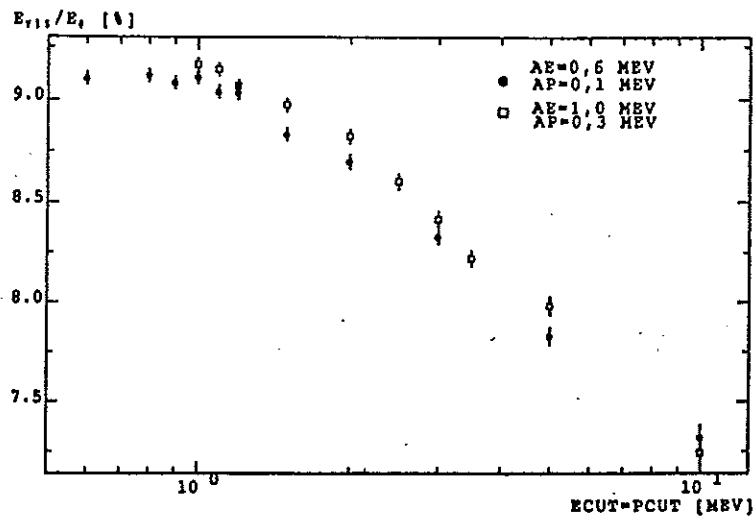


Abbildung 11:
Relativer Anteil der im flüssigen Argon deponierten Energie von der Gesamtenergie
bei Variation der Abschneide-Energien

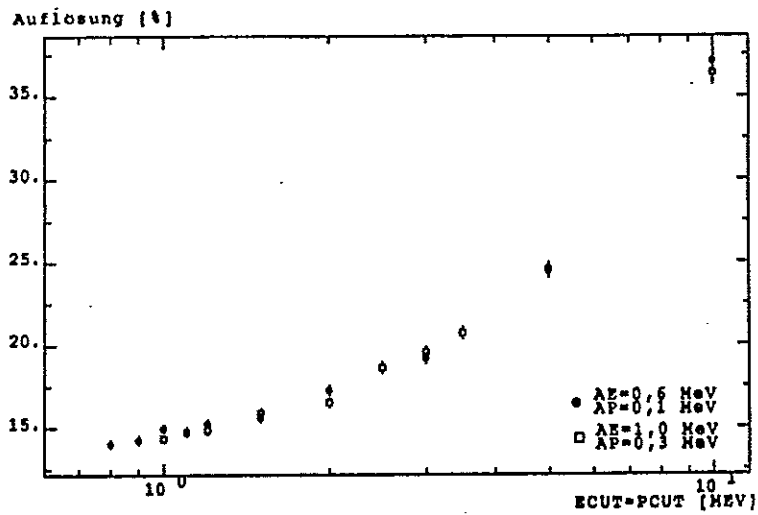


Abbildung 12:
Energieauflösung bei Variation der Abschneide-Energien

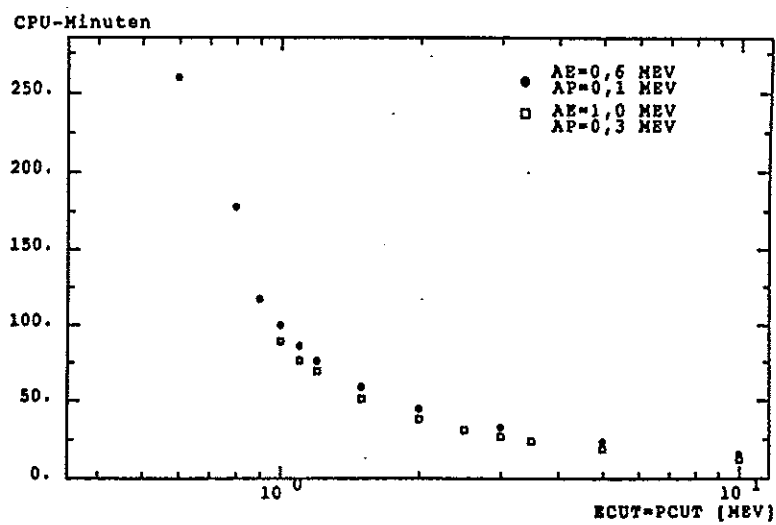


Abbildung 13:
Verbrauch an CPU-Minuten einer NORD-500 für die Berechnung von 2000 Schauern bei
Variation der Abschneide-Energien

Im nächsten Schritt wurde der Photoncut bestimmt. Aufgrund des letzten Ergebnisses werden dafür die Elektroncuts AE und ECUT auf 1 MeV festgelegt. Eine Methode den Photoncut zu bestimmen, ist die Analyse der transversalen Leckverluste. Die laterale Ausbreitung eines Schauers wird von niederenergetischen Photonen bestimmt und ist damit von der Verfolgung dieser Photonen stark abhängig. Als Maß für die laterale Ausdehnung eines Schauers können die transversalen Leckverluste herangezogen werden. Für diese Leakage-Analyse wurde als Geometrie des Detektors ein Quader mit einzelnen Schichten gewählt, dessen Begrenzungen in x-, y- und z-Richtung in etwa denen des Testkalorimeters entsprachen. Aus Abbildung 14 ist erkennbar, daß der Photoncut aufgrund des Verhaltens des transversalen Leakages kleiner gleich 0,4 MeV sein sollte.

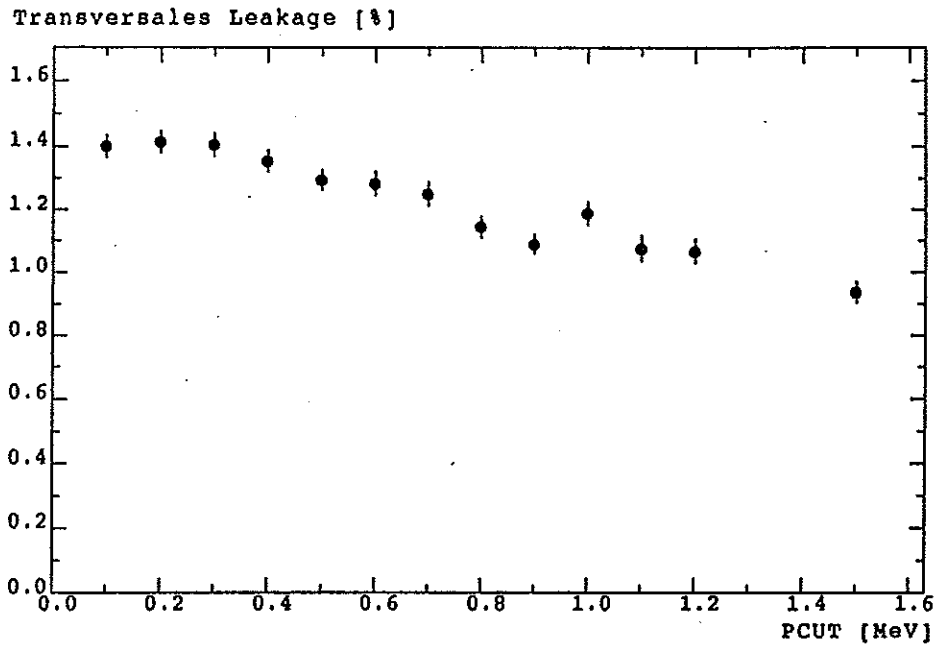


Abbildung 14:
Verhältnis von transversalem Leakage und Einschubenergie bei festem ECUT (1,0MeV) und variierendem PCUT

Die Analyse der im flüssigen Argon deponierten Energie zeigt demgegenüber ein nicht erwartetes Verhalten, das Abbildung 15 verdeutlicht. Die sichtbare Energie sinkt mit kleinerem Photoncut stark ab. Da das G10-Material ungefähr die gleiche Strahlungslänge wie das flüssige Argon hat, zeigt es in Abbildung 16 das gleiche Verhalten der deponierten Energie. So muß die im Blei deponierte Energie für kleine Photoncuts stark ansteigen, was auch in Abbildung 17 erkennbar ist.

Dieses Verhalten kann durch eine Analyse der stattfindenden Wechselwirkungen erklärt werden. Wie zu erwarten war, zeigen die Elektron-/Positron-Wechselwirkungen nur eine starke Abhängigkeit von ECUT, aber nicht von PCUT (Abbildung 18). Diese Abhängigkeit ist durch den Ablauf der Wechselwirkungen erklärbar (Kapitel 4.1.). Bei der Bremsstrahlung zeigt sich nur eine leichte ECUT-Abhängigkeit. Die Abnahme der Anzahl der Bremsstrahlungs-Wechselwirkungen mit steigendem Elektroncut ist durch die kürzere Verfolgung der Elektronen im Schauer erklärbar. Während der Untersuchung der Annihilation wurde festgestellt, daß bei ungleichem AE und ECUT die Anzahl der vernichteten Positronen kleiner ist als die Anzahl der erzeugten Positronen. Sinken die Energien der Positronen unter den ECUT, so werden sie nicht annihiliert, sondern ihre Energie wird wie bei Elektronen lokal deponiert. Dieses Verfahren weicht aber von der Realität ab, in der jedes Positron mit einem Elektron in zwei Photonen annihiliert. Daher sollten bei detaillierteren Untersuchungen AE und ECUT immer gleich gewählt werden. An Abbildung 18 ist die Materialabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte zu erkennen. Bei der Moeller- und der Bhabba-Streuung sind sie proportional zur Elektronendichte des Materials, dagegen bei der Annihilation quadratisch von ihr abhängig. Sichtbar ist auch die Abhängigkeit der Bremsstrahlung von der Strahlungslänge des betrachteten Materials.

Bei den Photon-Wechselwirkungen (Abbildung 19) ist keine ECUT-Abhängigkeit erkennbar, da bei der Paarbildung erst die Elektronen erzeugt werden und für die anderen Wechselwirkungen im Normalfall nur Elektronen aus Atomhüllen zur Verfügung stehen. Das zeigt sich auch in Abbildung 19, in der die Z^2 -Abhängigkeit vom Material bei der Compton-

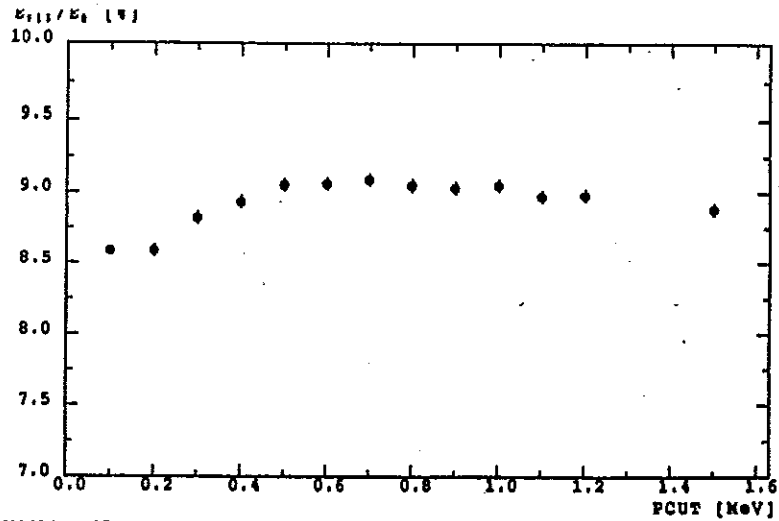


Abbildung 15:
Relativer Anteil der im flüssigen Argon deponierten Energie bei festem ECUT (1,0MeV)

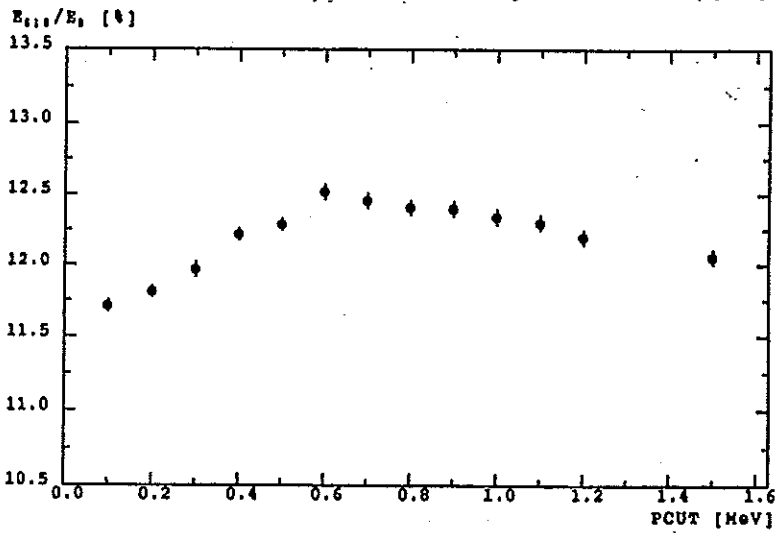


Abbildung 16:
Relativer Anteil der im G10-Material deponierten Energie bei festem ECUT (1,0MeV)
und variierendem PCUT

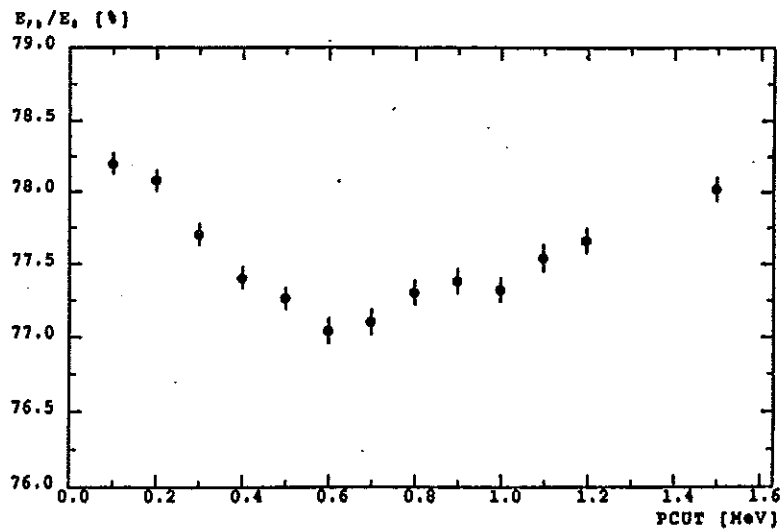


Abbildung 17:
Relativer Anteil der im Blei deponierten Energie bei festem ECUT (1,0MeV) und
variierendem PCUT

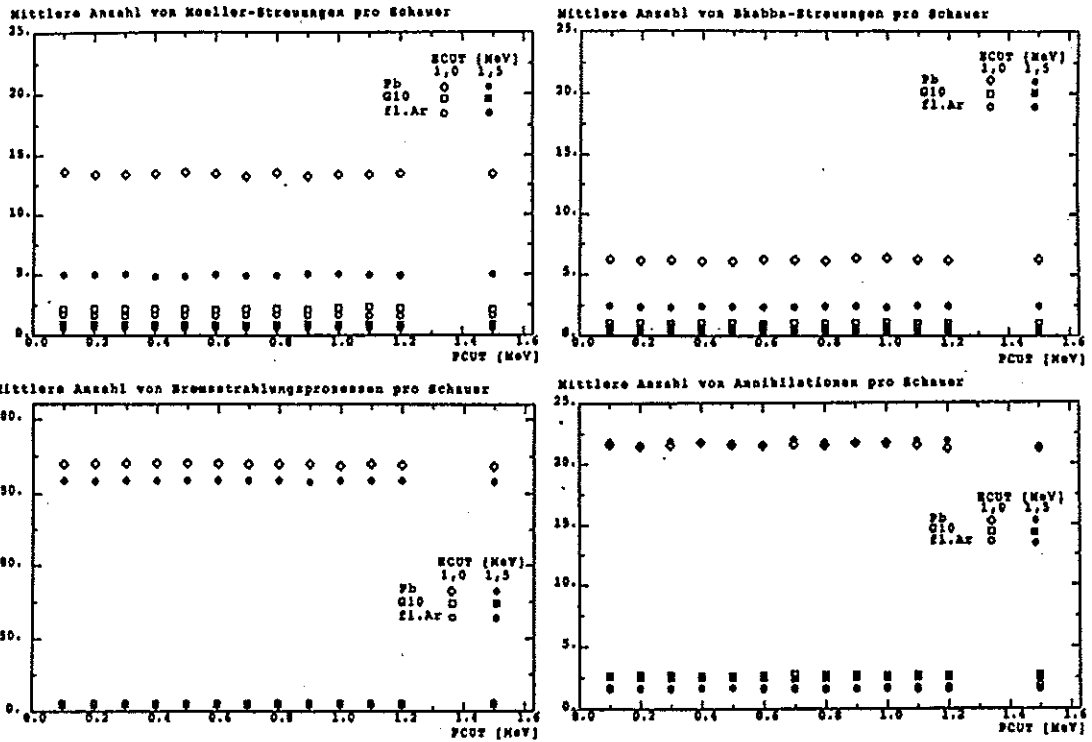


Abbildung 18: Mittlere Anzahl der pro Schauer eines 500 MeV Elektrons auftretenden Elektron-Wechselwirkungen

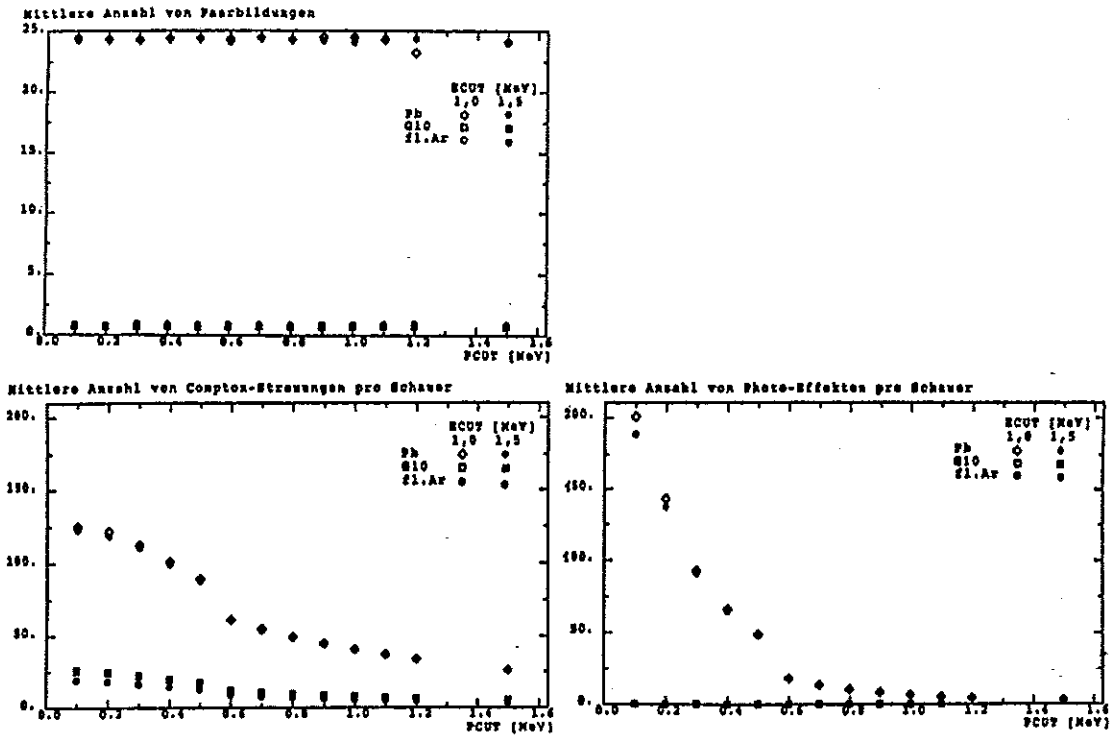


Abbildung 19: Mittlere Anzahl der pro Schauer eines 500 MeV Elektrons auftretenden Photon-Wechselwirkungen

Streuung und die ($Z^4..Z^5$)-Abhängigkeit bei dem Photoeffekt deutlich wird. Die Abhängigkeit der Wechselwirkungen vom Photoncut ist dagegen unterschiedlich. Die Paarbildung wird von PCUT nicht beeinflusst, da diejenigen Photonen, welche von dem Photoncut betroffen sind, eine Energie nahe, bzw. unterhalb der Schwellenenergie besitzen. Bei der Compton-Streuung und dem Photoeffekt ist jedoch die $(1/\omega)$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Energie der Photonen besonders ausgeprägt. Hieraus läßt sich die Erklärung für die mit abnehmendem Photoncut sinkende im flüssigen Argon sichtbare Energie ableiten. Bei kleinerem Photoncut werden die niederenergetischen Photonen weiterverfolgt und können zudem aufgrund des größeren Wirkungsquerschnittes mehr Elektronen durch Compton-Streuung und Photoeffekt freisetzen als bei großem Photoncut. Diese freigesetzten Elektronen haben eine so geringe Energie, daß sie unter den Elektroncut fallen und ihre Energie sofort lokal deponieren. Dieser Mechanismus findet vermehrt im Blei statt, so daß die im Blei deponierte Energie ansteigt. Aufgrund dieser Tatsache werden die Photoncuts AP und PCUT auf 0,1 MeV festgelegt, zumal die benötigte CPU-Zeit (Abbildung 20) nur wenig zunimmt, da Photonen schnell transportiert werden.

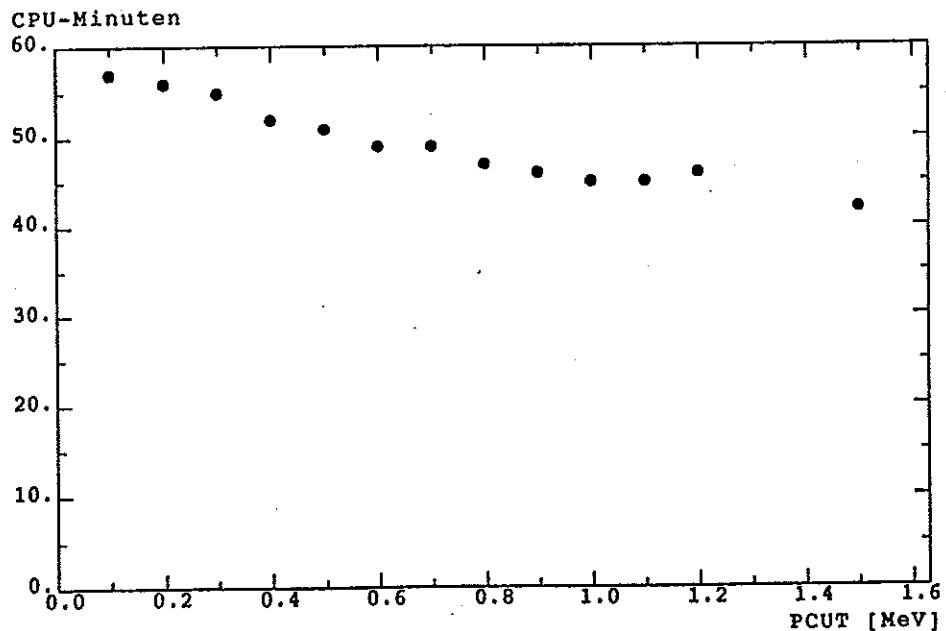


Abbildung 20:
Verbrauch an CPU-Minuten einer NORD-500 für die Berechnung von 1000 Schauern bei festem ECUT (1,0MeV) und variierendem PCUT

Mit diesem Photoncut wurde anschließend eine Untersuchung zur endgültigen Festlegung des Elektroncuts durchgeführt. In Abbildung 21 ist erkennbar, daß die sichtbare Energie bei festgelegtem Photoncut schon bei relativ großen Elektroncuts keine signifikanten Unterschiede zeigt. Dieses Verhalten ist wieder durch die Wechselwirkungen zu erklären. Die Wechselwirkungen, welche stark von ECUT und AE abhängen, sind die Moeller- und die Bhabba-Streuung. Diese Streuprozesse ändern jedoch kaum etwas an den deponierten Energien, da sie nur unter Elektronen und Positronen stattfinden, welche in jedem Fall ihre Energie deponieren, egal ob sie gestreut wurden oder nicht. Hinzu kommt, daß die Anzahl der Elektron-Wechselwirkungen um einen Faktor 10 kleiner ist als die Anzahl der Photon-Wechselwirkungen. In Abbildung 22 ist das Verhalten der Auflösung bei variierendem ECUT dargestellt. Hier deutet sich ein Einpendeln bei kleinen Cutenergien an. Abbildung 23 zeigt den steigenden Rechenzeitverbrauch mit sinkendem ECUT. Er ist bedingt durch die steigende Anzahl der Wechselwirkungen und insbesondere durch die längere Teilchenverfolgung, da bei jedem Transportschritt eines Elektrons auch die Vielfach-Streuung berechnet werden muß. In Anbetracht der konstanten Energiedeposition und des stark ansteigenden Rechenzeitverbrauches wird der Elektroncut auf 1,5 MeV festgelegt.

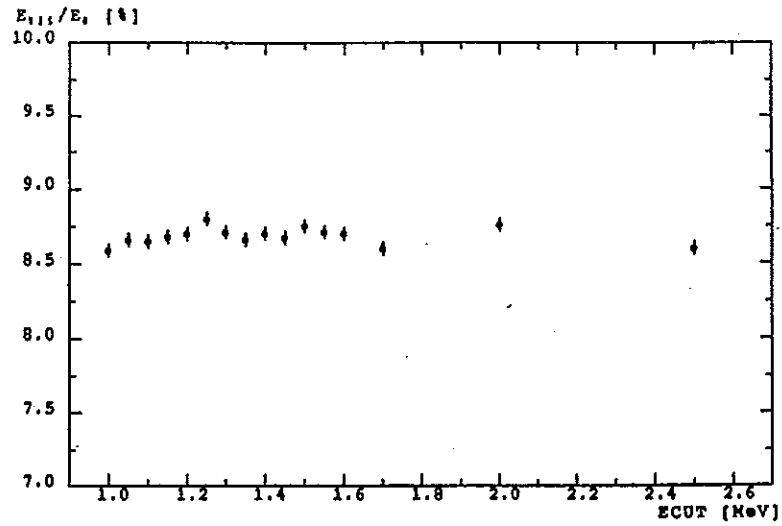


Abbildung 21:
Relativer Anteil der im flüssigen Argon deponierten Energie bei festem PCUT (0,1MeV)
und variierendem ECUT

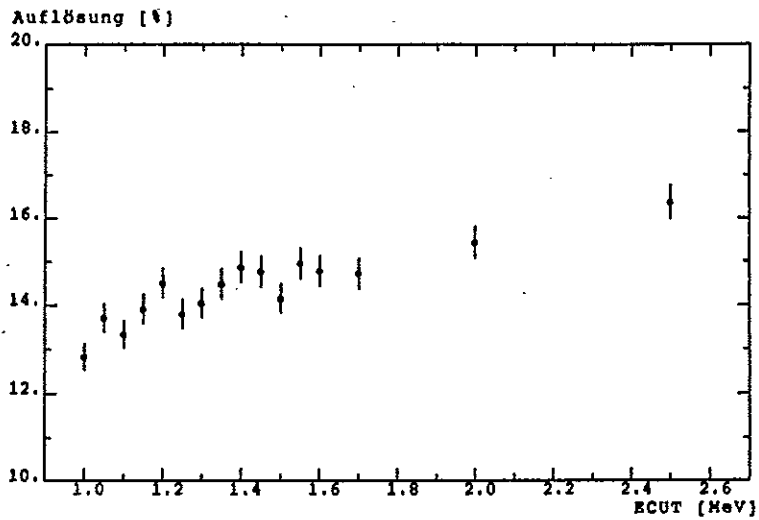


Abbildung 22:
Energieauflösung bei festem PCUT (0,1MeV) und variierendem ECUT

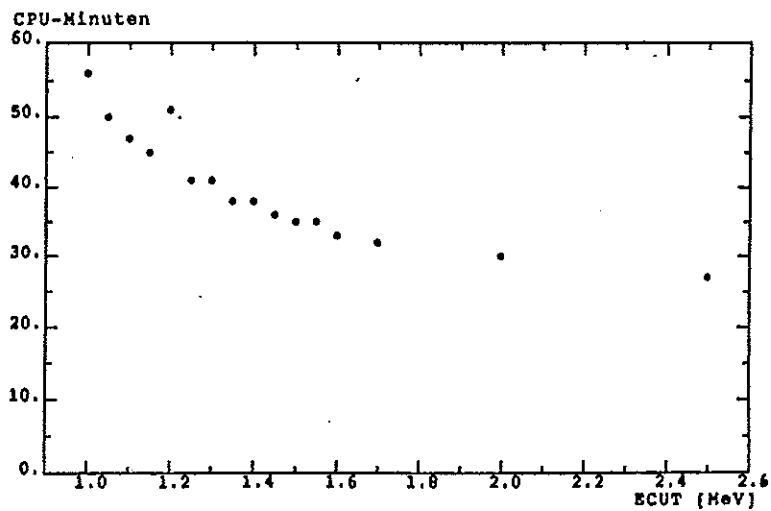


Abbildung 23:
Verbrauch an CPU-Minuten einer NORD-500 für die Berechnung von 1000 Schauern bei
festem PCUT (0,1MeV) und variierendem ECUT

In einem abschließendem Schritt wurde untersucht, ob die gewählten Cuts auch auf höhere Einschuß-Energien anwendbar sind. Ausgewählt wurden vier Kombinationen von Cutenergien:

ECUT	PCUT
1.0 MeV	0.1 MeV
1.5 MeV	0.1 MeV
1.5 MeV	0.5 MeV
2.0 MeV	0.1 MeV

Die Einschußenergien variierten zwischen 0,1 und 10 GeV. Die Ergebnisse zeigen die Abbildungen 24, 25 und 26. Sie bestätigen die gewählten Cuts. In Abbildung 24 erkennt man einen erhöhten Wert für die sichtbare Energie bei kleinen Einschußenergien. Dies ist dadurch zu begründen, daß wieder senkrecht in die Mitte des Quader-Detektors eingeschossen wurde und das einfallende Teilchen den größten Teil seiner Energie gleich in der Eintrittsschicht deponierte, die in diesem Fall flüssiges Argon war. In dieser Abbildung ist außerdem eine deutliche Erhöhung der sichtbaren Energie bei zu großem Photoncut zu sehen. Dadurch sind die Werte für die Auflösung in Abbildung 25 niedriger als für die anderen Cuts. Hier zeigt sich auch, daß ein zu großer Elektroncut Auflösungen mit sich bringt, die zu hoch liegen. Ein signifikanter Unterschied der Auflösungen für die beiden Elektroncuts 1,0 MeV und 1,5 MeV bei gleichem Photoncut von 0,1 MeV läßt sich dagegen nicht feststellen. Aus Abbildung 26 kann man ablesen, daß die benötigte CPU-Zeit bei festen Cuts linear mit der Einschußenergie steigt.

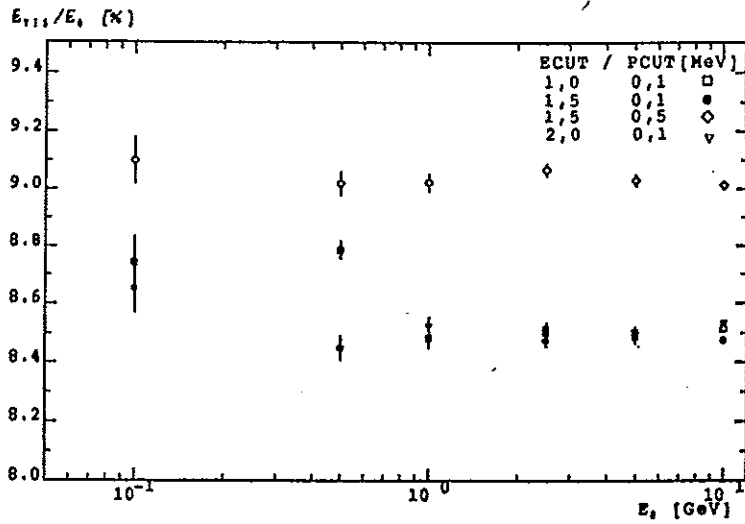


Abbildung 24:
 Relativer Anteil der im flüssigen Argon deponierten Energie bei verschiedenen Kombinationen der Abschneide-Energien und unterschiedlichen Einschüßenergien E_0

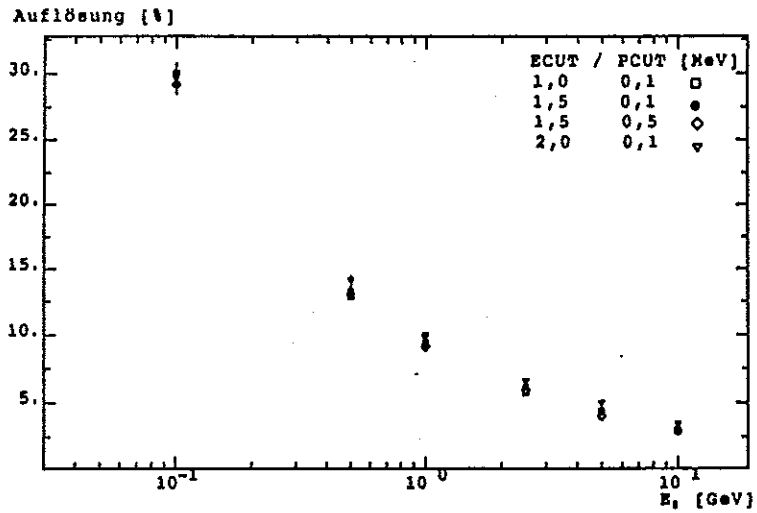


Abbildung 25:
 Energieauflösung bei verschiedenen Kombinationen der Abschneide-Energien und unterschiedlichen Einschüßenergien E_0

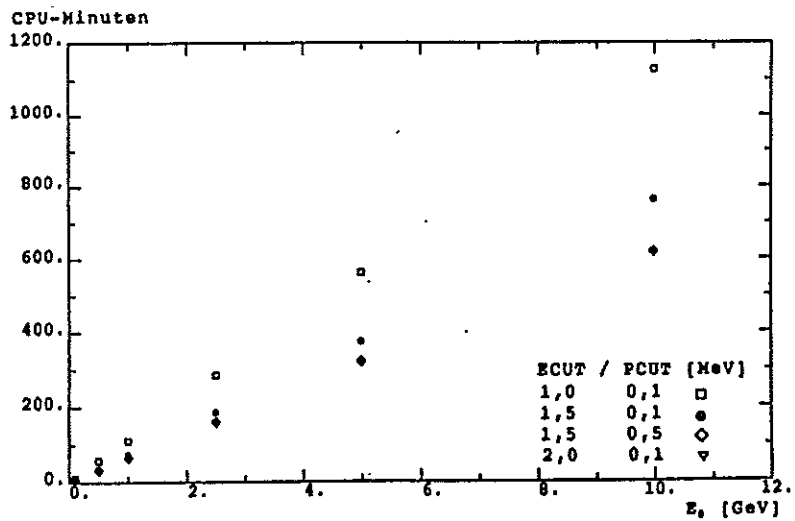


Abbildung 26:
 Verbrauch an CPU-Minuten einer NORD-500 für die Berechnung von 1000 Schauern bei verschiedenen Kombinationen der Abschneide-Energien und unterschiedlichen Einschüßenergien E_0

Bei dieser ausführlichen Untersuchung wurde deutlich, daß zu Beginn einer Optimierung der Abschneide-Energien zunächst der Photoncut und anschließend der Elektroncut festgelegt werden sollte. Als wichtige Größe stellte sich hierbei die sichtbare Energie heraus, weil sie sehr stark von den stattfindenden Wechselwirkungen abhängt.

5. Ergebnisse der Simulationsrechnungen

5.1. Optimierung der Hochspannungsversorgung

Für die Versorgung des Testkalorimeters mit Hochspannung stehen insgesamt acht HV-Leitungen zur Verfügung. Die 58 Hochspannungsplatten, bzw. 116 Hochspannungsseiten, welche das zur Ladungssammlung notwendige elektrische Feld im Einzelgap aufbauen sollen, können anhand verschiedener Verteilungsmodelle mit diesen acht Hochspannungsversorgungsleitungen verbunden werden. Entscheidungskriterium für oder gegen ein Verteilungsmodell ist die Größe der Störung, die eine defekte HV-Leitung im Schauersignal verursacht.

Zur Klärung dieser Frage wurde ein Datensatz mit Schauersignalen von 5 GeV Elektronen erstellt, die gleichverteilt in den zweiten Kanal, d. h. in den Bereich zwischen dem 12. und 26. Auslesegap, in das Kalorimeter eintraten. In der anschließenden Untersuchung wurde in den verschiedenen Verteilungsmodellen jeweils eine der acht HV-Versorgungsleitungen als defekt betrachtet und die mit dieser defekten HV-Leitung verbundenen Gaps in der Aufsummation der deponierten Energien nicht berücksichtigt.

5.1.1. Die Verteilungsmodelle

In dem Plattenstapel des Testmoduls wechseln sich die Hochspannungsplatten und die Ausleseplatten ab, so daß jedes der 116 Gaps von einer Seite durch eine Platte mit Erdpotential und von der anderen Seite durch eine Platte mit Hochspannung begrenzt wird (Abbildung 36, Kapitel 5.2.). Von den vielen Variationsmöglichkeiten diese Hochspannungsplatten mit den acht HV-Leitungen zu verbinden wurden für die Untersuchung vier Verteilungsmodelle ausgewählt. Sie sind in Abbildung 27 schematisiert wiedergegeben. Es wurde dabei auf die Darstellung der Ausleseplatten, die zwischen den Hochspannungsplatten liegen der Übersicht halber verzichtet.

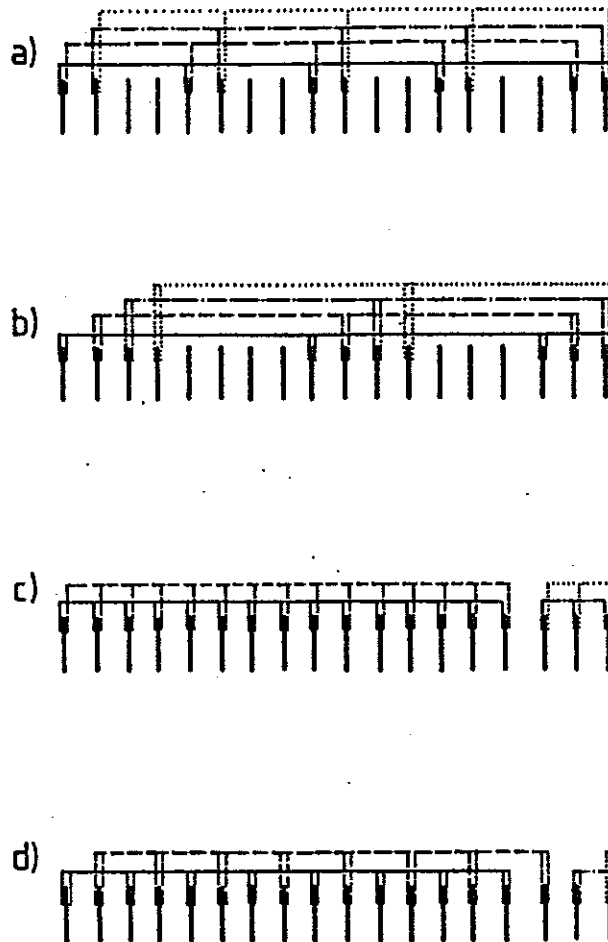


Abbildung 27:

Schematische Darstellung der verschiedenen Verteilungsmodelle für die Hochspannungsversorgung des Testkalorimeters. Die Ausleseplatten zwischen den Hochspannungsplatten sind nicht eingezeichnet.

In dem Verteilungsmodell a) wechseln sich die acht Versorgungsleitungen nach jedem Gap ab, so daß die Seiten der Hochspannungsplatten nacheinander mit einer anderen Leitung verbunden sind. Nach jeweils acht Gaps, bzw. HV-Seiten, wiederholt sich die Reihenfolge in den Leitungen. Damit ist jede achte Seite einer Hochspannungsplatte mit der gleichen Versorgungsleitung verbunden. Dieses ist die feinstmögliche Verteilung.

Einer anderen Philosophie folgt die Verteilung c). Hier sind die insgesamt 116 HV-Seiten in vier Bereiche aufgeteilt, in denen sich jeweils zwei Versorgungsleitungen abwechseln. Fällt in diesem Verteilungsschema eine HV-Leitung aus, so betrifft dies nur einen der vier Detektorbereiche. Da es mechanisch einfacher ist, die Versorgungsleitungen plattenweise statt seitenweise zu wechseln, wurden beide Verteilungsschemata auch auf Plattenebene in den Modellen b) und d) realisiert und untersucht.

5.1.2. Auswirkungen einer defekten Hochspannungsleitung auf den Schauernachweis

Abbildung 28 verdeutlicht die Störung des Schauersignales, wenn bei den Verteilungen nach Modell a) und c) eine Hochspannungsleitung ausfällt. Dargestellt werden in dieser Abbildung:

- das ungestörte Schauersignal, welches durch eine Gaußverteilung mit einem Mittelwert von 416,7 MeV und einer Standardabweichung von 18,47 MeV approximiert wird
- Verteilungen für das gestörte Schauersignal, wenn im Modell a) die erste oder die zweite HV-Leitung defekt ist. Für alle anderen Versorgungsleitungen ergeben sich ähnliche Verteilungen, da die nicht auslesbaren Gaps gleichverteilt im Detektor liegen.
- Verteilungen für das gestörte Schauersignal, wenn im Modell c) die erste oder die zweite HV-Leitung defekt ist, was eine Beeinträchtigung der Detektorfunktion im ersten Teilbereich bedeutet. Da die 5 GeV Elektronen in den zweiten Kanal eingeschossen wurden, verteilen sich die deponierten Energien auf die Gaps der ersten Hälfte des Detektors (Abbildung 29). Damit zeigen die Verteilungen des Schauersignales eine große Störung für die defekten HV-Leitungen 1 bis 4, aber keine Beeinträchtigung für die defekten HV-Leitungen 5 bis 8.

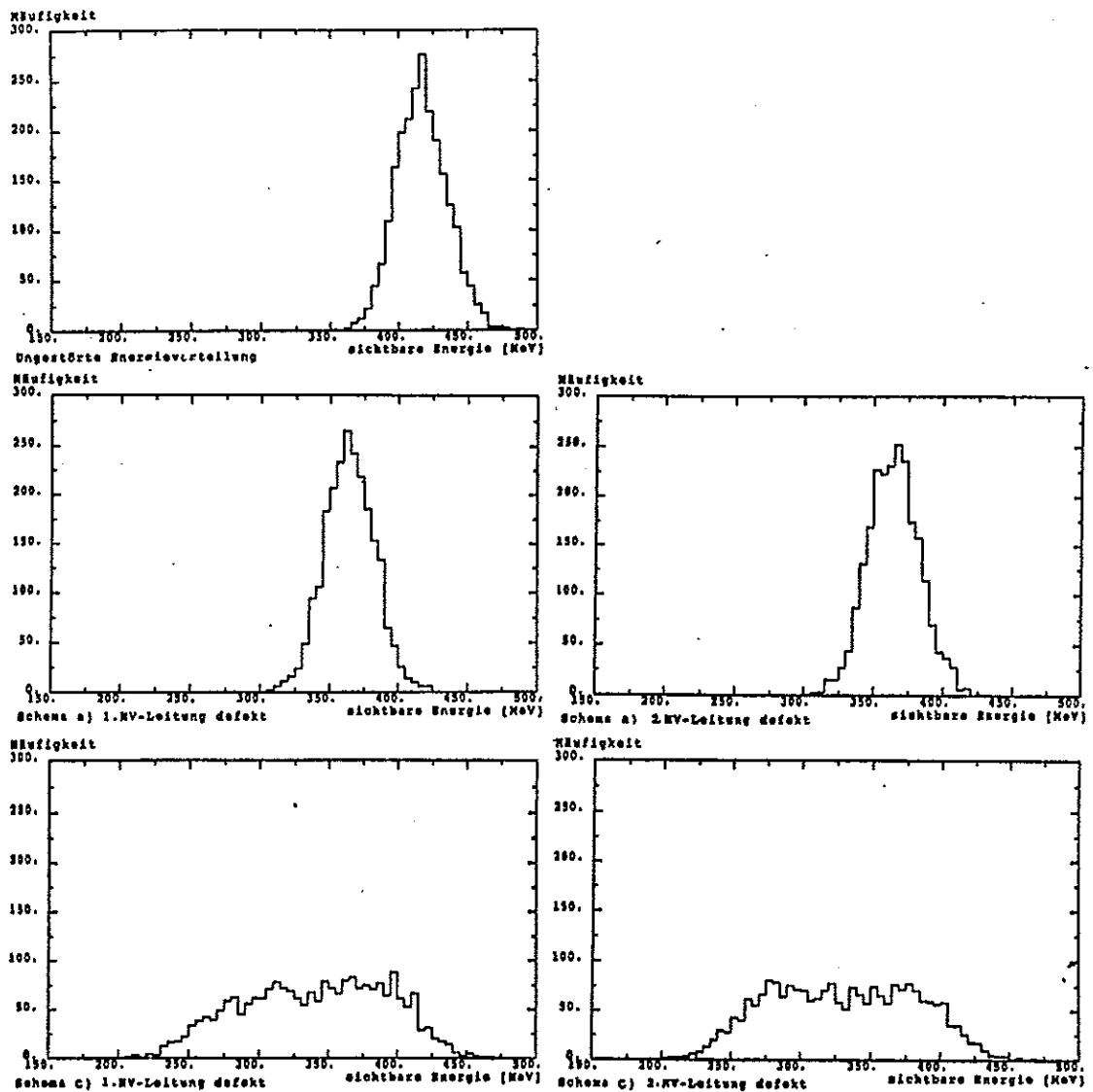


Abbildung 28:

Verteilungen der sichtbaren Energie für:

- das ungestörte Testkalorimeter (oben)
- das Testkalorimeter mit dem Versorgungsschema a) und defekter 1. und 2. HV-Leitung (Mitte)
- das Testkalorimeter mit dem Versorgungsschema c) und defekter 1. und 2. HV-Leitung (unten)

Für die Verteilungen b) und d) ergeben sich gleichartige Störungen. Da hier jedoch immer zwei benachbarte Gaps einer Hochspannungsplatte von einer defekten Versorgungsleitung betroffen sind, zeigt die Energieverteilung für das Schema b) eine größere Standardabweichung.

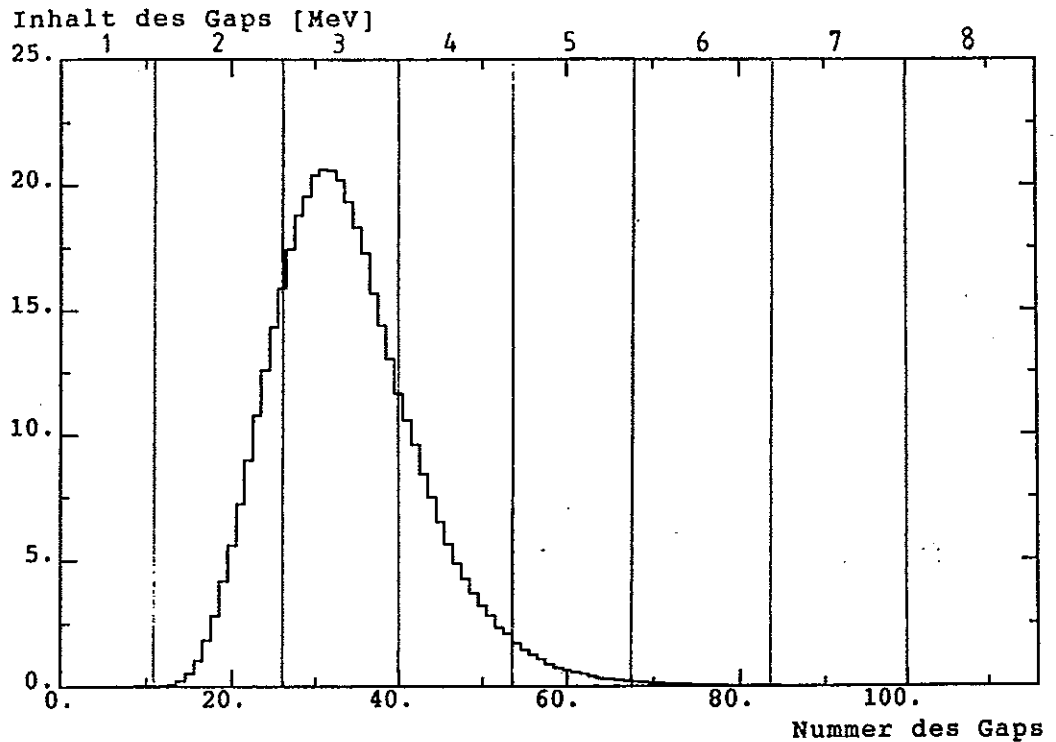


Abbildung 29:

Deponierte Energie für jedes der 116 Gaps. Die Einteilung der Gaps in die acht Kanäle wurde mit den Linien angedeutet und die Nummer des Kanals über dem Histogramm vermerkt.

Alle Ergebnisse für die Verteilungen der deponierten Energie werden in Abbildung 30 zusammenfassend dargestellt. Eingezeichnet sind für alle Schemata der Mittelwert und als Fehlerbalken die Standardabweichung in MeV der gestörten Energieverteilungen, wenn die Versorgungsleitungen 1 bis 8 nacheinander ausgeschaltet werden. Zum Vergleich wurde unter 9 das ungestörte Schauersignal eingetragen.

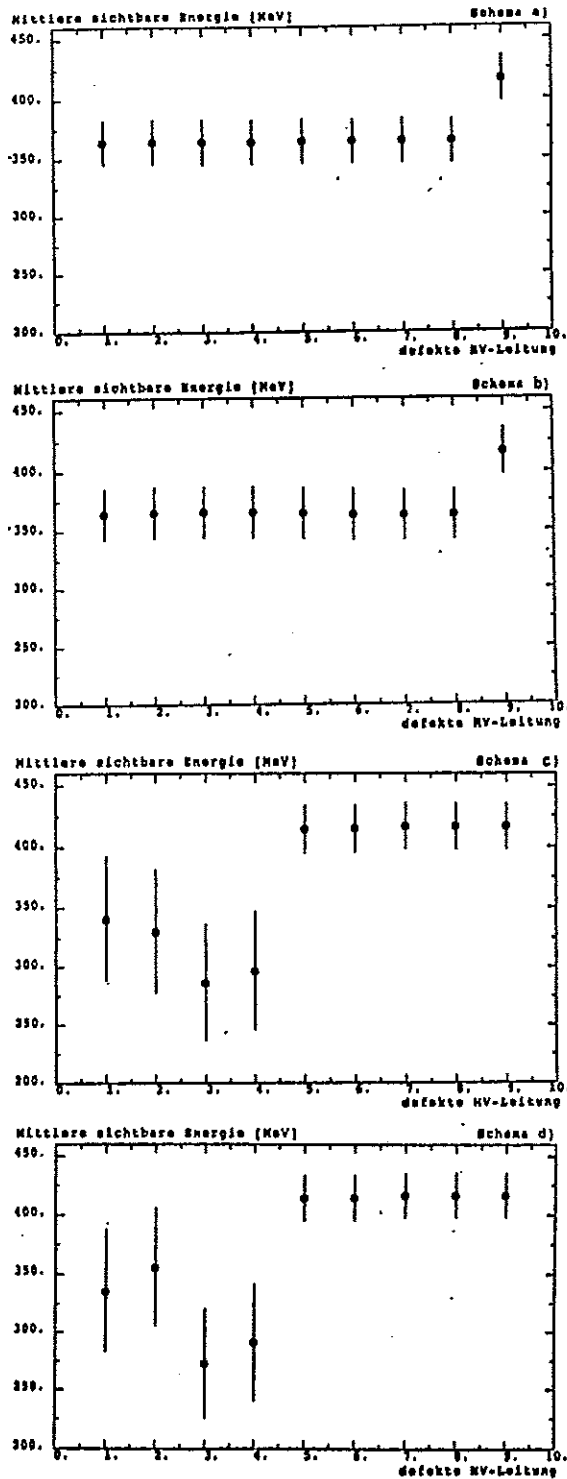


Abbildung 30:
Mittlere sichtbare Energie für jede defekte Versorgungsleitung und alle Verteilungsschemata. Unter der Nummer der jeweiligen defekten Versorgungsleitung wurde der Mittelwert der sichtbaren Energie und als Fehlerbalken die Standardabweichung eingetragen. Unter Nr. 9 sind die Werte der ungestörten Verteilung eingetragen.

5.1.3. Korrektur 0.Ordnung des gestörten Schauersignals

Die einfachste Korrektur ergibt sich durch die Multiplikation der gesehenen Energie mit einem einzigen Faktor, der für alle Kanäle den gleichen Wert hat. Eine solche Korrektur ist für die Auslegung eines Triggers sehr vorteilhaft, weil dieser schnell anhand der gemessenen Pulse entscheiden muß, ob das Ereignis weggeschrieben werden soll oder nicht. Die Korrektur mit einem einfachen Faktor ist jedoch nur in den Fällen a) und b) möglich und sinnvoll, weil die Auslese als homogen über den Detektor verteilt angenähert werden kann. Anders ist es bei den Verteilungsmodellen c) und d). Hier kann eine solche Korrektur erst dann funktionieren, wenn man weiß, ob sich der Schauer in einem defekten Detektorbereich entwickelt.

In dieser Untersuchung wird die Störung des Signales analysiert, wenn eine der acht Versorgungsleitungen ausfällt. Sind die Versorgungsleitungen homogen über den Detektor verteilt, so würde durch den Ausfall einer HV-Leitung das Signal um $1/8$ kleiner. Man muß daher das gestörte Signal durch 7 dividieren und anschließend mit 8 multiplizieren, um die Originalgröße des Signals zu erhalten. Der Korrekturfaktor ergibt sich also zu $8/7$.

Die folgende Tabelle verdeutlicht das Ergebnis einer solchen Korrektur. In der ersten Spalte wurde über alle gestörten Verteilungen gemittelt. An dieser Tabelle ist klar abzulesen, daß eine Korrektur mit einem einfachen Faktor nur für das Verteilungsmodell a) in Frage kommt, um die Verschlechterung der Auflösung durch eine defekte Versorgungsleitung in Grenzen zu halten.

Tabelle 4: Ergebnisse der Korrektur 0. Ordnung für eine defekte Hochspannungsversorgungsleitung

Mit dem ungestörten Detektor ergibt sich:

$$E = 416,7 \text{ MeV}$$

$$\sigma = 18,47 \text{ MeV}$$

$$\sigma/E = 4,43 \%$$

Schema	mittlere Verteilung	Korrektur mit 8/7
a)	$\langle E \rangle = 364,6 \text{ MeV}$ $\langle \sigma \rangle = 18,2 \text{ MeV}$ $\langle \sigma/E \rangle = 4,99 \%$	$\langle E_K \rangle = 416,7 \text{ MeV}$ $\langle \sigma_K \rangle = 20,8 \text{ MeV}$ $\langle \sigma_K/E_K \rangle = 4,99 \%$
b)	$\langle E \rangle = 364,6 \text{ MeV}$ $\langle \sigma \rangle = 20,9 \text{ MeV}$ $\langle \sigma/E \rangle = 5,73 \%$	$\langle E_K \rangle = 416,7 \text{ MeV}$ $\langle \sigma_K \rangle = 23,9 \text{ MeV}$ $\langle \sigma_K/E_K \rangle = 5,73 \%$
c)	$\langle E \rangle = 313,5 \text{ MeV}$ $\langle \sigma \rangle = 50,5 \text{ MeV}$ $\langle \sigma/E \rangle = 16,1 \%$	<hr/> eine Korrektur ist nur in 50% aller Fälle notwendig
d)	$\langle E \rangle = 313,8 \text{ MeV}$ $\langle \sigma \rangle = 49,7 \text{ MeV}$ $\langle \sigma/E \rangle = 15,8 \%$	

5.1.4. Korrektur 1.Ordnung des gestörten Schauersignals

In dem nächst besseren Korrekturverfahren ohne Berücksichtigung des Schauerprofils und des Einschußpunktes wird die gesehene Energie für alle Kanäle, so wie sie in Tabelle 5 definiert sind, einzeln korrigiert. Der Korrekturfaktor für jeden Kanal und jede defekte Versorgungsleitung berechnet sich dann aus dem Quotienten der Anzahl der vorhandenen Gaps in einem Kanal und der Anzahl der noch verbleibenden aktiven Gaps, wenn die betrachtete Versorgungsleitung defekt ist:

$$FKORR_{IJ} = \frac{NG_I}{NG_I - NHV_J}$$

mit NG_I = Anzahl der Gaps im Kanal I

NHV_J = Anzahl der Gaps, die im Kanal I mit der HV-Leitung J verbunden sind

Die folgenden Tabellen enthalten als Beispiel das Belegungsschema der einzelnen Gaps der Verteilung a) und die sich daraus ergebenden Korrekturfaktoren pro Kanal und defekter HV-Leitung. Aus der Tabelle 5 kann man die Zuordnung der einzelnen Gaps zu den Kanälen und zu den HV-Leitungen entnehmen. Die Tabelle 6 zeigt für jeden Kanal und jede defekte HV-Leitung den nach obiger Formel berechneten Korrekturfaktor.

Tabelle 5: Verteilung der Gaps auf die Kanäle und HV-Leitungen

Kanal	1	2	3	4	5	6	7	8
HV								
1	1 9	17 25	33	41 49	57 65	73 81	89 97	105 113
2	2 10	18 26	34	42 50	58 66	74 82	90 98	106 114
3	3 11	19	27 35	43 51	59 67	75 83	91 99	107 115
4	4 12	20	28 36	44 52	60 68	76 84	92 100	108 116
5	5	13 21	29 37	45 53	61 69	77 85	93 101	109
6	6	14 22	30 38	46 54	62 70	78 86	94 102	110
7	7	15 23	31 39	47 55	63 71	79 87	95 103	111
8	8	16 24	32 40	48 56	64 72	80 88	96 104	112

Tabelle 6: Korrekturfaktoren für jeden Kanal und jede HV-Leitung

Kanal	1	2	3	4	5	6	7	8
HV								
1	1,2	1,167	1,077	1,167	1,167	1,143	1,143	1,143
2	1,2	1,167	1,077	1,167	1,167	1,143	1,143	1,143
3	1,2	1,077	1,167	1,167	1,167	1,143	1,143	1,143
4	1,2	1,077	1,167	1,167	1,167	1,143	1,143	1,143
5	1,091	1,167	1,167	1,167	1,077	1,143	1,143	1,143
6	1,091	1,167	1,167	1,167	1,077	1,143	1,143	1,143
7	1,091	1,167	1,167	1,077	1,167	1,143	1,143	1,143
8	1,091	1,167	1,167	1,077	1,167	1,143	1,143	1,143

Abbildung 31 zeigt die Kanalinhaltelinks unkorrigiert und rechts korrigiert für jedes der vier Verteilungsschemata. Die Histogramme sind folgendermaßen zu lesen. Jeder Balken stellt einen Kanal dar. In jedem Kanalbereich wurden als erstes die gestörten Signale von jeder defekten Versorgungsleitung unter 1-8 nacheinander und als letztes unter 0 das ungestörte Signal eingetragen. Die rechte Seite eines Balkens ist demnach der Maßstab für den gesamten Kanal.

Die Stufenkonturen eines jeden Kanalbalkens lassen sich anhand der Belegungsschemata und des in Abbildung 29 gezeigten Schauerprofils erklären. Betrachtet man im Verteilungsschema a) die unkorrigierten Inhalte des zweiten Kanals, so ist der starke Einbruch in der gesehenen Energie für die defekten Versorgungsleitungen 1 und 2 dadurch zu begründen, daß laut Belegungsschema diese HV-Leitungen zweimal im Kanal vertreten sind und gleich zwei Gaps inaktivieren. Diese Gaps liegen im ersten Drittel und ganz am Ende des steilen Anstiegs des Schauerprofils im zweiten Kanal (Abbildung 29). Die beiden folgenden Einträge für die 3. und 4. Versorgungsleitung zeigen eine kleinere Beeinträchtigung des Signals, da sie nach dem Belegungsschema nur das elektrische Feld für ein Gap in der Mitte des zweiten Kanals liefern.

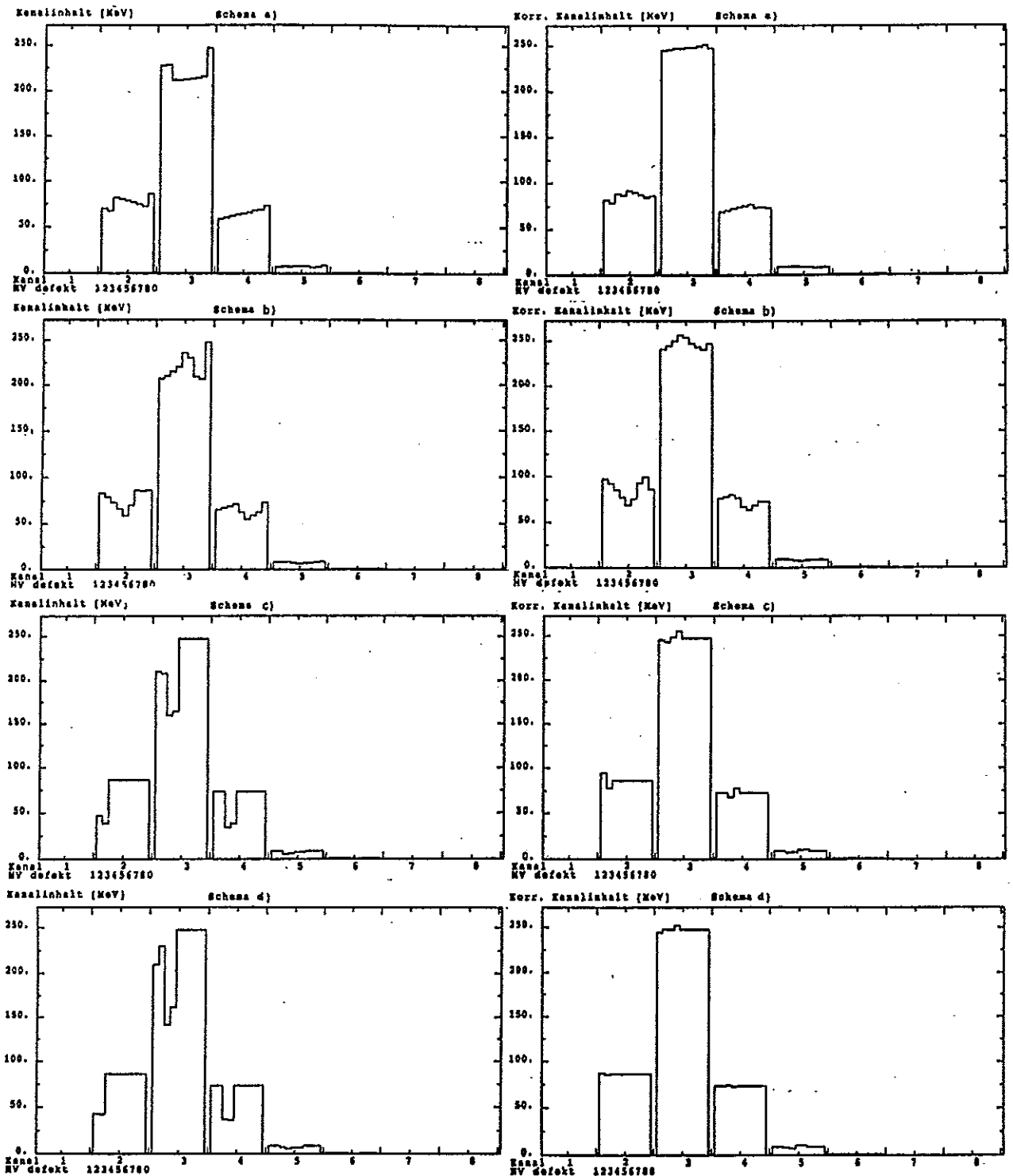


Abbildung 31:
Energieinhalte von jedem Kanal für jede defekte HV-Leitung und jedes Verteilungsschema. Links befinden sich die unkorrigierten Werte und rechts zum Vergleich die korrigierten Kanalinhalt. Jeder Balken stellt einen Kanal dar. Die Stufenkonturen eines Balkens ergeben sich durch die gestörten, bzw. korrigierten Kanalinhalt, wenn nacheinander die Versorgungsleitungen 1-8 als defekt angenommen werden. Als letztes unter 0 wurde als Maßstab das jeweilige ungestörte Signal eingetragen.

Die Signale für die folgenden Versorgungsleitungen zeigen anschließend eine fallende Tendenz. Sie aktivieren wieder zwei Gaps, eines im ersten Drittel und eines im letzten Drittel des Schauerprofils. Diese Gaps rücken mit steigender Nummer der HV-Leitung in den Anstieg des Schauerprofils hinein, so daß die bei einer defekten Versorgungsleitung im zweiten Kanal gesehene Energie immer weiter absinkt.

An den korrigierten Kanalgehalten kann man erkennen, daß es aufgrund des Schauerprofils sowohl zu Unter- wie auch zu Überkompensationen kommen kann. Das angewendete Korrekturverfahren geht davon aus, daß die Energieverteilung in den Gaps eines Kanals gleichmäßig ist. Unterkompensationen entstehen, wenn die durch eine defekte Versorgungsleitung inaktivierten Gaps viel Energie enthalten (Verteilungsschema a) 1. und 2. HV-Leitung im zweiten Kanal). Dann reicht der Korrekturfaktor nicht aus, um die Energie auf den Sollwert zu korrigieren. Analog ergibt sich eine Überkompensation in dem Fall von inaktivierten Gaps, welche wenig Energie sehen.

Illustriert werden diese Über- und Unterkompensationen durch die Abbildung 32, in welcher die relative Differenz zum Soll-Kanalwert im unkorrigierten und im korrigierten Fall für alle Verteilungen nach dem erklärten Verfahren eingetragen wurden.

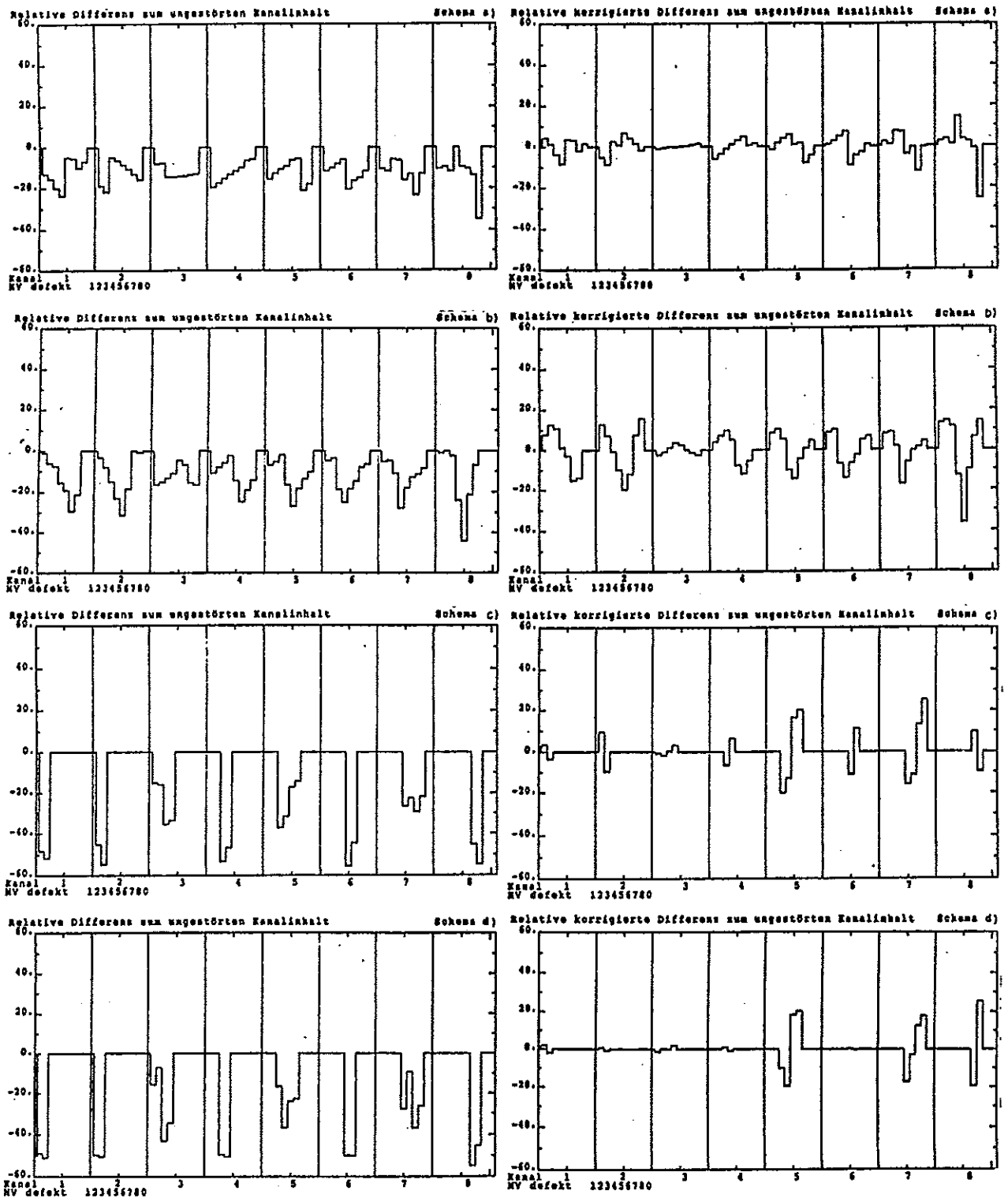


Abbildung 32:

Differenz vom gestörten Kanalinhalt zum ungestörten Kanalinhalt ausgedrückt in Prozent von diesem. Links befinden sich die unkorrigierten Werte und rechts die korrigierten. Für jeden Kanal wurden nacheinander die Versorgungsleitungen als defekt angenommen und die sich ergebende relative Differenz unter der Nummer der Versorgungsleitung eingetragen.

Abbildung 33 enthält zum einen das ungestörte Signal und zum anderen jeweils zwei Beispiele der korrigierten Energieverteilung für die Schemata a) und c), deren unkorrigierten Verteilungen in Abbildung 28 zu sehen waren.

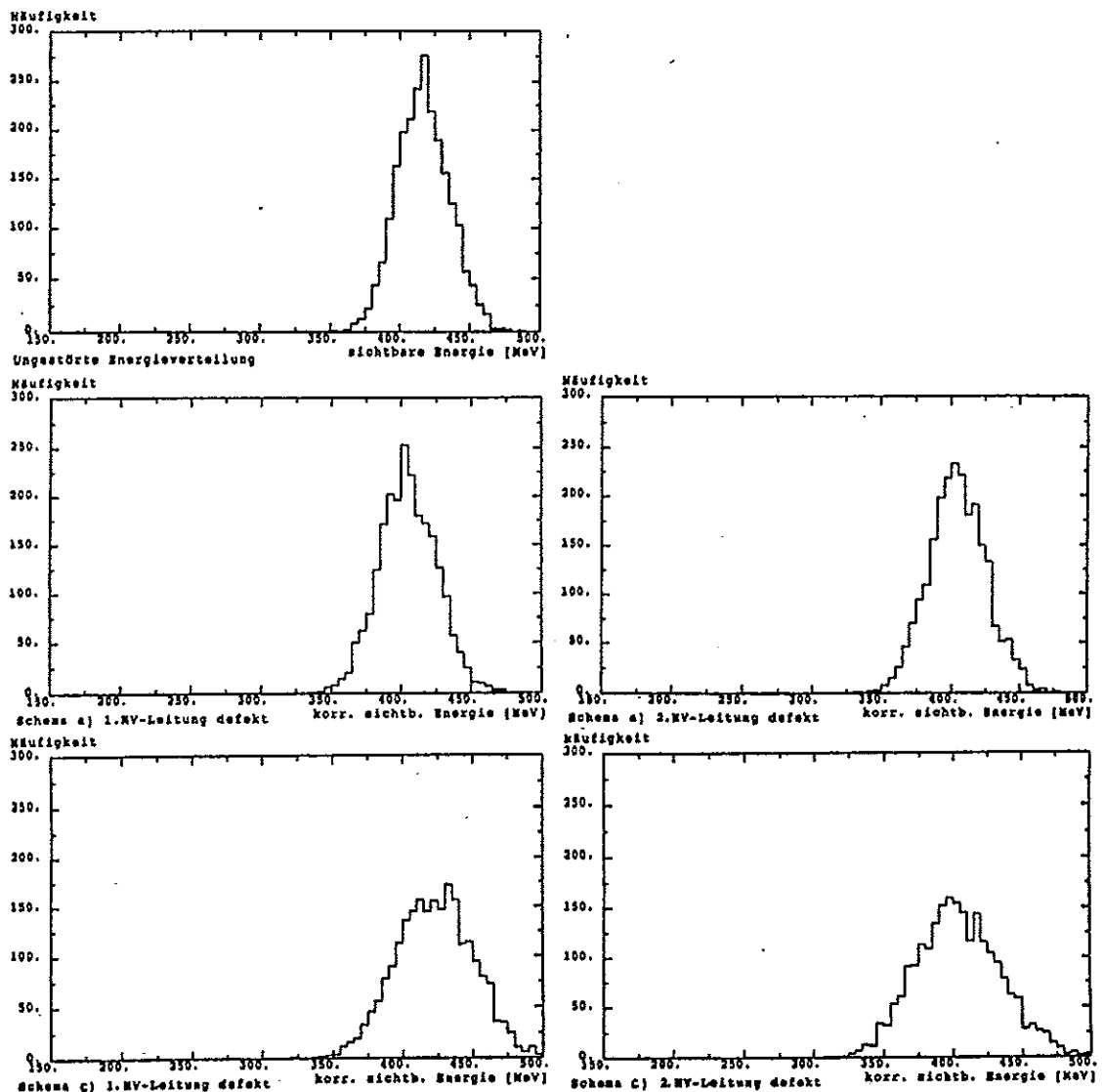


Abbildung 33:
Verteilungen der korrigierten sichtbaren Energie für:
- das ungestörte Testkalorimeter (oben)
- das Testkalorimeter mit dem Versorgungsschema a) und defekter 1. und 2. HV-Leitung
- das Testkalorimeter mit dem Versorgungsschema c) und defekter 1. und 2. HV-Leitung

Eine zusammenfassende Darstellung der Korrekturergebnisse bietet Abbildung 34. Hier wurden für die vier Verteilungsschemata von den korrigierten Energieverteilungen die Mittelwerte und als Fehlerbalken die Standardabweichungen für jede defekte HV-Leitung und zuletzt unter Nummer 9 das ungestörte Signal als Maßstab eingetragen.

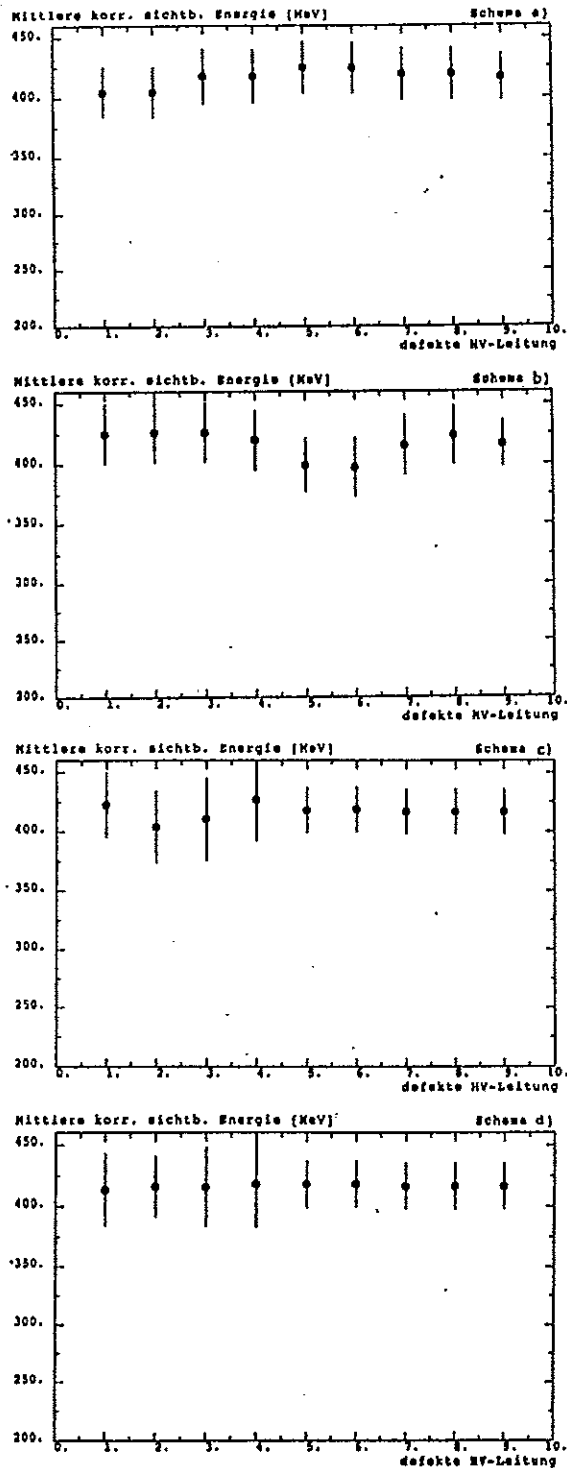


Abbildung 34:
Mittlere korrigierte sichtbare Energie für jede defekte Versorgungsleitung und alle Verteilungsschemata. Unter der Nummer der jeweiligen defekten Versorgungsleitung wurde der Mittelwert der korrigierten sichtbaren Energie und als Fehlerbalken die Standardabweichung eingetragen. Nr. 9 enthält die Werte der ungestörten Verteilung.

5.1.5. Vergleich der Korrekturverfahren

Einen Überblick über die gesamten Resultate bietet die Tabelle 7, in der für alle Versorgungsschemata die Mittelwerte und die Standardabweichungen der Energieverteilungen mit ihren Fehlern angegeben werden :

Tabelle 7: Zusammenfassung der Korrekturergebnisse

Für den ungestörten Detektor gilt:

$$E = 416,7 \text{ MeV}$$

$$\sigma = 18,47 \text{ MeV}$$

$$\sigma/E = 4,43 \%$$

Schema	Größe	mittlere gestörte Verteilung	Korrektur mit 8/7	Korrektur je Kanal
a)	$\langle E \rangle [\text{MeV}]$	$364,6 \pm 0,2$	$416,7 \pm 0,2$	$416,7 \pm 7,7$
	$\langle \sigma \rangle [\text{MeV}]$	$18,2 \pm 0,2$	$20,8 \pm 0,2$	$21,2 \pm 0,7$
	$\langle \sigma/E \rangle [\%]$	$4,99 \pm 0,05$	$4,99 \pm 0,05$	$5,10 \pm 0,2$
b)	$\langle E \rangle [\text{MeV}]$	$364,6 \pm 1,2$	$416,7 \pm 1,4$	$416,6 \pm 12,0$
	$\langle \sigma \rangle [\text{MeV}]$	$20,9 \pm 0,3$	$23,9 \pm 0,3$	$24,0 \pm 0,9$
	$\langle \sigma/E \rangle [\%]$	$5,73 \pm 0,07$	$5,73 \pm 0,07$	$5,75 \pm 0,3$
c)	$\langle E \rangle [\text{MeV}]$	$313,5 \pm 26,0$		$416,7 \pm 7,0$
	$\langle \sigma \rangle [\text{MeV}]$	$50,5 \pm 1,0$	eine Korrektur	$25,1 \pm 0,7$
	$\langle \sigma/E \rangle [\%]$	$16,1 \pm 1,4$	ist nur in 50%	$6,02 \pm 1,8$
d)	$\langle E \rangle [\text{MeV}]$	$313,8 \pm 38,4$	aller Fälle	$416,8 \pm 1,6$
	$\langle \sigma \rangle [\text{MeV}]$	$49,7 \pm 2,0$	nötig	$24,5 \pm 6,8$
	$\langle \sigma/E \rangle [\%]$	$15,8 \pm 2,0$		$5,87 \pm 1,6$

Ein Vergleich der beiden Korrekturverfahren zeigt, daß das Verteilungsschema a) verbunden mit einem einfachen Korrekturfaktor im Falle einer defekten HV-Leitung die kleinste Beeinträchtigung der Detektorfunktion aufweist. Zusätzlich bietet dieses Verfahren eine gute Möglichkeit den Trigger schnell zu korrigieren. Aufgrund dieser Ergebnisse wird der endgültige Detektor mit einer Hochspannungsversorgung nach dem Schema a) ausgerüstet.

5.2. Optimierung der physikalischen Auswirkungen der Stabilisierungsplatten im Testkalorimeter

In Abbildung 7 ist zu erkennen, daß zur Stabilisierung des Testkalorimeters drei Stahlplatten eingesetzt werden. Sie befinden sich am Anfang, in der Mitte und am Ende des Stapels. Mit den Stabilisierungsplatten wird durch den Wechsel des Materials von der Schichtfolge abgewichen. Je nach Dicke der verwendeten Stahlplatten bedeutet dies eine mehr oder minder große Störung des Schauersignals. Die Dicke der Stahlplatten muß so gewählt werden, daß das Signal eines Primärteilchens unabhängig von dem Ort seiner Schauerentwicklung im Kalorimeter ist.

Die Optimierung der Dicken der Stahlplatten geschah nach dem folgenden Verfahren, das in Abbildung 35 skizziert ist. Für eine gegebene Schichtabfolge des Stapels wurden für verschiedene Stahldicken Elektronen an unterschiedlichen Eintrittsorten eingeschossen.

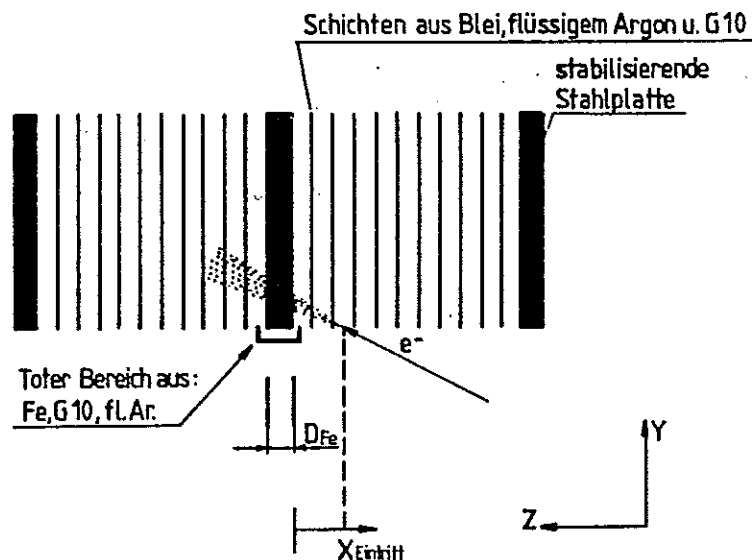


Abbildung 35:
Einschußkonfiguration für die Optimierung der Dicke der stabilisierenden Stahlplatten

Anschließend wurde das Verhalten des Kalorimeter-Signales in Abhängigkeit vom Abstand des Eintrittsortes von der Stahlplatte aufgetragen und für die verschiedenen Stahldicken verglichen. Man erwartet einen maximalen Effekt, wenn das Teilchen so eingeschossen wird, daß sich der Schauer zum größten Teil in dem inaktiven Bereich entwickelt. Der Eintrittsort der Elektronen wurde jeweils um eine Schrittlänge (0,71cm, Kapitel 3.1.) nach links und nach rechts gleichmäßig verteilt, um Effekte durch unterschiedliche Eintrittsmedien zu vermeiden.

Untersucht wurden zwei verschiedene Konfigurationen in der Schichtabfolge. Diese beiden Konfigurationen sind in Abbildung 36 dargestellt und werden in den weiteren Abschnitten näher erläutert.

5.2.1. Analyse für die 1. Konfiguration

In der ersten untersuchten Konfiguration wird in der Schichtabfolge eine Hochspannungsplatte durch zwei einseitig kupferbeschichtete G10-Platten (1/2 HV), zwei dünne Flüssig-Argon-Schichten und die Stahlplatte ersetzt. Abschätzungen für die benötigte Dicke der Stahlplatten kann man aus zwei verschiedenen Annahmen ableiten. Die erste Annahme geht davon aus, daß sich der Schauer in der Ersatzkonfiguration genauso entwickeln soll, wie in der normalen Schichtabfolge. Dafür müssen also die Strahlungslängen für beide gleich sein. Die zweite Annahme setzt voraus, daß die Energie-deposition in beiden Fällen gleich sein muß, um ein vom Ort unabhängiges Schauersignal zu erhalten. Für diese verschiedenen Abschätzungen wurden die Werte aus [RP86] verwendet. Ersetzt man einfach die Bleischicht von 2,4 mm durch eine Eisenplatte, so ergibt sich anhand der mittleren Energiedeposition eine Eisendicke von ungefähr 2,6 mm und anhand der Strahlungslängen eine Dicke von 7,5 mm. Durch die Beachtung der genauen Schichtfolgen verschieben sich diese Werte auf 2 mm und 7 mm. Daher lagen die für diese Untersuchung benutzten Eisendicken zwischen 2 mm und 8 mm.

Abbildung 37 zeigt das Verhalten der Energieauflösung für Elektronen, die mit 1 GeV in verschiedenen Abständen von der Eisenplatte in den Detektor eintreten. Dabei wurden Eisendicken von 2 mm und 8 mm untersucht. Der Schauer der 1 GeV Elektronen erreicht nach ungefähr 3,28 Strahlungslängen sein Maximum. Bei schrägem Einschub entsprechen 3,28 Strahlungslängen einem Eintrittsort von 4,8 cm vor der Eisenplatte. An diesem Eintrittsort weist die Auflösung für 8 mm ein Maximum auf, weil in einer solch dicken Eisenschicht zuviel Energie deponiert wird. Andererseits erreicht die Auflösung für 2 mm an diesem Punkt ein Minimum. Hier geht weniger Energie im Eisen verloren als bei der normalen Schichtfolge im Blei, so daß die sichtbare Energie größer ist.

Deutlicher wird dieses Verhalten an der Abbildung 38, welche die sichtbare Energie in Prozent von der Einschubenergie zeigt. Bei den Kurven für 2 mm und 8 mm ist der Störungseffekt wieder am größten, wenn das Schauersmaximum in der Eisenplatte liegt. An dem Verlauf der Kurven kann man direkt

ablesen, wie das Ende des Schauers mit abnehmendem Abstand zum Eintrittsort zur Eisenplatte langsam in den inaktiven Bereich wandert, bis das Schauermaximum sie erreicht. Dann geht die Störung schneller wieder zurück, weil nun der Anfangsteil des Schauerprofils mit seinem steilen Anstieg durch die Stahlplatte wandert.

In dieser Untersuchung wurden auch die Schauersignale bestimmt, wenn der Schauer nicht durch die Stahlplatte beeinflusst wird. Dafür lagen die Einschußpunkte einmal sehr weit vor der mittleren Stahlplatte und einmal hinter ihr. Mit Hilfe dieser Schauersignale kann ein Sollwert für die sichtbare Energie festgelegt werden. Für Elektronen mit einer Energie von 1 GeV liegt der Sollwert bei $8,30\% \pm 0,03\%$. Wenn das Kalorimeter ein vom Eintrittsort unabhängiges Schauersignal liefern soll, dann muß die Dicke der Stahlplatte so gewählt werden, daß überall insbesondere dann, wenn das Schauermaximum in dem nicht auslesbaren Teil liegt, dieser Sollwert erreicht wird. Deshalb wurden nun die Eisendicken auf 2,6 mm und 5,6 mm variiert und die Elektronen immer nach diesem Extremfall eingeschossen. Abbildung 39 zeigt eine lineare Abhängigkeit der deponierten Energie von der Eisendicke und durch eine Geradenanpassung ergibt sich die optimale Eisendicke zu 3,2 mm. Die relative Abweichung der sichtbaren Energie in Abhängigkeit von der Eisendicke läßt sich darstellen durch die Gleichung:

$$dE_{vis}(D_{Fe})/E_{vis} = 1,4\%/mm \cdot (3,2 - D_{Fe})$$

Zur Überprüfung dieses Ergebnisses wurden Schauer an zwei verschiedenen Eintrittsorten mit dieser Eisendicke generiert und man erkennt in Abbildung 38, daß sowohl bei einem Eintrittsort von acht Strahlungslängen (11,5 cm) als auch bei 3,28 Strahlungslängen (Schauermaximum) vor der Stahlplatte das Kalorimeter gleiche Signale liefert und der Sollwert erreicht wird.

In einer weiteren Untersuchung mit 5 GeV Elektronen wird dieses Ergebnis bestätigt (Abbildung 38 und 39). Für eine Einschußenergie von 5 GeV gilt aufgrund der leichten Nichtlinearität des Kalorimetersignales in Abhängigkeit von der Energie des Primärteilchens (Kapitel 5.3.3) ein etwas

höherer Sollwert von $8,35\% \pm 0,01\%$. Es ergibt sich damit eine optimale Stahldicke von 3,3 mm. Die relative Abweichung der sichtbaren Energie in Abhängigkeit von der Eisendicke läßt sich in diesem Fall darstellen durch die Gleichung:

$$dE_{vis}(D_{Fe})/E_{vis}=1,0\%/mm \cdot (3,3-D_{Fe})$$

Die Annahme, daß die bestimmte Stahldicke auch für höhere Einschußenergien gilt, ist demnach gerechtfertigt.

Die durchgeführte Analyse bestätigte die Wichtigkeit der gleichmäßigen Energiedeposition in dem Kalorimeter. Die Gleichheit der Strahlungslängen ist dagegen für ein ortsunabhängiges Schauersignal weniger notwendig. Die berechnete optimale Stahldicke von 3,2 mm weicht nur geringfügig von den 2 mm ab, welche mit der Annahme der gleichmäßigen Energiedeposition abgeschätzt wurden. Der Unterschied zu dem mit den Strahlungslängen berechneten Wert von 7 mm ist jedoch beträchtlich.

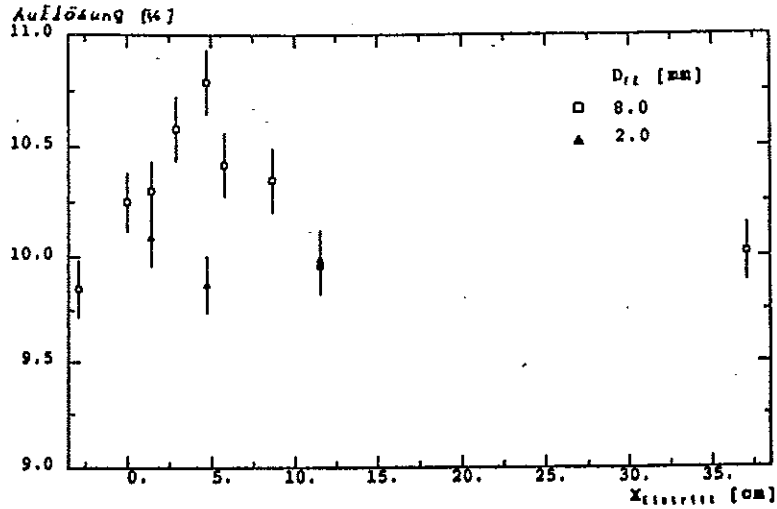


Abbildung 37:
Energieauflösung für 1 GeV Elektronen, die an verschiedenen Abständen zur mittleren Stahlplatte in das Testkalorimeter eintreten

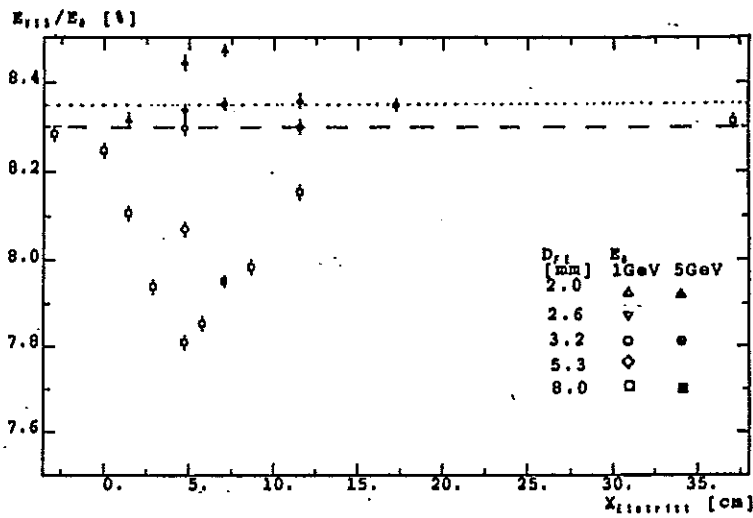


Abbildung 38:
Relativer Anteil der sichtbaren Energie an der Gesamtenergie bei Eintrittsorten der Elektronen an unterschiedlichen Abständen zur mittleren Stahlplatte für die Konfiguration 1. Die gestrichelte Linie stellt den Sollwert für 1 GeV von 8,30% dar und die gepunktete Linie denjenigen für 5 GeV von 8,35%.

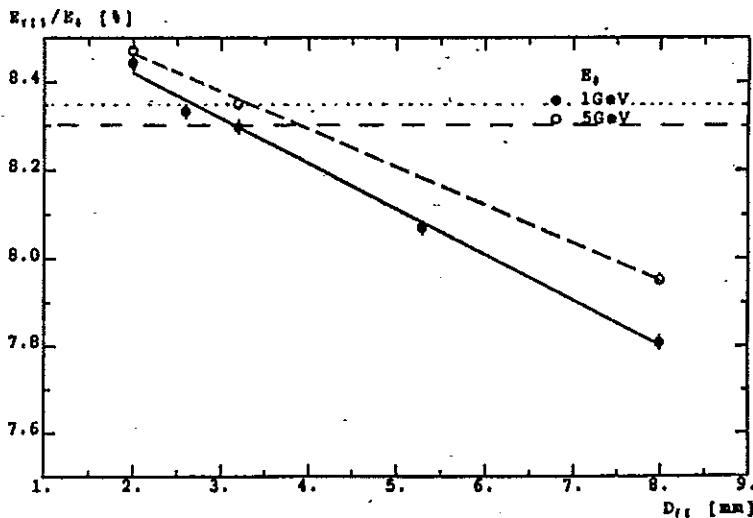


Abbildung 39:
Anteil der sichtbaren Energie von der Gesamtenergie in Abhängigkeit von der Dicke der mittleren Stahlplatte für die Konfiguration 1 mit eingetragenem Sollwert für 1 GeV von 8,30% (gestrichelt) und für 5 GeV von 8,35% (gepunktelt).

Die Untersuchung hat also gezeigt, daß unter physikalischen Aspekten die Stahlplatten nur ca. 3,2 mm, dick sein dürfen. Diese Stahldicke ist jedoch für die Stabilisierung des Stapels indiskutabel. Auch andere Lösungen als eine homogene Stahlplatte müssen verworfen werden, wie folgende Überlegungen zeigen. Eine dünne Stahlplatte, die durch einzelne dickere Rippen verstärkt ist, kann wegen ihrer inhomogenen Materialverteilung nicht genommen werden. Zudem liegt die effektive Stahldicke mit ca. 5 mm immer noch höher als die Soll-Stärke von 3,2 mm. Für eine Sandwich-Konstruktion aus zwei dünnen Stahlplatten mit einer dazwischenliegenden Wabenstruktur, gelten die gleichen Argumente. Außerdem kommt hier noch die Frage hinzu, mit welchem Material die sich ergebenden Leerräume gefüllt werden sollen, da kein flüssiges Argon hineingelangen darf. Denn dann würde bei Erwärmung des Kalorimeters das sich ausdehnende Argon die Wabenstruktur zerstören. Zusätzlich dürfen die Materialien unter Flüssig-Argon-Atmosphäre, also bei -186°C , weder schrumpfen noch das hochreine Argon durch Ausgasungen verunreinigen. Auch eine Ersetzung des Werkstoffes Stahl durch Aluminium erscheint wegen dem größeren Ausdehnungskoeffizienten nicht möglich. Deshalb wurde eine neue Konfiguration in der Schichtfolge erstellt. Sie wird im folgenden Abschnitt näher erläutert und untersucht.

5.2.2. Analyse für die zweite Konfiguration

Abbildung 36b zeigt die neue Konfiguration in der Schichtabfolge [RA87]. In ihr wird nicht nur eine HV-Platte, sondern auch noch der Bleikern der folgenden Padplatte durch G10 ersetzt. Während dieser Untersuchungen hatte sich beim Aufbau des Testkalorimeters gezeigt, daß die einseitigen HV-Platten (in den Zeichnungen mit 1/2 HV bezeichnet) zu instabil sind. Daher wurden sie in dieser Konstruktion dicker gewählt. Erwartet wird in der Untersuchung eine optimale Stahldicke von ungefähr 6 mm, weil die Analyse der 1. Konfiguration gezeigt hat, daß eine Bleischicht durch 3,2 mm dicke Stahlplatten ersetzt werden kann. Da die zweite Konfiguration etwas mehr G10-Material enthält, sollte die optimale Stahldicke geringfügig unter dem zweifachen Wert liegen.

In Abbildung 40 und 41 sind die Ergebnisse der Untersuchung für Einschußenergien von 1 GeV und 50 GeV wieder in gleicher Weise wie im vorangegangenen Abschnitt dargestellt. Der theoretische Wert für die optimale Dicke der Stahlplatte für 1 GeV Elektronen liegt demnach bei 6,3 mm, um den Sollwert der deponierten Energie von 8,3% zu erreichen. Hier ergibt sich die relative Abweichung in der sichtbaren Energie zu:

$$dE_{vis}(D_{Fe})/E_{vis} = 1,3\%/mm \cdot (6,3 - D_{Fe})$$

Im Gegensatz zur vorherigen Konfiguration tritt hier bei kleinen Abständen von der Eisenplatte, dort wo sich das Schauermaximum hinter der Eisenplatte befindet, eine leichte Erhöhung der deponierten Energie auf. Diese ist durch den fehlenden Absorber in der Padplatte bedingt. Die Erhöhung liegt jedoch innerhalb der erlaubten Toleranzen von $\pm 1\%$ des Sollwertes.

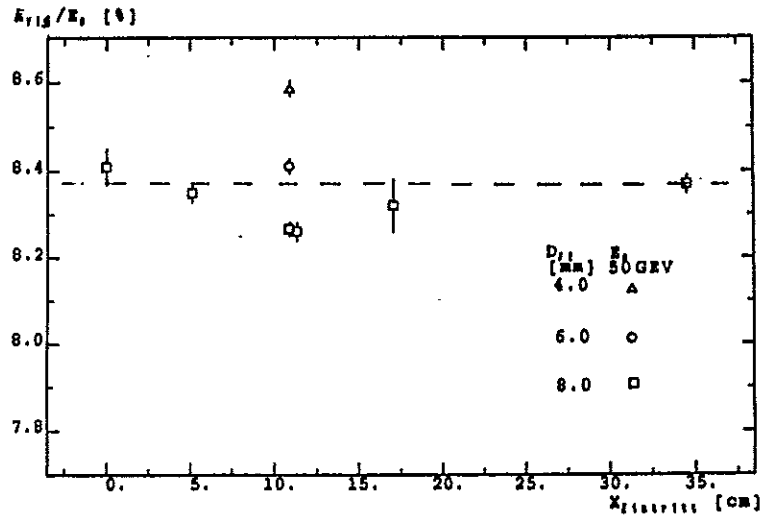
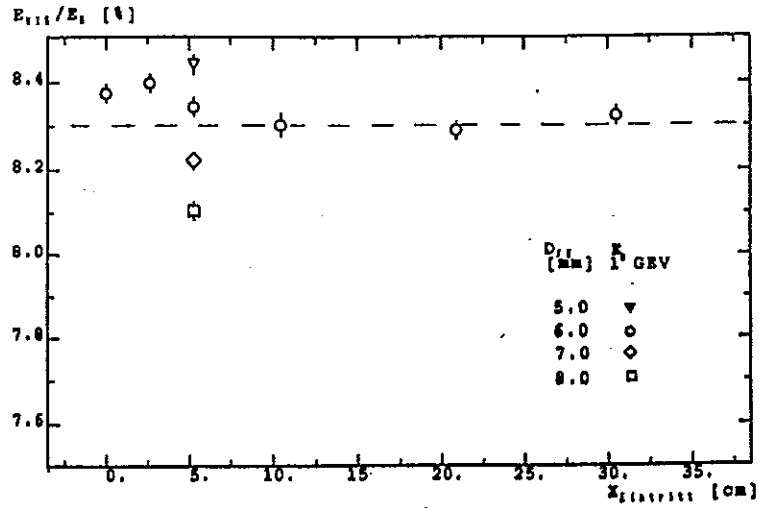


Abbildung 40:
 Relativer Anteil der sichtbaren Energie an der Gesamtenergie bei Eintrittsorten an verschiedenen Abständen zur mittleren Stahlplatte für die Konfiguration 2 und für zwei verschiedene Einschüßenergien E_0 .
 Oben: $E_0 = 1 \text{ GeV}$, Sollwert = 8,30% Unten: $E_0 = 50 \text{ GeV}$, Sollwert = 8,37%

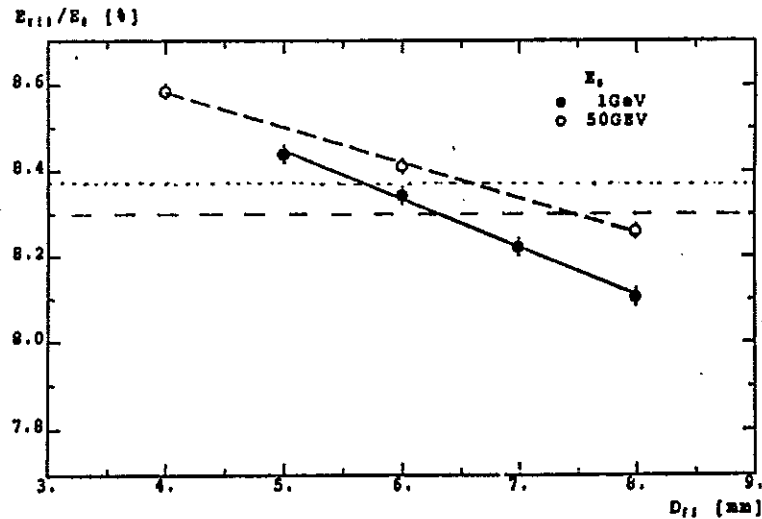


Abbildung 41:
 Anteil der sichtbaren Energie an der Gesamtenergie in Abhängigkeit von der Dicke der mittleren Stahlplatte für die Konfiguration 2 und eingetragenen Sollwert für 1 GeV von 8,30% (gestrichelt) und für 50 GeV von 8,37% (punktiert).

Für 50 GeV Elektronen ergeben sich ähnliche Werte. Aufgrund der Nichtlinearität des Kalorimetersignales gilt für diese Elektronen ein höherer Sollwert von 8,37%. Damit ergibt sich eine optimale Stahldicke von 6,6 mm. Für die relative Abweichung in der sichtbaren Energie gilt:

$$dE_{vis}(D_{Fe})/E_{vis}=1,0\%/mm \cdot (6,6-D_{Fe})$$

Für die Stabilisierung des Kalorimeters können bei dieser Konfiguration Stahlplatten in den üblichen Fertigungsstärken der Industrie verwendet werden, ohne die gewünschte Toleranzgrenze von $\pm 1\%$ in der sichtbaren Energie zu überschreiten. Aufgrund der Resultate dieser Untersuchungen wird im endgültigen Detektor die Konfiguration 2 realisiert. In Abbildung 42 sind die Positionen der Padplatten ohne Bleikern für den Kalorimeterbereich FB2E und FB1E dargestellt. Die Padplatte zwischen diesen beiden Stacks gehört zu einem unabhängigen Ausleseteil, der den Übergang zwischen den beiden Stapeln verbessern soll.

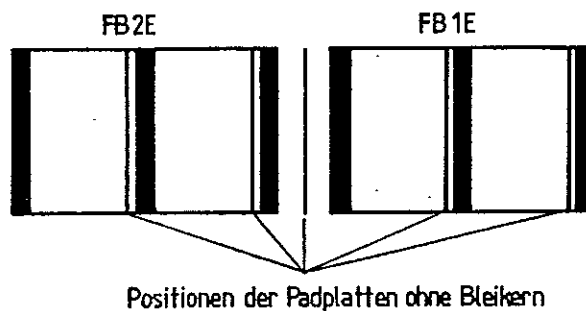


Abbildung 42:
Positionen der Padplatten ohne Bleikern für die
Kalorimeterbereiche FB2E und FB1E

5.3. Optimierung eines Presamplers

In den vorangegangenen Untersuchungen wurde das Testkalorimeter als Einzeldetektor betrachtet. Bettet man den zu optimierenden Stapel in den Gesamtdetektor ein, so muß der Einfluß der Materie berücksichtigt werden, welches die Teilchen auf ihrem Weg vom Wechselwirkungspunkt zum FB2E-Kalorimeter durchfliegen. In diesem Abschnitt soll daher eine Analyse der Schwächung der einfliegenden Teilchen durch das inaktive Material vor dem Kalorimeter stattfinden und eine Korrekturmöglichkeit vorgestellt werden.

Abbildung 43 skizziert die Wände der mit in die Untersuchung einbezogenen Detektorkomponenten.

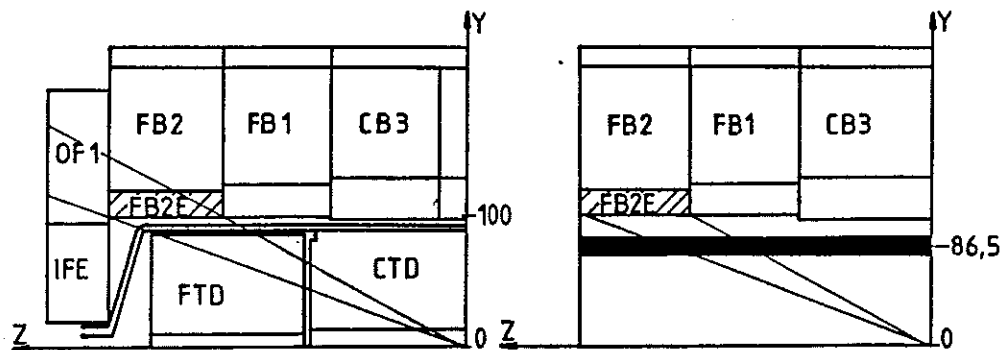


Abbildung 43:

Konfiguration des inaktiven Materials vor dem untersuchten Kalorimeterbereich (FB2E)

links im H1-Detektor und rechts im Monte-Carlo-Simulationsprogramm

Anhand von [TP86] und [EI87B] ergeben sich folgende Beträge an Strahlungslängen des nicht auslesbaren Materials in Vorwärtsrichtung:

Tabelle 8: Strahlungslängen des Materials vor dem FB2E-Kalorimeter

Komponente	Strahlungslängen
Strahlröhre	0,03
Endplatte der zentralen Driftkammer	0,09
Äußere Wand des Vorwärtsdetektors	0,07
Gastank der Vorwärtsdetektors	0,1
Vorverstärker des Vorwärtsdetektors	0,022
Gefäßwand zum "warmen" Detektorbereich	0,09
Kryostatwand	0,225
Freizone mit flüssigem Argon	0,09
insgesamt	ca. 0,7

Da der Aufbau des Material vor dem Kalorimeter sehr kompliziert ist und die Programme durch diesen Aufbau viel mehr Rechenzeit verbrauchen würden, mußte er für die EGS-Simulation vereinfacht werden. Die EGS-Konfiguration wird in Abbildung 43 dargestellt. Es handelt sich hier um eine zusammenfassende Aluminium-Schicht, weil das Material vorwiegend aus diesem Werkstoff besteht. Die Schicht weist mit 6,12 cm ($0,688 X_0$) ungefähr die Gesamtstrahlungslänge aller Komponenten auf und befindet sich an einem Radius von 86,5 cm. Diese mittlere Position berechnet sich durch die Gewichtung des Radius jeder Komponente mit ihren Strahlungslängen. In diese Materialkonfiguration wurden Elektronen in den zweiten Kanal mit Energien zwischen 0,25 und 50 GeV eingeschossen. Durch den schrägen Einschub mit einem Polariswinkel von ungefähr 24° durchlaufen die Teilchen in der Aluminium-Schicht ca. 2 Strahlungslängen.

5.3.1. Aufgabe und Funktionsweise eines Presamplers

Wie der Name Presampler andeutet, hat er die Aufgabe, vor dem eigentlichen Abtasten (Sampling) des Schauers Energie zu sammeln. Soll ein Presampler bei allen Energien gleich gut funktionieren, d. h. die Energiedeposition im Material vor dem Kalorimeter für alle Einschußenergien richtig kompensieren, dann muß ein linearer Zusammenhang zwischen der verlorenen Energie und der Energiedeposition im Presampler existieren. In der Theorie bedeutet es, daß die Energiedeposition im Presampler nach in diesem Fall zwei Strahlungslängen proportional zum Integral des Energieverlustes über diese zwei Strahlungslängen sein muß (Abbildung 44).

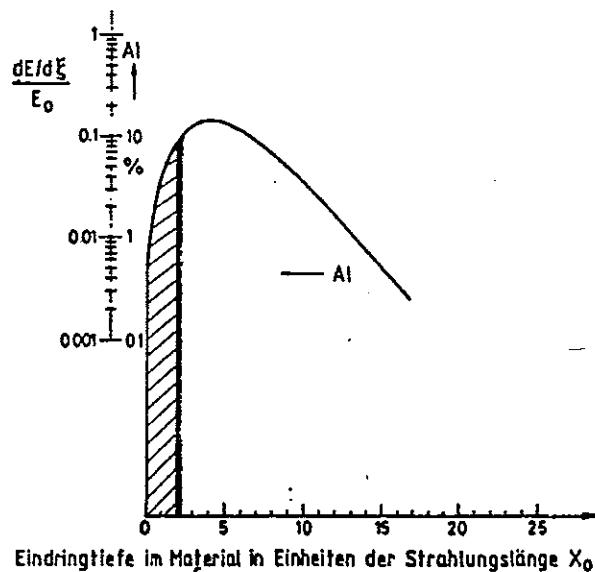


Abbildung 44:

Longitudinale Energiedeposition von 6 GeV Elektronen in Aluminium (Ausschnitt aus Abbildung 5). Mit Schrägstrichen markiert wurde der Energieverlust auf zwei Strahlungslängen. Diese Energie muß durch die folgende Energiedeposition im Presampler (schwarze Linie) kompensiert werden.

Da die Größe des Presamplers noch nicht bekannt ist, wird als Maß für die Energiedeposition im Presampler der Energieverlust pro Strahlungslänge verwendet. Aus dem Energieverlust pro Strahlungslänge ergibt sich die im Presampler deponierte Energie durch die Multiplikation mit den Strahlungslängen des Presamplers. Dieser für alle Einschußenergien konstante Faktor ändert nichts an der gewünschten Proportionalität. Die beiden Größen, der Energieverlust pro Strahlungslänge und das Integral der Energiedeposition über die zwei ersten Strahlungslängen wurden mit Hilfe der in Kapitel 2.2.1. angegebenen Parametrisierung für verschiedene Energien berechnet und in Abbildung 45 gegeneinander aufgetragen. An der Nichtlinearität des gezeigten Zusammenhanges kann man erkennen, daß ein Presampler in diesem Fall nicht für alle Energien gleiche gute Kompensationen erreichen kann.

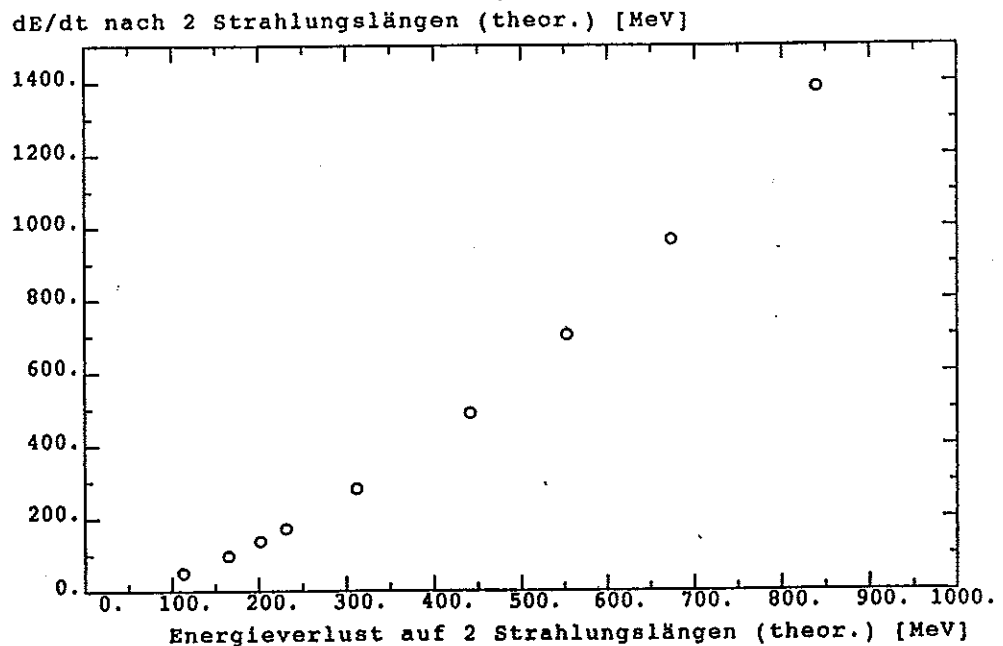


Abbildung 45

Zusammenhang zwischen dem Energieverlust auf zwei Strahlungslängen und der Energiedeposition pro Strahlungslänge, errechnet unter der Benutzung der von IL0751 entwickelten Parametrisierung

Die Presampler-Schicht für das FB2E-Kalorimeter soll durch das Zurückziehen des Bleikernes an den unteren Kanten einer jeden HV- und Padplatte realisiert werden, wie es in Abbildung 46 angedeutet ist. In dieser Schicht ist also nur noch mit Kupfer beschichtetes G10 und flüssiges Argon vorhanden. Beide weisen eine fast gleiche Strahlungslänge von 14 cm auf. Damit dient diese Schicht wirklich nur der Ladungssammlung, bzw. der Energiesammlung. Die zusätzlichen Flüssig-Argon-Zwischenräume werden jedoch nicht separat ausgelesen wie in [BL86] vorgeschlagen wurde, um die Anzahl der auszulesenden Kanäle nicht zu erhöhen. Es ist in diesem Presampler also auch nur in den Gaps zwischen den HV- und Ausleseplatten Energie sichtbar, ungefähr 29,3 % der insgesamt im Presampler deponierten Energie.

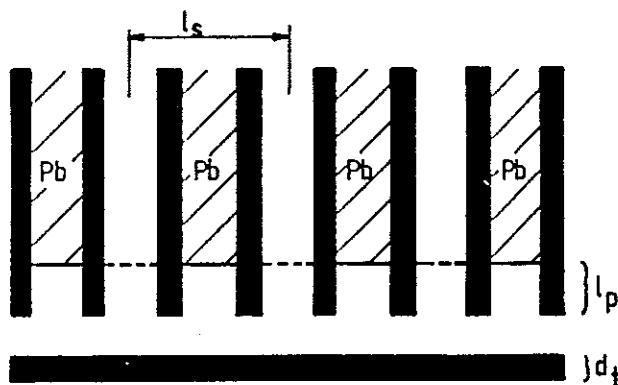


Abbildung 46:

Konstruktion des Presamplers mit der Schichtbreite l_p

Im Presampler soll soviel Energie sichtbar sein, daß der Energieverlust durch das Material vor dem Kalorimeter genau ersetzt wird. Man kann daher die notwendige Dicke der Presamplerschicht mit Hilfe der mittleren Energiedeposition

eines Teilchens abschätzen. Dabei ist jedoch zu beachten, daß das untersuchte Testmodul ein Sampling-Kalorimeter ist. Deshalb ist nur ein bestimmter Bruchteil der im inaktiven Material deponierten Energie zu ersetzen :

$$l_P = \frac{D_{AL} \cdot (dE/dx)_{AL}}{(dE/dx)_{fl. AR}} \cdot \frac{P_K}{P_P} = 3,6 \text{ cm}$$

l_P = Größe der Presampler-Schicht in cm

D_{AL} = Dicke der Aluminium-Schicht = 6,12 cm

(dE/dx) = Energieverlust pro cm

für Aluminium 4,374 MeV/cm

für fl. Argon 2,114 MeV/cm

P_K = Prozentualer Anteil der sichtbaren Energie von der Gesamtenergie im Kalorimeter $\approx 8,3 \%$

P_P = Prozentualer Anteil der in der Presamplerschicht sichtbaren Energie von der dort deponierten Energie $\approx 29,3 \%$

Eine andere Abschätzung nach [EI87A] berechnet sich aufgrund der Annahme, daß für jede Strahlungslänge inaktiven Materials eine gleiche Schichtdicke an auswertbarem flüssigen Argon vorhanden sein muß. Dieses Verhältnis für den Presampler und die Aluminium-Schicht soll demjenigen im Kalorimeter entsprechen :

$$l_P = \frac{d_t \cdot l_a}{d_m} = 1,1 \text{ cm}$$

l_P = Größe der Presampler-Schicht in cm

d_m = inaktives Material im Kalorimeter pro Zelle (Kapitel 3.1.) = $0,45 \cdot X_0$

l_a = Länge einer Zelle im Kalorimeter (Kapitel 3.1.) = 0,71 cm

d_t = inaktives Material vor dem Kalorimeter (Kapitel 5.3.) = $0,688 \cdot X_0$

Weil die Presamplerschicht kaum Strahlungslängen aufweist, muß die im Presamplifier sichtbare Energie aufgrund des ungefähr konstant bleibenden dE/dt linear mit der Dicke der Presamplerschicht zunehmen. Dieses Verhalten wird in Abbildung 47 mit 1 GeV Elektronen bestätigt. In dieser Abbildung wurde die Größe des normalen Kalorimetersignals von 8,3% für 1 GeV Elektronen markiert. Dieser Sollwert wird bei ca. 2,6 cm erreicht.

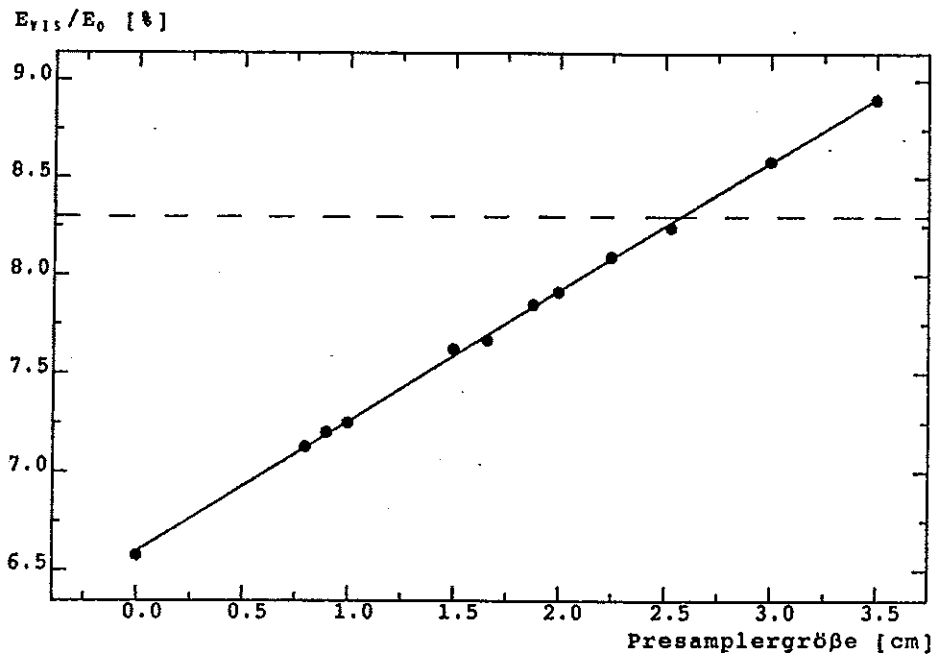


Abbildung 47:
Anteil der sichtbaren Energie an der Gesamtenergie bei variabler Presamplifiergröße für 1 GeV Elektronen. Der Sollwert von 8,30% wurde gestrichelt eingezeichnet.

5.3.2. Optimierung des Presamplers anhand der Energieauflösung

Eine andere Frage, die durch das lineare Verhalten der deponierten Energie nicht beantwortet wird, betrifft das Verhalten der Fluktuationen und damit der Energieauflösung für eine größer werdende Presamplerschicht. Sie soll in diesem Abschnitt geklärt werden.

Bei einer dünnen Presamplerschicht sind die zur Auflösung beitragenden Fluktuationen bedingt durch die Variation der Zahl der Teilchen, welche aus der Aluminiumschicht in den Presampler eintreten. Diese Fluktuationen bleiben bis zu einer gewissen Schichtdicke des Presamplers gleich, so daß sich die Auflösung mit größer werdendem Presampler und daher mit steigender deponierter Energie verbessert. Nach dem Erreichen eines Minimums nimmt sie aufgrund hinzukommender Fluktuationen in der Deponierung der Energie innerhalb des Presamplers (Kapitel 2.3.2) wieder zu. Man erwartet also ein Minimum der Auflösung für eine bestimmte Presampler-Schichtdicke. Abbildung 48 zeigt dieses für eingeschossene Elektronen mit 1 GeV und Abbildung 49 für Elektronen mit 5 GeV. Der Wert für die Auflösung berechnet sich durch die Standardabweichung von E_{vis} , die mit Hilfe der Steigung in der Kalibrationskurve (Abbildung 50, Punkte sind mit Polygonzügen verbunden) auf eine Standardabweichung in E_0 übertragen wird.

Interessant ist auch das Verhalten des Quotienten $\sigma(E_{vis})/E_{vis}$, der den Wert für die Auflösung bei einem idealen Kalorimeter mit einer Kalibrationsgeraden durch den Ursprung genauso wiedergibt. In Abbildung 48 fällt der starke Unterschied der beiden Werte bei einer dünnen Presamplerschicht auf. Durch einen negativen Offset in der Kalibrationskurve, der den Nenner E_{vis} verkleinert, wird der gesamte Quotient der Auflösung vergrößert. Dieser negative Offset von ca. 100 MeV, entstanden durch den Energieverlust im Material vor dem Kalorimeter, fällt jedoch bei der Untersuchung mit 5 GeV Elektronen nicht mehr so stark ins Gewicht, beide Auflösungskurven liegen dicht beieinander.

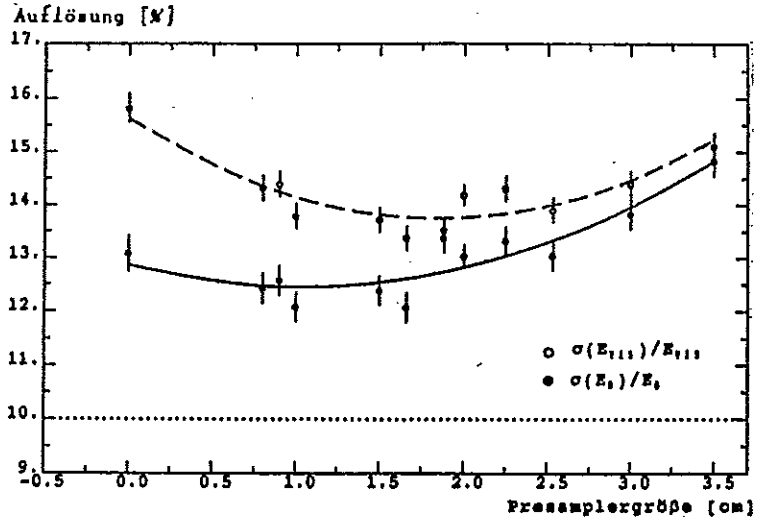


Abbildung 48:

Auflösung in Abhängigkeit von der Presamplergroesse für 1 GeV Elektronen.

Die Auflösung des Kalorimeters ohne inaktivem Material vor sich wurde gestrichelt eingezeichnet.

Auflösung [%]

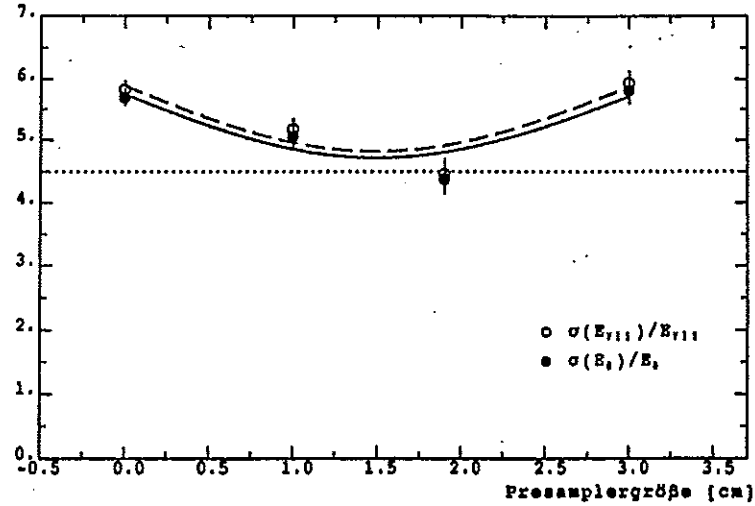


Abbildung 49:

Auflösung in Abhängigkeit von der Presamplergroesse für 5 GeV Elektronen.

Die Auflösung des Kalorimeters ohne inaktivem Material vor sich wurde gestrichelt eingezeichnet.

E_{vis} [MeV]

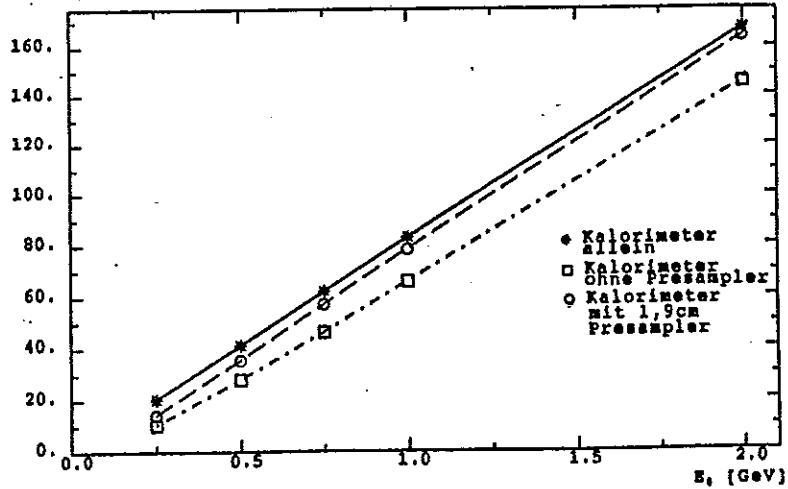


Abbildung 50:

Ausschnitt aus den Kalibrationskurven für das Kalorimeter ohne und mit inaktivem Material vor sich und für das Kalorimeter mit inaktivem Material und einem Presampller. Die einzelnen Punkte wurden mit Polygonzügen verbunden.

Für alle vier Kurven wurde eine Parabelanpassung durchgeführt, um ein Minimum der Auflösung und damit die optimale Presampler-Schichtdicke zu bestimmen. Diese Anpassungen zeigten folgende Resultate:

Tabelle 9: Optimale Presamplerdicke für die Energieauflösung

Energie	Auflösung	optimale Presamplerdicke
1GeV	$\sigma(E_{vis})/E_{vis}$	1,9 ± 0,3 cm
	$\sigma(E_o)/E_o$	1,0 ± 0,5 cm
5GeV	$\sigma(E_{vis})/E_{vis}$	1,5 ± 0,4 cm
	$\sigma(E_o)/E_o$	1,5 ± 0,5 cm

Der wahre Verlauf der Auflösungskurve ist nicht bekannt. Daher liefert die durchgeführte Parabelanpassung nur einen Anhaltspunkt für eine optimale Presamperschichtdicke, zumal die gezeigten Minima sehr breit sind. Aufgrund dieser Ergebnisse wurde im folgenden ein Presampler mit 1,9 cm angenommen.

Die Auflösungen $\sigma(E_o)/E_o$ und $\sigma(E_o)/\sqrt{E_o}$ wurden bei verschiedenen Einschußenergien für drei Konfigurationen berechnet: einmal für das Kalorimeter allein, dann mit inaktivem Material davor und ohne Presampler und anschließend mit inaktivem Material davor und einem Presampler von 1,9 cm. An Abbildung 51 und 52 erkennt man, daß der Presampler die Verschlechterung der Auflösung durch das inaktive Material vermindert. Nur im Falle der geringsten Einschußenergie von 250 MeV bringt der Presampler eine Verschlechterung der Auflösung mit sich. Für Einschußenergien kleiner als 750 MeV liegt das Schauermaximum im inaktiven Material. Daher sieht man für eine Einschußenergie von 250 MeV die starken Fluktuationen im auslaufenden Teil des Schauerprofils durch den Verstärkungseffekt des Presampplers besonders deutlich.

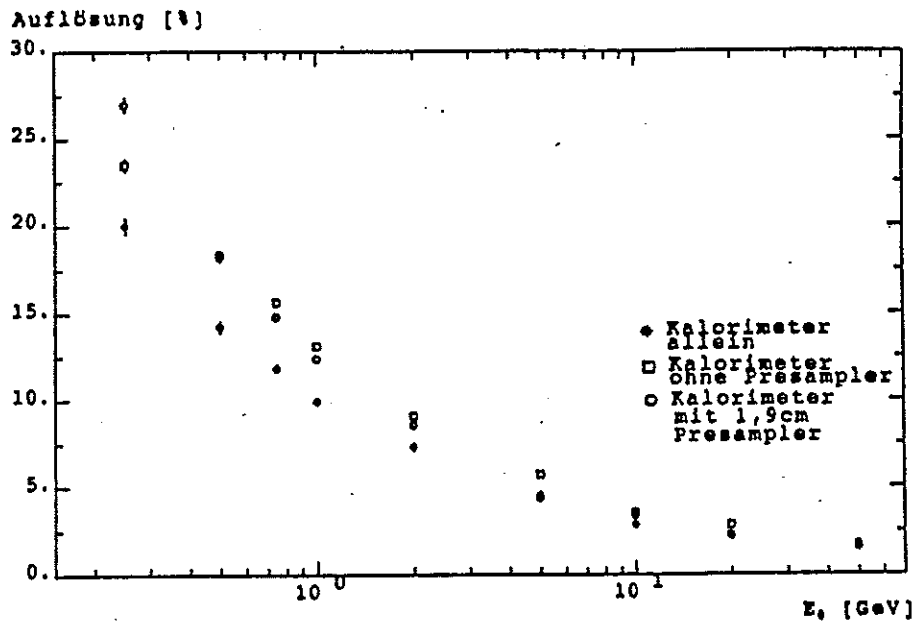


Abbildung 51:
 Abhängigkeit der Auflösung von der Einschussenergie E_0 der Elektronen

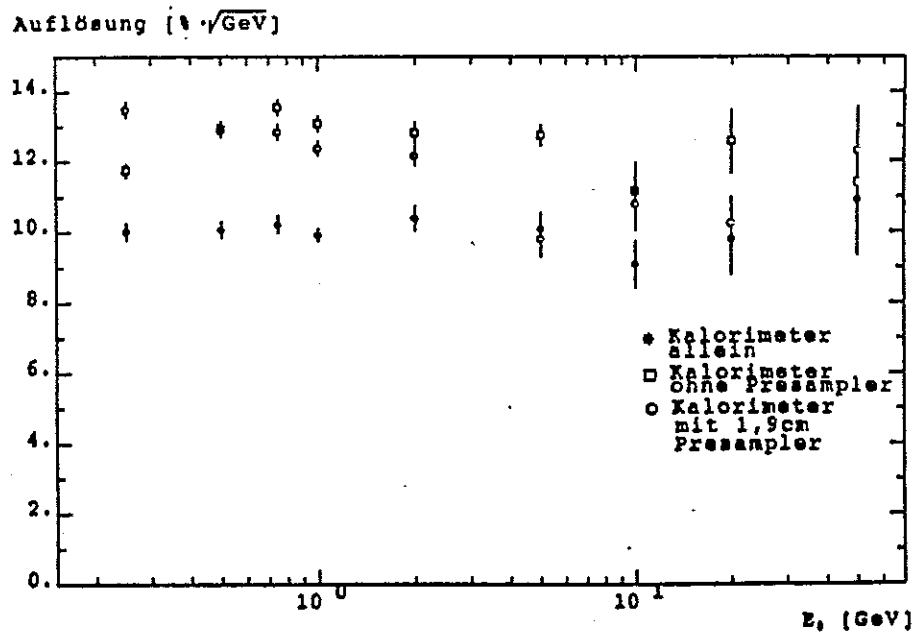


Abbildung 52:
 Abhängigkeit der mit $\sqrt{E_0}$ multiplizierten Auflösung von der Einschussenergie E_0

5.3.3. Optimierung des Presamplers anhand der Linearität des Schauersignales

Ein gut konstruiertes Kalorimeter soll für einen problemlosen Einsatz für jede Einschußenergie den gleichen prozentualen Anteil an sichtbarer Energie zeigen. Die sichtbare Energie soll also linear mit der Einschußenergie ansteigen (Linearität des Schauersignals). Im Idealfall ist daher die Kalibrationskurve eine Gerade durch den Ursprung. Abbildung 50 stellt einen Ausschnitt dieser Kalibrationskurven für die untersuchten Fälle dar und man stellt fest, daß das Kalorimeter nur dann ein ungefähr lineares Signal liefert, wenn sich kein inaktives Material davor befindet. Mit Material vor dem Kalorimeter wird die Steigung der Kalibrationskurve immer steiler, da bei höheren Einschußenergien der störende Einfluß des inaktiven Materials weniger Gewicht erhält.

Deutlicher ist diese Abweichung von der Linearität in Abbildung 53 zu erkennen.

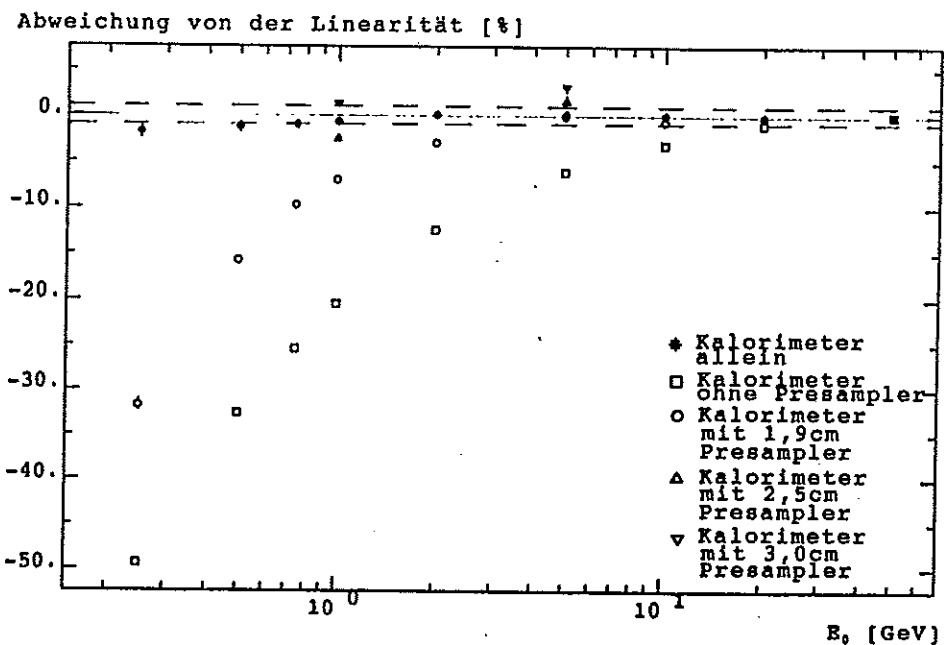


Abbildung 53:

Abweichung von der Linearität des Kalorimetersignals in Abhängigkeit von der Einschußenergie. Gestrichelt markiert wurde der gewünschte Genauigkeitsbereich von $\pm 1\%$.

Um die drei Fälle gut vergleichen zu können, wurde hier der Bruchteil der sichtbaren Energie bei einer Einschußenergie von 50 GeV zum Kalibrationsfaktor der idealen Kalibrationsgeraden definiert. Für jede Einschußenergie wurde anschließend die prozentuale Abweichung der gesehenen Energie vom Sollwert, der sich anhand der idealen Kalibrationsgeraden ergeben würde, eingetragen. Damit sind alle Kurven auf einen Wert normiert und gut vergleichbar. Der gewünschte Genauigkeitsbereich von $\pm 1\%$ des Sollwertes wurde mit zwei Linien markiert.

Das Kalorimeter allein zeigt nur eine Abweichung bei kleinen Energien von der Linearität, welche geringfügig außerhalb der geforderten Genauigkeit liegt. Der Grund für diese Abweichung liegt darin, daß Elektronen mit geringen Einschußenergien ihre Energie im Stack innerhalb von wenigen Strahlungslängen deponieren. Die folgende Tabelle 10 zeigt die bis zum Erreichen des Schauersmaximums zurückzulegenden Strahlungslängen (t_{max}) und die zur 98%-igen Absorption notwendigen Strahlungslängen ($L_{98\%}$):

Tabelle 10: Zurückgelegte Strahlungslängen bei Erreichen des Schauersmaximums und bei 98%-iger Absorption

E_0 [GeV]	$t_{max}[x_0]$	$L_{98\%}[x_0]$
0,25	2,27	15,87
0,5	2,96	16,56
1,0	3,65	17,25
2,0	4,34	17,94
5,0	5,26	18,86
10,0	5,96	19,56
20,0	6,65	20,25
50,0	7,57	21,17

Diese Werte wurden mit den Formeln von [R064] berechnet:

$$t_{max} = \ln(E/\epsilon) - a \quad a = 1 \quad \text{für Elektronen und Positronen}$$

$$= 0,5 \quad \text{für Photonen}$$

$$L_{98\%} = t_{max} + 4 \lambda_{att} \quad \lambda_{att} = \text{mittlere freie Weglänge für Photonen minimaler Absorption}$$

$$= 3,4x_0 \pm 0,5x_0$$

Die Anzahl der zur 98%-igen Absorption des Schauers notwendigen Strahlungslängen ist durch die Berücksichtigung der niederenergetischen Photonen, für die das Material nur eine geringe Absorptionswahrscheinlichkeit aufweist, sehr groß. Dieser Wert ist jedoch für die Energiedeposition von 250 MeV Elektronen nicht entscheidend, weil bei ihm nur ein von der Primärenergie unabhängiger Term von 13,6 Strahlungslängen aufaddiert wird. Ein Maß für die schnelle Deposition ihrer Energie liefert vielmehr die Anzahl der zum Erreichen des Schauermaximums notwendigen Strahlungslängen. Diese Anzahl ist bei 250 MeV Elektronen im Vergleich zu den höheren Energien sehr klein. Damit erhält das Eintrittsmedium, in das sehr schnell Energie deponiert wird, ein größeres Gewicht. Bei einer Gleichverteilung des Eintrittsortes über die Schichten des Stapels (Kapitel 3.1) trifft man zu 35,2% eine Flüssig-Argon-Schicht, zu 31,0% eine G10-Schicht und zu 33,8 % den Absorber Blei. Weil das Blei im Vergleich zu den anderen Schichten eine höhere mittlere Energiedeposition aufweist, wird also in 33,8% aller Fälle gleich sehr viel Energie in ein nicht auslesbares Material deponiert und die mittlere sichtbare Energie sinkt ab. Bei höheren Energien verteilt sich der Schauer über mehr Schichten, so daß sich der Einfluß des Eintrittsmediums herausmittelt.

Bei dem Kalorimeter ohne Presampler und mit inaktivem Material davor ist die Abweichung von der Linearität sehr stark ausgeprägt, die geforderte Toleranz im Schauersignal wird erst bei ca. 20 GeV erreicht. Dieses Verhalten verbessert ein 1,9 cm breiter Presampler, so daß die Genauigkeit schon für Energien ab ca. 3 GeV im gewünschten Bereich liegt.

Ein auffällig schlechtes Verhalten zeigen Presampler, welche breiter als 2 cm sind. Bei ihnen kann man für hohe Energien Überkompensationen beobachten, welche sogar die Toleranzgrenzen von $\pm 1\%$ überschreiten. Hier stellt sich die Frage, ob diese Überkompensation eine Eigenschaft des Presamplers ist und durch die für verschiedene Energien unterschiedlichen Schauerprofile bedingt ist, oder ob der Kalibrationspunkt (hier bei 50 GeV) durch Leckverluste einen zu kleinen Wert in der sichtbaren Energie aufweist.

Der letzte Grund wird mit Hilfe von zwei Argumenten entkräftet. Das erste leitet sich aus den Strahlungslängen ab, die man benötigt um 50 GeV Schauer zu 98% zu absorbieren. Die vorangegangene Tabelle weist hierfür 21 Strahlungslängen auf. Jedoch bietet das Kalorimeter bei einem schrägen Einschub mit einem Polar-Winkel von ca. 24° ungefähr 30 Strahlungslängen auf, mehr als man zur Absorption benötigt. Das zweite Gegenargument liefert das Verhalten der Leckverluste mit steigender Energie, das für ein Kalorimeter mit 2 cm Presampler und für das Kalorimeter allein untersucht wurde. Abbildung 54 zeigt, daß sich das Leakage nicht proportional zu $\ln(E_0)$ verhält, wie man es für ein Kalorimeter mit zu wenigen Strahlungslängen erwarten würde. Eine detaillierte Analyse der Leckverluste hat gezeigt, daß diese zum größten Teil aus Teilchen bestehen, welche das Kalorimeter durch Rückstreuung auf der Unterseite verlassen (Albedo). Daher liegt das Leakage des allein betrachteten Kalorimeters ohne Presampler in ähnlichen Größenordnungen.

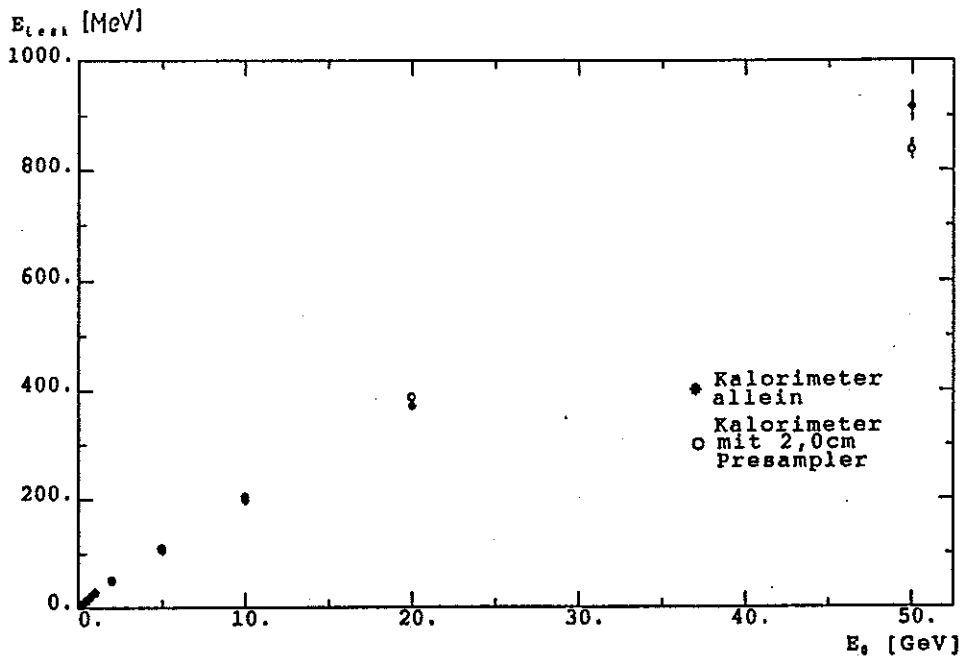


Abbildung 54:

Leckverluste in Abhängigkeit von der Einschubenergie

Die Überkompensation kann also nur noch in der Funktionsweise eines Presamplers begründet sein. Diese liefert, wie im vorangegangenen Abschnitt mit Hilfe der Parametrisierung der longitudinalen Energiedeposition gezeigt wurde, nicht für alle Einschußenergien die richtige Kompensation. Es bleibt zu klären, ob die Parametrisierung eines Schauers in einem homogenen Medium auch auf diese spezielle Geometrie anwendbar ist. In ihr folgt nach der Aluminium-Schicht Vakuum und sowohl der anschließende Presampler als auch das Kalorimeter selbst besteht aus anderen Materialien.

Abbildung 55 stellt die Energiedeposition in der Aluminium-Schicht dar, einmal nach der Parametrisierung berechnet und zum anderen der Monte-Carlo-Simulation entnommen. Beide zeigen ein ähnliches Verhalten, sind aber um einen Faktor 2 unterschiedlich. Diese Ungenauigkeit ist bedingt durch die im Schauerbeginn nicht ganz passende Parametrisierung der Energiedeposition.

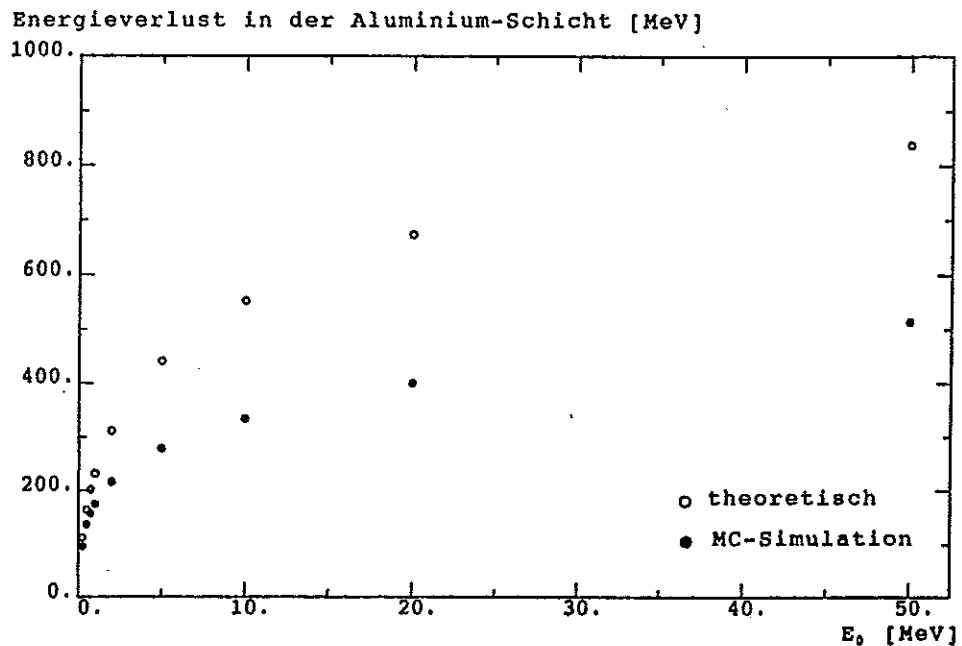


Abbildung 55:
Energiedeposition in der Aluminium-Schicht in Abhängigkeit von der Einschußenergie. Der theoretische Wert wurde mit Hilfe der von [LQ75] entwickelten Parametrisierung der longitudinalen Energiedeposition berechnet.

Ein Wert aus der Monte-Carlo-Simulation mit dem man die Energiedeposition pro Strahlungslänge aus der Parametrisierung vergleichen kann, ergibt sich aus dem linearen Zusammenhang der sichtbaren Energie mit der Dicke der Presamplerschicht, wie er in Abbildung 47 für 1 GeV Elektronen und in Abbildung 56 für 50 GeV Elektronen gezeigt wird.

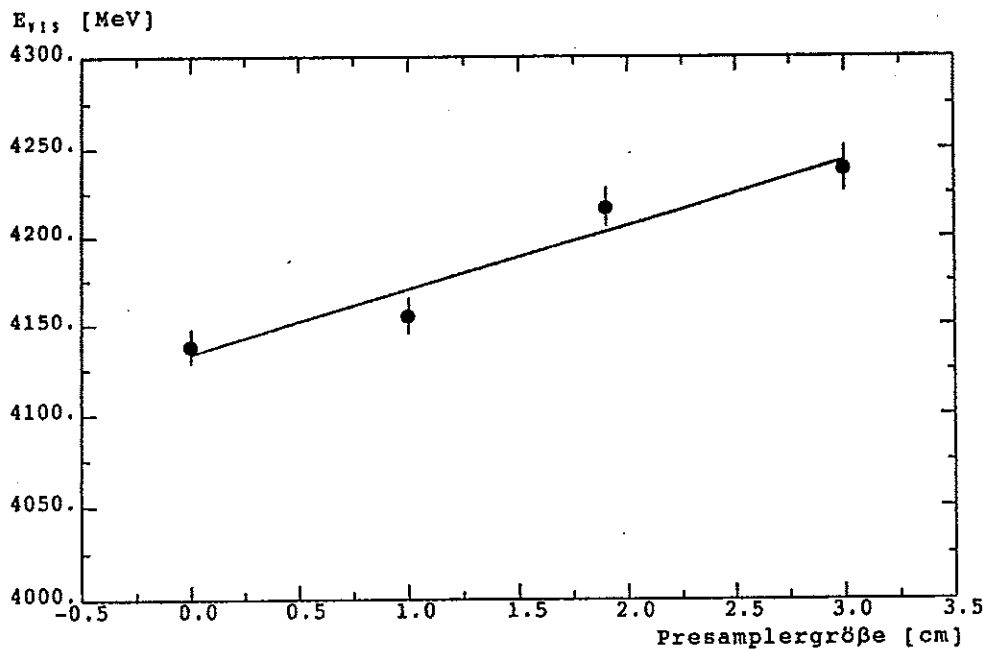


Abbildung 56:
Sichtbare Energie in Abhängigkeit von der Presamplergröße für 50 GeV Elektronen

Die Steigung der sich ergebenden Geraden ist die Energiedeposition pro cm Presamplerdicke. Man kann diese Steigung auch aus der theoretischen Energiedeposition pro Strahlungslänge berechnen, indem sie durch die Strahlungslänge des Presamplermaterials (hier 14 cm) dividiert wird. In der vorhergehenden Untersuchung hatte sich gezeigt, daß die Werte der Parametrisierung um rund das Zweifache zu groß sind. Daher wurde der Wert für die Energiedeposition pro Strahlungslänge nicht durch 14, sondern durch 30 dividiert. Wie in Abbildung 57 erkennbar ist, verhält sich die Energiedeposition pro cm Presampler aus der Monte-Carlo-Simulation ähnlich wie die aus der Parametrisierung berechneten. Abweichungen ergeben sich z. B. dadurch, daß bei einigen Energien nur zwei Geradenpunkte zur Verfügung standen.

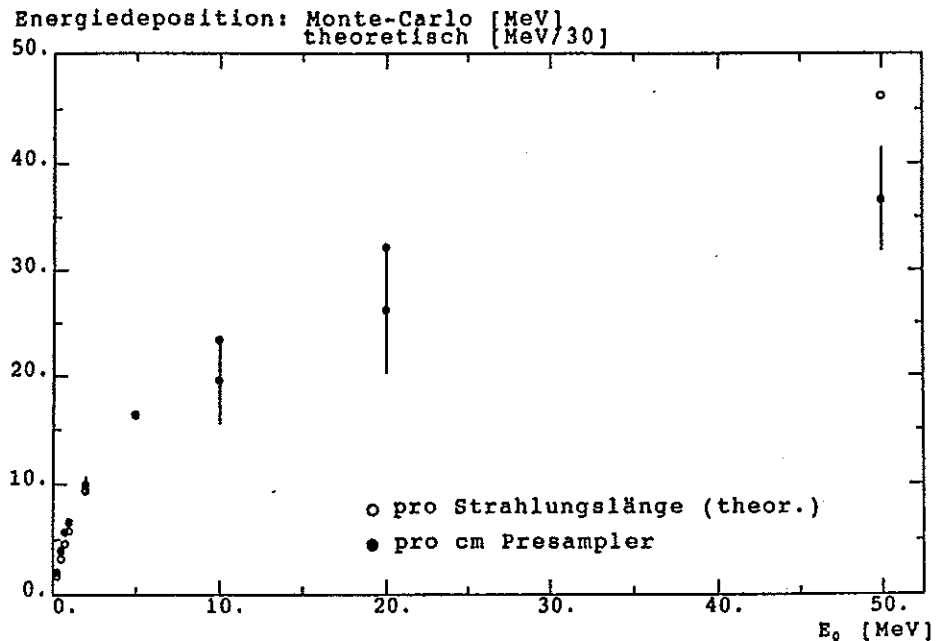


Abbildung 57:

Energiedeposition pro cm Presampler und die Energiedeposition pro Strahlungslänge (theor.) in Abhängigkeit von der Einschußenergie E_0 . Der theoretische Wert wurde unter der Benutzung der Parametrisierung von IL0751 berechnet und mit einem Faktor 1/30 skaliert.

Damit ist das Modell auf die untersuchte Materialkonfiguration übertragbar und es ergibt sich wieder ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen der im Material nicht nachweisbaren Energie und der Energiedeposition im Presampler, wie es Abbildung 58 verdeutlicht. Dieser Presampler kann also aufgrund seiner Funktionsweise nicht für alle Einschußenergien gleichzeitig die richtige Kompensation für die im inaktiven Material deponierten Energien liefern, weil die Schauerprofile für diesen großen Energiebereich zu verschieden sind.

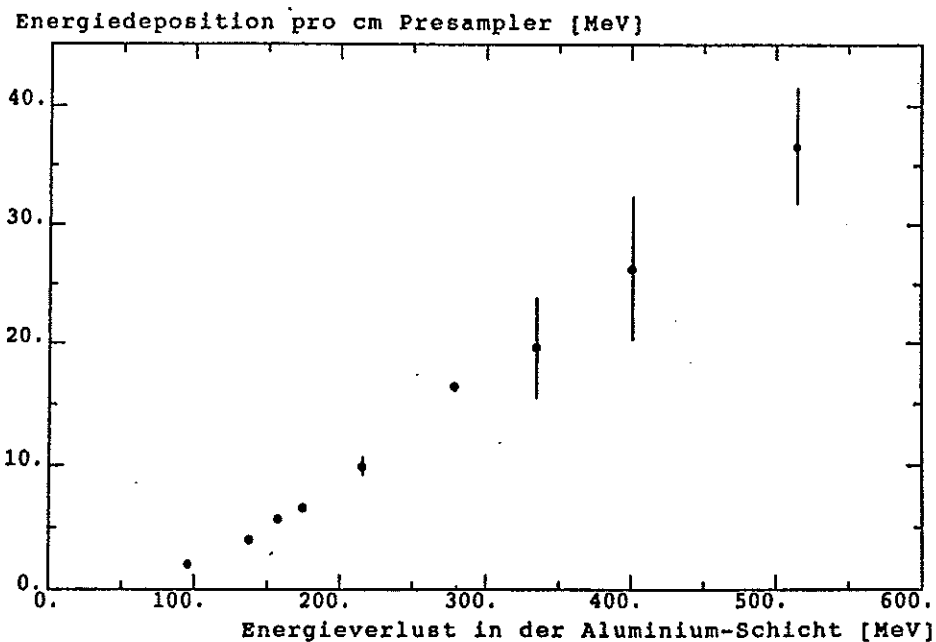


Abbildung 58:

Zusammenhang zwischen der Energiedeposition pro cm Presampler und dem Energieverlust in der Aluminium-Schicht.

Die Überkompensationen bei großen Presamplerschichten können mit Hilfe der Energiedeposition pro cm Presampler aus der Monte-Carlo-Simulation reproduziert werden. Die Abweichungen in der Linearität wurden folgendermaßen nachvollzogen. Zu der im Kalorimeter ohne Presampler deponierten Energie wird derjenige Anteil der sichtbaren Energie addiert, der sich für die jeweilige Presamplerschichtdicke mit Hilfe der Steigung pro cm Presampler berechnet. Durch dieses Verfahren kann man nun für jede Presamplerdicke die Kurve der Linearitätsabweichung ohne großen Rechenzeitverbrauch für EGS-Simulationen erstellen, so daß in Abbildung 59 auch die vollständigen Kurven für die Presamplerschichtdicken 2,5 cm und 3 cm eingetragen wurden und die Überkompensationen bei diesen großen Presamplern gut sichtbar sind.

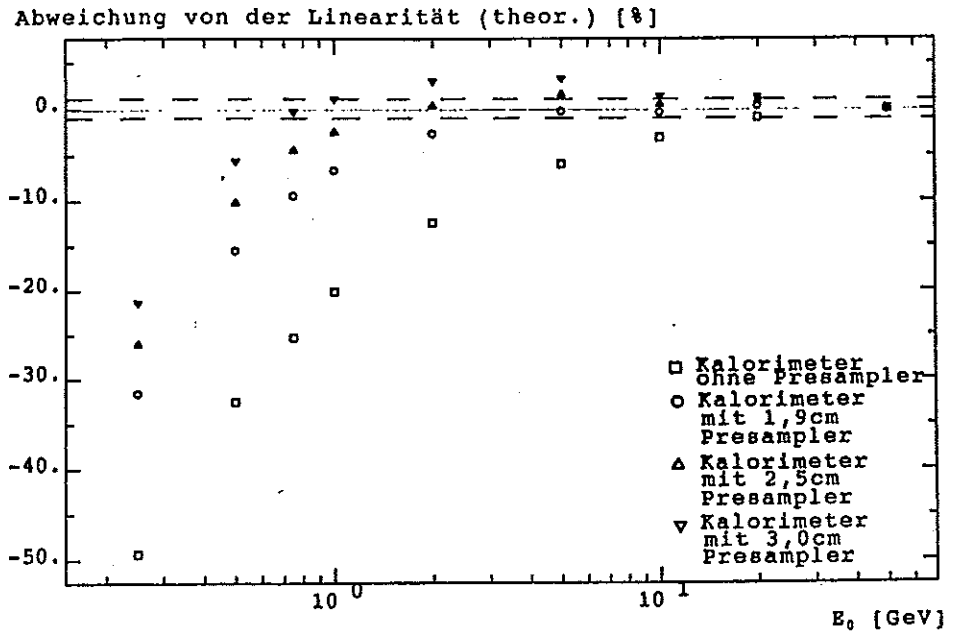


Abbildung 59:

Abweichung von der Linearität des Kalorimetersignales in Abhängigkeit von der Einschußenergie. Gestrichelt markiert wurde der gewünschte Genauigkeitsbereich von $\pm 1\%$.

Aufgrund der im inaktiven Material verlorenen Energie und der Energiedeposition pro cm Presampller-Schichtdicke kann man nun für jede Einschußenergie die theoretisch notwendige Presamplerschicht berechnen, welche die Linearität optimieren würde:

Tabelle 11: Energiedeposition in der Aluminium-Schicht, in einem cm Presampller und die daraus resultierende optimale Presampllerbreite für die Linearität

E_0 [GeV]	E_t [MeV]	Steigung [MeV/cm]	Presampller [cm]
50	521,67	36,58	1,19
20	450,94	26,33	1,43
10	356,46	19,64	1,51
5	286,01	16,44	1,45
2	230,51	9,95	1,93
1	182,49	6,593	2,31
0,75	167,12	5,721	2,43
0,5	147,69	4,042	3,04
0,25	113,01	2,063	4,56

Für die einzelnen Einschüßenergien sind die Presampler-Schichtdicken sehr unterschiedlich. Sie werden für kleine Energien sehr groß und verschlechtern damit die Auflösung.

Ein ca. 2 cm breiter Presampler liefert nach Abbildung 59 für Teilchenergien ab ungefähr 2 GeV ein lineares Signal, jedoch nicht für kleinere Energien. Einen Ausweg aus dieser Situation bietet die Möglichkeit, den Presampler so groß wie die unterste Pad-Zeile (≈ 2 cm) auf den Ausleseplatten zu wählen und so den Presampler doch getrennt auszulesen. Damit sind spätere Korrekturen per Software möglich. Diese Auslegung der Kalorimeterplatten wird aufgrund dieser Untersuchungen im endgültigen Detektor realisiert.

5.4. Auswirkungen von Variationen der Plattenabstände im Kalorimeter

Aus mechanischen Gründen ist es nicht möglich, die Abstände der einzelnen Kalorimeterplatten genau auf 2,5 mm einzustellen. Außerdem kann innerhalb eines Gaps die Ausdehnung der Flüssig-Argon-Schicht durch Unregelmäßigkeiten in der Dicke der einzelnen Platten variieren. In [TP86] wurde eine mögliche Toleranz von 50 μm aus der Forderung abgeleitet, daß die gesamte Flüssig-Argon-Schichtdicke in einem longitudinalen Segment maximal um 1% variieren darf, um die systematischen Fehler in der Energiemessung klein zu halten. Das folgende Kapitel soll zum Verständnis der Auswirkungen von Variationen in der Dicke der Flüssig-Argon-Schicht beitragen.

5.4.1. Analyse der Auswirkungen von Gap-Variationen im Test-Kalorimeter

Grundlage für die folgende Analyse waren die Schauersignale für drei verschiedene Konstellationen. Einmal, wenn die Gaps genau 2,5 mm dick waren, dann eine Variation der Gaps um 160 μm , wie sie bei den Messungen am Testkalorimeter auftraten und als letztes eine Variation der Gaps mit der geforderten Toleranz von 50 μm .

Es traten wieder 1 GeV Elektronen in den zweiten Kanal ein. Bei den variablen Gaps wurde für jedes Event eine neue Abfolge von Flüssig-Argon-Schichtdicken anhand einer Gaußverteilung um den Mittelwert 2,5 mm gewürfelt. Damit konnte verhindert werden, daß systematischen Fehler in dem Mittelwert der deponierten Energie die Analyse erschweren. Die Standardabweichung der Gaußverteilung war durch die jeweilige Konfiguration festgelegt. Die Verwendung einer Gaußverteilung ist dadurch gerechtfertigt, daß die Dicken der einzelnen Blei- und G10-Platten und die Größe der Distanzscheiben eine Gaußverteilung aufweisen. Sie wird auch durch die Messungen am Testmodul bestätigt. Die Tabelle 12 enthält die Ergebnisse der durchgeführten Simulationsrechnungen.

Tabelle 12: Auswirkungen der Gapvariationen

Gap-Größe	$\langle E \rangle$	$\langle \sigma \rangle$	$\langle \sigma/E \rangle$	$\Delta \sigma$
mm	MeV	MeV	%	%
2,5 ± 0	82,94	8,222	9,913	-
2,5 ± 0,16	83,08	8,478	10,205	2,4 ± 1,4
2,5 ± 0,05	82,82	8,281	9,999	1,3 ± 0,9

In der Spalte $\Delta \sigma$ wurde der Wert eingetragen, den man quadratisch zur Standardabweichung des Idealfalles addieren muß, damit man den Auflösungswert für die anderen Konstellationen erhält. In Kapitel 2.3.2. wurde eine Formel für die theoretische Auflösung angegeben. Daraus ergibt sich, daß die Auflösung proportional zu $\sqrt{(D)}$ ist. Enthält diese Schichtdicke D zusätzlich eine Variation, dann gilt nach der Fehlerfortpflanzung:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{\sigma(E_0)}{E_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\sqrt{D})}{\sqrt{D}}\right)^2}$$

Bei einer Variation der Schichtdicken um $\pm 160 \mu\text{m}$ ergibt sich ein relativer Fehler in der Wurzel der Schichtdicken von 3,2% und bei einer Variation um $\pm 50 \mu\text{m}$ von 1%. Die mit Hilfe von EGS-Rechnungen ermittelten Zusatzterme in der Auflösung sind mit diesen Werten vergleichbar. Wenn eine Genauigkeit der Auflösung von $\pm 2\%$ gefordert wird, dann darf die Variation in den Plattenabständen nur $\pm 70 \mu\text{m}$ betragen.

6. Aufbau eines Verfahrens zur Messung der Plattenabstände im Kalorimeter

Aufgrund der im Kapitel 5.4. vorgestellten Ergebnisse der Simulationsrechnungen zu Gap-Variationen ist es notwendig, die Abstände zwischen den Kalorimeterplatten sehr genau zu messen. Da die Industrie keine Geräte zur Messung so geringer Abstände innerhalb der ca. 20 cm x 100 cm Gapfläche anbietet, war es notwendig ein neues Meßverfahren zu entwickeln. Hierbei wurde ein Vorschlag von Babaev [BA86] aufgegriffen, dafür Dehnungsmeßstreifen zu verwenden. Es wurde ein Meßkopf konstruiert, den man in die einzelnen Flüssig-Argon-Spalte einführen kann, wie es die Prinzipskizze in Abbildung 60 zeigt.

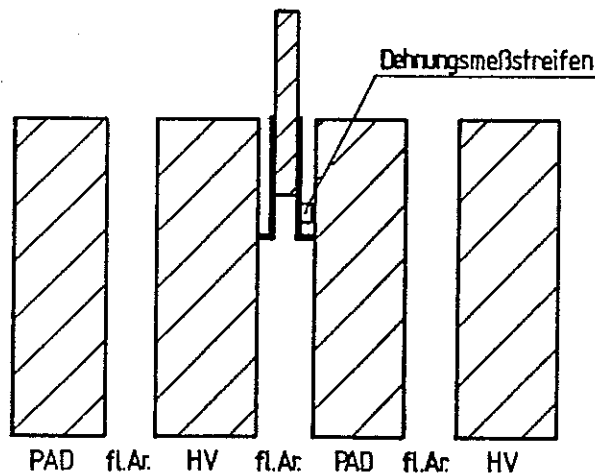


Abbildung 60:
Prinzipzeichnung des entwickelten Meßverfahrens

6.1. Funktionsprinzip des Verfahrens

Die Grundlage für das entwickelte Verfahren bildet die Oberflächendehnung von gebogenen Körpern, die man vereinfacht auf die Biegung elastischer Stäbe zurückführen kann. Abbildung 61 zeigt einen prinzipiellen Aufbau eines solchen Biegeversuches.

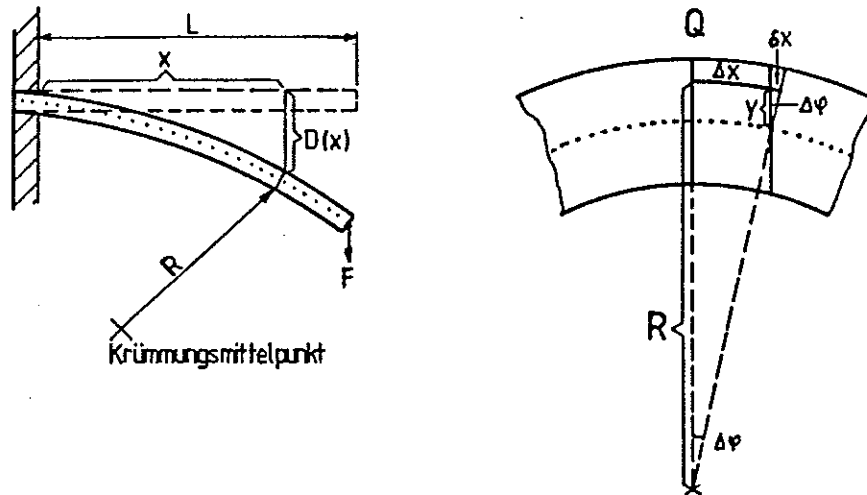


Abbildung 61:
Prinzipieller Aufbau eines Biegeversuches

Nach [DU83] ergibt sich für den mit der Kraft F gebogenen Stab an der Stelle X eine Durchbiegung von:

$$D(X) = \frac{F}{2 \cdot E \cdot I} \left(L \cdot X^2 - \frac{X^3}{3} \right) \quad 0 \leq X \leq L$$

mit F = durchbiegende Kraft

E = Elastizitätsmodul

I = Flächenträgheitsmoment = $\int_{\Omega} y^2 dy$

Für das entwickelte Verfahren benötigt man die relative Dehnung ε der Oberfläche an der Stelle X , die der Stab bei einer Gesamtdurchbiegung D_L am Ende des Stabes erfährt. Abbildung 61 erläutert die Größen der folgenden Rechnung:

$$\frac{\delta X}{Y} = \sin \Delta \varphi = \frac{\Delta X}{R} \quad \text{mit } Y = \text{Durchmesser des Stabes}/2 = d/2$$

$$\Delta X = \text{Länge des DMS}$$

$$\frac{1}{R} \approx \frac{d^2 D}{d^2 X} = \frac{3 \cdot D_L}{L^3} (L-X) \quad , \quad \text{nach der Differentialgeometrie und}$$

$$\text{ausgedrückt mit } D_L = D(X=L)$$

Damit erhält man für die relative Dehnung der Oberfläche:

$$\varepsilon = \frac{\delta X}{\Delta X} = \frac{3 \cdot d \cdot (L-X)}{2 \cdot L^3} \cdot D_L$$

Sie zeigt die gewünschte lineare Abhängigkeit von der Gesamtdurchbiegung.

Die verwendeten Dehnungsmeßstreifen (DMS) bestehen aus sehr dünnem Konstantan-Draht, welcher in einem dichten Gitter auf eine Polymid-Folie geklebt ist (Abbildung 62, [HB86]).



Abbildung 62:
Leitungsgitter eines Dehnungsmeßstreifens
mit Anschlußfahnen (10 fach vergrößert)

Wird ein solcher DMS gedehnt oder gestaucht, so ändert sich sein Widerstand proportional zu relativen Dehnung:

$$\frac{\Delta R}{R} = k \cdot \varepsilon$$

R = Ausgangswiderstand in Ohm

ε = relative Dehnung

k = K-Faktor, Proportionalitätsfaktor ungefähr 2

Diese Widerstandsänderung beruht zum größten Teil auf der Querschnittsänderung des dünnen Drahtes, aber auch auf einer geringen Änderung der spezifischen Leitfähigkeit, weil sich das Kristallgefüge durch die Dehnung oder Stauchung verschiebt. Weitergehende Informationen über DMS und ihre Anwendung kann man [HO73] entnehmen.

In dem entwickelten Verfahren sollte der Widerstand des DMS proportional zur Gesamtdurchbiegung sein:

$$\Delta R = k \cdot \frac{3 \cdot d \cdot (L-X) \cdot R}{2 \cdot L^3} \cdot D_L$$

Zur Überprüfung dieses Zusammenhanges wurde auf einen Metallstreifen ein DMS geklebt. Der Metallstreifen wurde mit Hilfe einer Mikrometerschraube um verschiedene Auslenkungen gebogen und die Widerstandsänderung mit einem Ohm-Meter aufgenommen. Als Zusammenhang der Durchbiegung des Metallstreifens mit der Widerstandsänderung des DMS ergab sich die erwartete Gerade mit einer Steigung von 0,411 mOhm/ μ m. Diese Steigung kann mit Hilfe der obigen Formel für das verwendete Material bestätigt werden, denn es ergibt sich für die theoretische Abhängigkeit:

$$\Delta R = 0,406 \text{ mOhm}/\mu\text{m} \cdot D_L$$

$$\text{mit: } l = 20 \text{ mm}$$

$$x = 2 \text{ mm}$$

$$d = 0,5 \text{ mm}$$

$$k = 2,01$$

$$R = 120,25 \text{ Ohm}$$

Damit wurde das Funktionsprinzip bestätigt.

Je genauer man die Durchbiegung der Metallstreifen messen will, die mit Hilfe einer Kerbung punktförmig aufliegen, um so besser muß man die Widerstandsänderung des Dehnungsmeßstreifen bestimmen. Hier bietet sich die Wheatstone-Brücke an und nach [H073] ergeben sich die folgenden Kombinationsmöglichkeiten, welche in Abbildung 63 schematisch dargestellt werden.

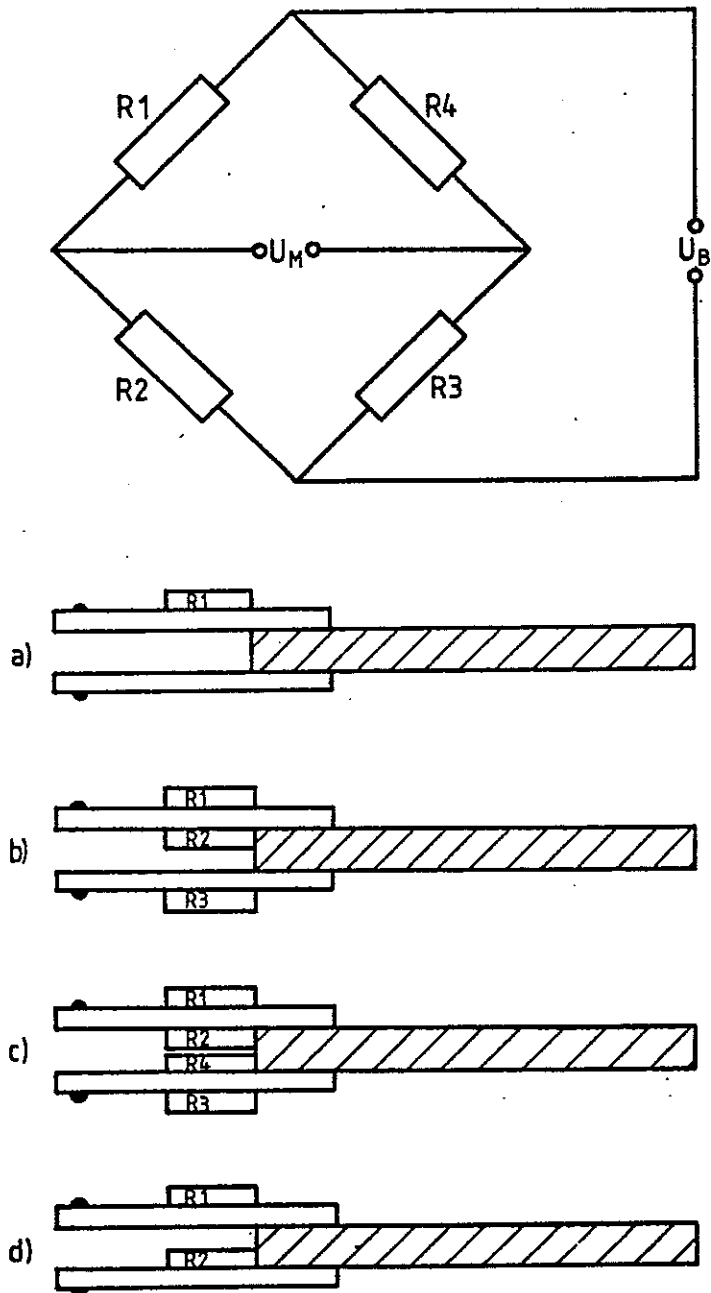


Abbildung 63:
Anordnung der Dehnungsmeßstreifen (R_1) in der Wheatstone-Brücke (oben) und auf dem Meßkopf (unten)

Für die einzelnen Widerstände gilt:

$$R_1 = R + \Delta R_1 \text{ bei Dehnung um } \varepsilon_1$$

$$R_1 = R - \Delta R_1 \text{ bei Stauchung um } \varepsilon_1, \quad \text{mit } \frac{\Delta R_1}{R} = k \cdot \varepsilon_1$$

Für die Wheatstonesche-Brücke erhält man:

$$U_M/U_B = k/4 \cdot (\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_3 - \varepsilon_4)$$

Damit gilt für die einzelnen Kombinationsmöglichkeiten:

- a) 1 DMS $U_M/U_B = k/4 \cdot \varepsilon_1$
- b) 2 DMS $U_M/U_B = k/4 \cdot (\varepsilon_1 + \varepsilon_3)$ bzw. $k/4 \cdot (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$
- c) 4 DMS $U_M/U_B = k/4 \cdot (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \varepsilon_4)$
- d) 2 DMS wie b)

Mit vier Dehnungsmeßstreifen erreicht man also das größte Signal.

Das entwickelte Meßverfahren soll auch bei -196°C anwendbar sein, damit Verbiegungen der Platten durch die starke Abkühlung meßbar werden. Dabei ist zu beachten, daß der DMS schon aufgrund der Kontraktion des Metallstreifens gestaucht und damit sein Widerstand verändert wird. Will man Probleme bei der Kalibration eines Meßkopfes bei -196°C vermeiden, muß man diesen Temperatureinfluß kompensieren. Dafür gibt es drei Möglichkeiten:

- Benutzung von selbstkompensierenden DMS, welche auf das verwendete Material abgestimmt sind.
- Eine Schaltung mit zwei DMS, welche in der Wheatstone-Brücke gegeneinander geschaltet sind und deren Widerstandsänderung sich wegen der gleichartigen Stauchung gerade subtrahieren (Kombination R1/R2 oder R1/R4).
- Eine Schaltung mit vier Dehnungsmeßstreifen, in der R2 die Stauchung von R1 und R4 die Stauchung von R3 kompensiert.

Die erste Möglichkeit ist schwer zu realisieren, da die Industrie selbstkompensierende DMS nur für wenige Materialien und dann selten für diese große Temperaturbereiche anbietet. Sie werden in diesen seltenen Fällen extra gefertigt und sind dementsprechend teuer. Daher sollte eine Lösung des Problems durch die letzten beiden Möglichkeiten angestrebt werden.

6.2. Testmessungen bei Raumtemperatur und unter Flüssig-Stickstoff-Atmosphäre am Versuchsstand

Der für prinzipielle Messungen verwendete Testmeßkopf wurde nach dem Schema d) in Abbildung 63 gebaut und mit einer Wheatstone-Brücke aus den zwei DMS und einer speziell von der Industrie dafür angebotenen Halbbrücke betrieben. Der Meßkopf wurde kalibriert, indem er an beiden Kerbspitzen mit einer Mikrometerschraube auf definierte Abstände zusammengedrückt wurde. Bei der Kalibration ist zu beachten, daß sich die Meßspannung erst nach ca. einer Minute auf einen konstanten Wert eingestellt hat. Wenn der Abstand neu eingestellt wird, muß sich die Dehnung, bzw. Stauchung erst auf den Dehnungsmeßstreifen übertragen und sich an der Wheatstone-Brücke ein Gleichgewicht einstellen.

Der Meßkopf wurde in verschiedenen zeitlichen Abständen (Wochen) mehrfach kalibriert. Die Kalibrationsgeraden zeigen eine Steigung von ca. 2,29 mV/mm, sind aber bis zu maximal 0,025 mV parallel verschoben, was eine Ungenauigkeit von $\pm 11 \mu\text{m}$ bewirkt. Diese Verschiebung der Kalibrationsgeraden kann dadurch erklärt werden, daß der Meßkopf an der Platine fest eingespannt und daher unbeweglich war und der erste Berührungspunkt der Mikrometerschraube mit der Kerbung an der Metallfeder nicht immer gleich getroffen wurde. Der Mangel kann dadurch behoben werden, daß der Meßkopf bei der Kalibration locker aufgehängt wird. Abbildung 64 zeigt eine Kalibrationsgerade für diesen Meßkopf. Sie erfüllt die Geradengleichung:

$$U_M = 2,25 \text{ mV/mm} \cdot D_L - 7,4 \text{ mV}$$

Fehler der Parameter: Geradensteigung: $\pm 0,04 \text{ mV/mm}$

Achsenabschnitt: $\pm 0,1 \text{ mV}$

In einem weiteren Schritt fand ein Kalibrationsspalt aus Platinenmaterial Verwendung, der unten immer schmaler wurde. Mehrmalige Messungen an gleichen Orten bei Raumtemperatur reproduzierten den Meßwert mit $\pm 7 \mu\text{m}$. Die Mittelwerte der gemessenen Brückenspannungen wurden in die Kalibrationsgerade eingetragen.

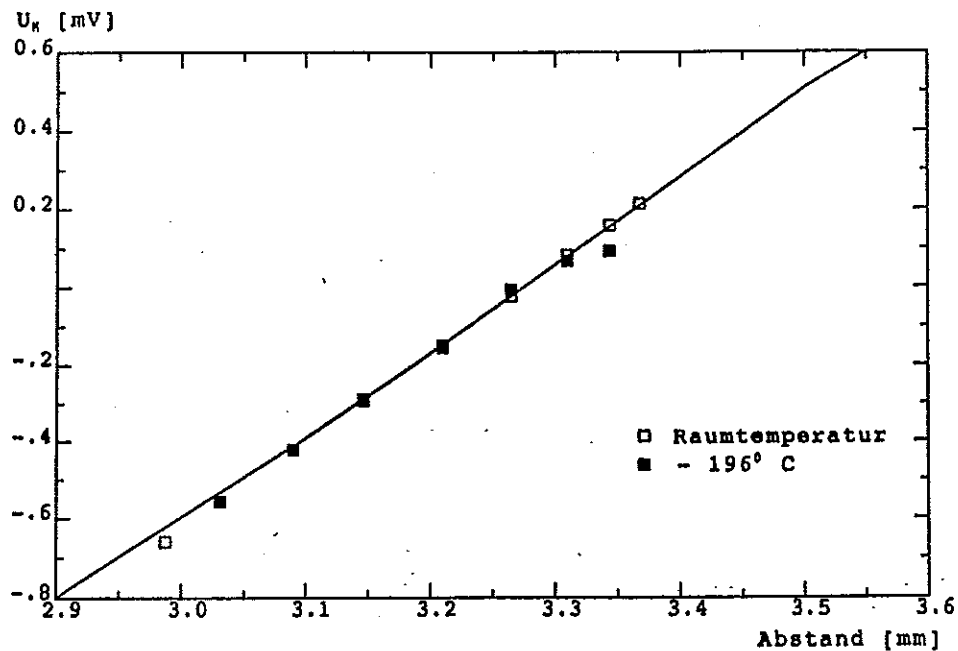


Abbildung 64:

Kalibrationsgerade für einen Testmeßkopf. Die an einem Kalibrationsspalt bei Raumtemperatur und unter Flüssig-Stickstoff-Athmosphäre gemessenen Werte wurden darauf eingetragen. Die Meßwerte bei -196°C wurden temperaturkompensiert eingezeichnet.

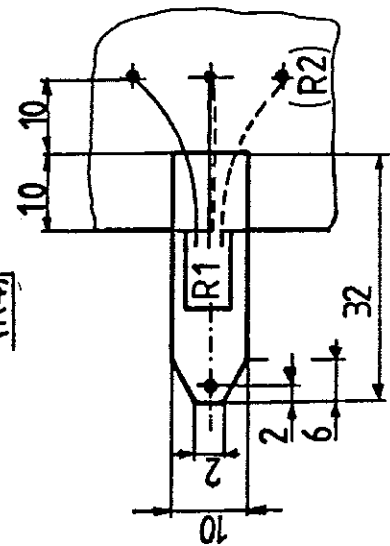
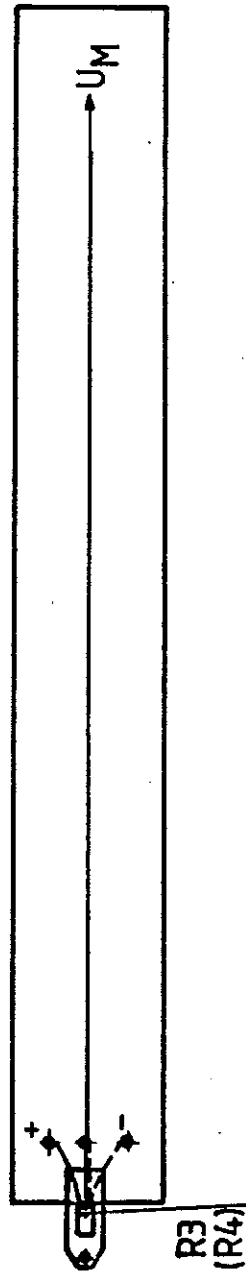
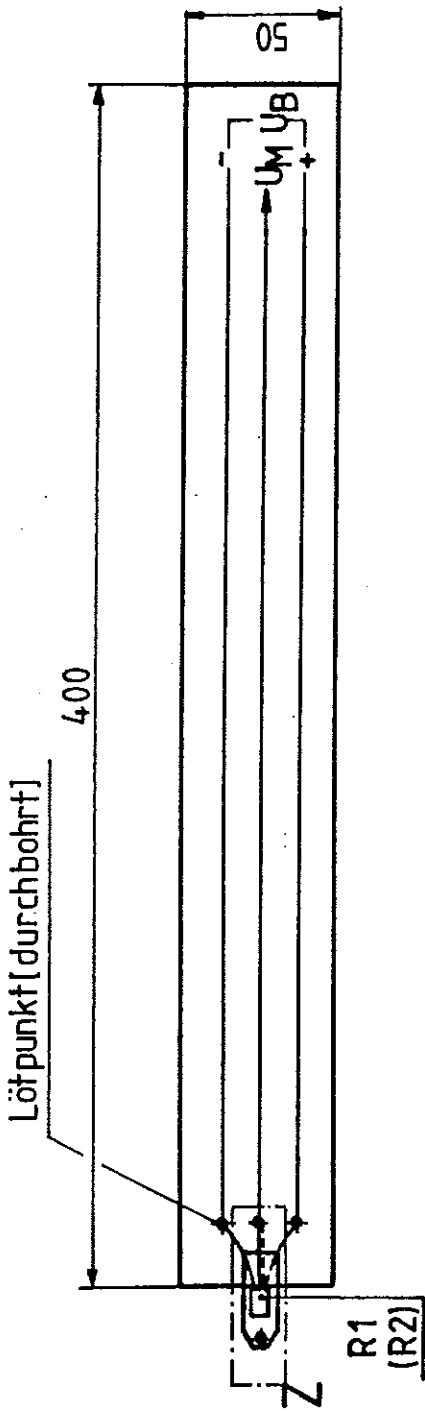
Anschließend erfolgten Messungen in flüssigem Stickstoff. Der Kalibrationsspalt wurde in ein gefülltes Dewar-Gefäß gehängt. Durch die in den DMS umgesetzte Wärme kam es zu Blasenbildungen an den Federn, die eine Schwankung auf der Anzeige um $\pm 0,01\text{ mV}$ und damit um $\pm 5\text{ }\mu\text{m}$ hervorriefen. Diese Blasenbildung kann durch Verwendung einer geringeren Betriebsspannung vermindert werden. Außerdem verschob sich das Meßsignal zu höheren Spannungen hin. Die Verschiebung beträgt bei allen Meßpunkten ca. $0,7\text{ mV}$, was ungefähr $300\text{ }\mu\text{m}$ bedeutet. Zieht man sie ab, so erreicht man an gleichen Meßpunkten gleiche Meßspannungen, sowohl bei Raumtemperatur als auch in flüssigem Stickstoff. Die verbleibenden kleinen Schwankungen kann man dadurch erklären, daß in dem Kalibrationsspalt nicht exakt der gleiche Meßpunkt gefunden wurde. Die sich ergebende Verschiebung von den Messungen bei Raumtemperatur zu den Messungen in flüssigem Stickstoff läßt sich nicht allein durch die Kontraktion der Abstandshalter erklären. In diesem Fall waren es Schraubenmuttern aus Messing. Diese Kontraktion beträgt nur ca. $13\text{ }\mu\text{m}$ und bewirkt damit eine Verschiebung von nur $0,03\text{ mV}$. Deshalb muß die

relativ große Verschiebung daher rühren, daß die Dehnungsmeßstreifen bei diesem Meßkopf (Schema d) in Abbildung 63) nicht an derselben Feder kleben und damit unterschiedliche Stauchungen erfahren, die sich dann in der Schaltung nicht kompensieren. Für weitere Messungen sollten daher bei einer Schaltung mit 2 DMS beide an derselben Feder kleben oder die Schaltung mit 4 DMS verwendet werden.

6.3. Messungen der Plattenabstände im Testkalorimeter bei Raumtemperatur

Abbildung 65 zeigt den Aufbau des zuletzt verwendeten Meßkopfes. Der 1,5 mm dicke Platinenkörper wurde im Kleberebereich der Metallstreifen so dünn gefräst, daß man an den Kerbstellen eine Gesamtbreite von ca. 2,8 mm erhielt. Die Verwendung des dicken Platinenmaterials erwies sich jedoch als unbrauchbar, da die Platine durch den Schneidevorgang eine dauerhafte Durchbiegung erhielt, die bei den späteren Messungen zur Verschlechterung der Meßgenauigkeit beitrug. Geeigneter ist sehr dünnes Platinenmaterial von ungefähr 0,6 mm bis 0,7 mm Stärke.

Der Meßkopf wurde locker aufgehängt kalibriert, womit die Kalibrationswerte mit $\pm 4 \mu\text{m}$ reproduziert wurden. Bei der Bestimmung der Widerstandsänderung wurde ein Gerät aus der Industrie verwendet. Bei diesem Gerät stellten sich die Meßwerte schneller ein, so daß ein Punkt in weniger als einer halben Minute gemessen werden konnte. Den prinzipiellen Meßaufbau am Testkalorimeter zeigt Abbildung 66. Der in der Zeichnung erwähnte Plotter wurde jedoch nicht verwendet. Er stellt eine Anregung zur Automatisierung des Verfahrens dar. Wenn die verwendete optische Bank mit Schrittmotoren ausgerüstet würde, könnte man die Meßwerte mit Hilfe des Plotters gleich richtig skaliert aufzeichnen und später auswerten. Aufgrund mechanischer Unzulänglichkeiten (gebogene Platine, ungleichmäßige Kerbung) wurde bei diesen Messungen nur eine Genauigkeit von $\pm 10 \mu\text{m}$ erreicht.



Einzelheit Z

Abbildung 65:
 Aufbau des Meßkopfes mit 4 DMS, der für die Messungen
 am Testkatorimeter verwendet wurde. Die DMS an den
 Unterseiten der Federn wurden in Klammern angegeben.
 oben: Oberseite des Meßkopfes
 unten: Unterseite des Meßkopfes

Es wurden am Testmodul im vorderen Bereich (Gap 5,6,7,8), in der Mitte (Gap 25,26,27,28) und im hinteren Bereich (Gap 45,46,47,48) des Stapels jeweils vier aufeinanderfolgende, also insgesamt zwölf, Gaps ausgemessen. Die ungefähre Lage der Meßpunkte deuten die Kreuze in der Frontplatte des Stacks (Abbildung 66) an. Die Nummer über den Kreuzen gibt die Nummer der Meßreihe an. In der Mitte eines Gaps konnte leider nicht gemessen werden, da der Eingang durch die Hochspannungs- und Padanschlüsse versperrt war.

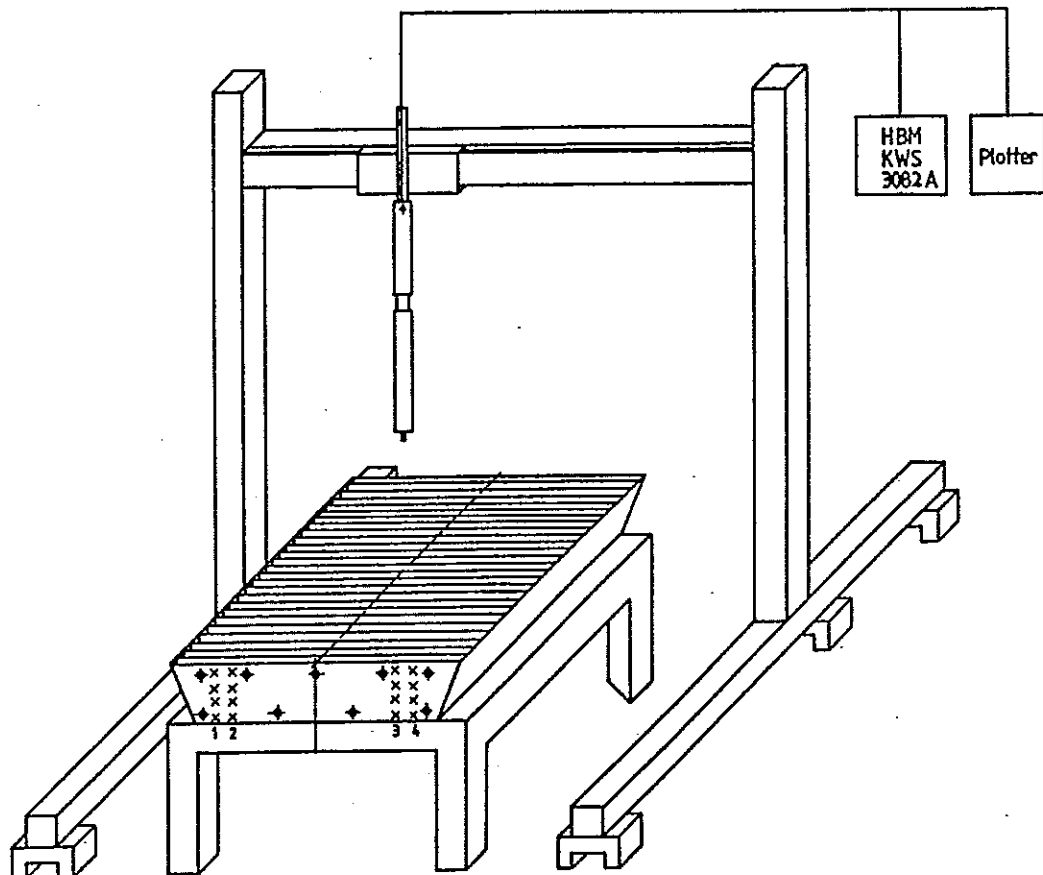


Abbildung 66:

Prinzipieller Aufbau für die Messungen am Testkalorimeter. Die in einem Spalt gemessenen Punkte wurden vier Meßreihen zugeordnet, die mit 1, 2, 3 und 4 gekennzeichnet sind.

Abbildung 67 zeigt das Profil für jedes der zwölf Gaps jeweils von oben (rechte Seite des Balkens) nach unten (linke Seite des Balkens) und für jede Meßreihe. Vergleicht man die Gaps des hinteren Kalorimeterteiles (letzten vier Gaps) mit denen im vorderen Teil (ersten vier Gaps), so sieht man eine deutliche Verschlechterung im Profil. Im hinteren Kalorimeterteil blieb der Meßkopf öfters stecken, was bedeutet, daß die Gapbreiten kleiner als 2,12 mm waren. Dies ist auf den niedrigeren Qualitätsstandard der hinteren Kalorimeterplatten zurückzuführen. Allen Gaps und Meßreihen ist gemeinsam, daß die beiden mittleren Meßpunkte im Inneren der Gaps kleiner als die oberen und unteren Randpunkte sind. Das deutet auf eine systematische Verbreiterung im mittleren Bereich der Platten hin, zumal die äußeren Bereiche durch die Distanzscheiben an den Stangen auf konstantem Abstand gehalten werden.

Diese Tendenz wird durch die Abbildungen 68, 69 und 70 bestätigt. In Abbildung 68 wurde die Verteilung aller gemessenen Abstände dargestellt. Sie läßt sich durch eine Gaußverteilung mit dem Mittelwert von 2,44 mm und eine Standardabweichung von 0,155 mm approximieren. Abbildung 69 zeigt die Verteilung der gemessenen Innenabstände, sie liegt mit einem Mittelwert von 2,34 mm und einer Standardabweichung von 0,100 mm unterhalb von der mittleren Verteilung aller Punkte und der Verteilung der gemessenen Randabstände (Abbildung 70) mit einem Mittelwert von 2,55 mm und einer Standardabweichung von 0,076 mm.

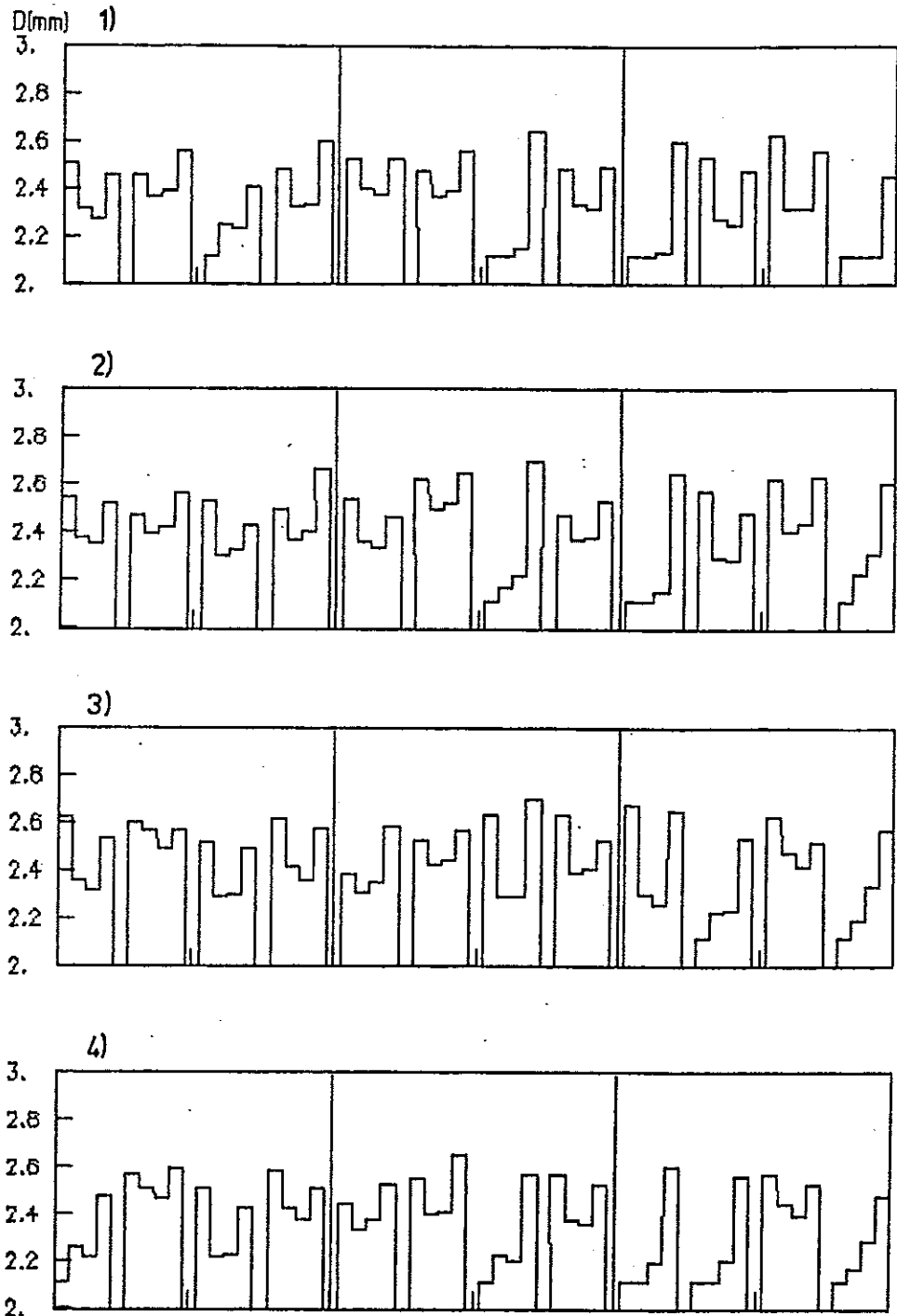


Abbildung 67:
 Profile der einzelnen Gaps für jede Meßreihe. Links sind die Profile der Gaps im vorderen Kalorimeterbereich zu sehen, in der Mitte diejenigen der mittleren gemessenen Gaps und rechts die Profile der Gaps im hinteren Kalorimeterbereich. Dabei ist die rechte Seite des Balkens der obere Rand der Platte und die linke Seite der untere Rand.

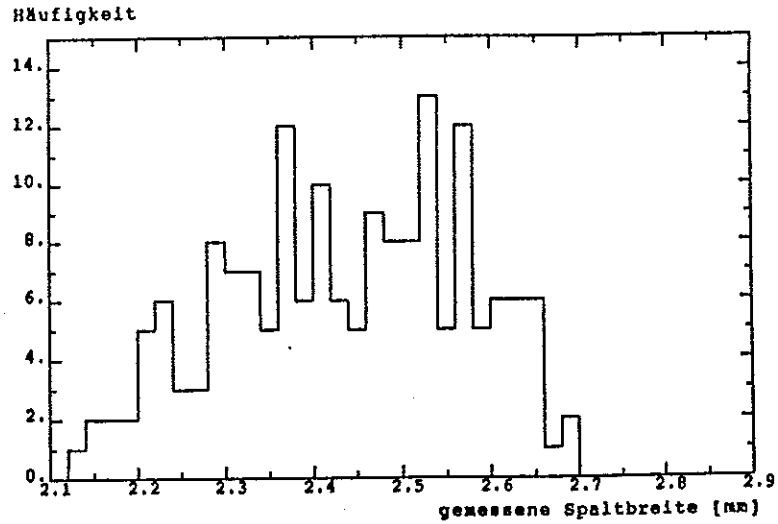


Abbildung 68:
Verteilung aller gemessenen Spaltbreiten

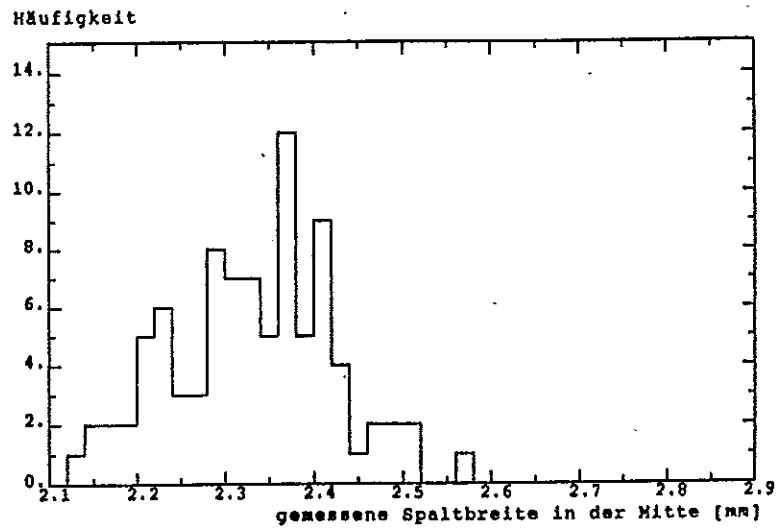


Abbildung 69:
Verteilung der an den beiden inneren Punkten einer Meßreihe gemessenen Spaltbreiten

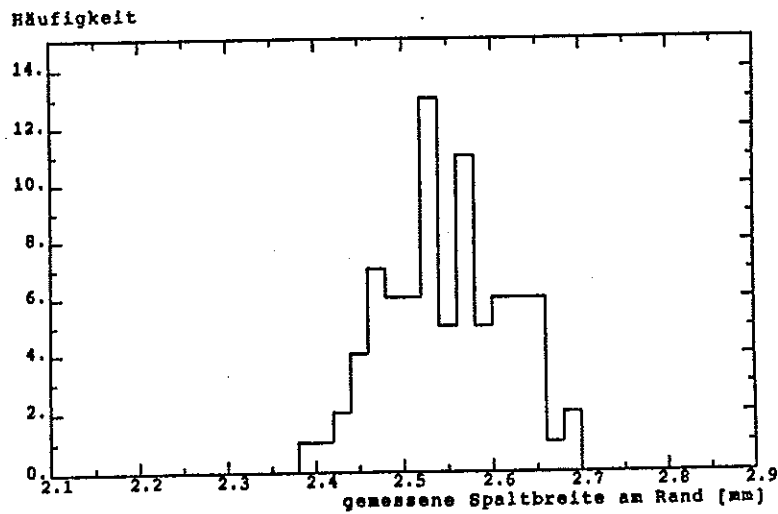
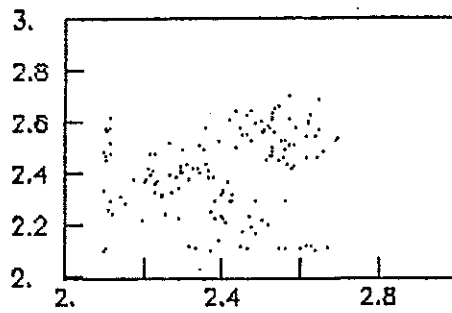
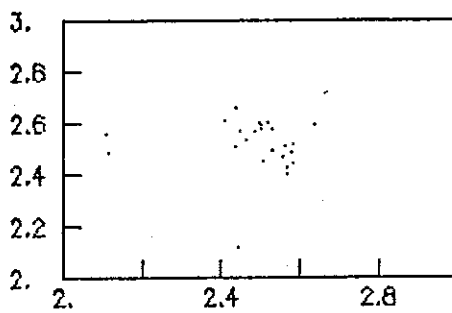


Abbildung 70:
Verteilung der an den beiden äußeren Punkten einer Meßreihe gemessenen Spaltbreiten

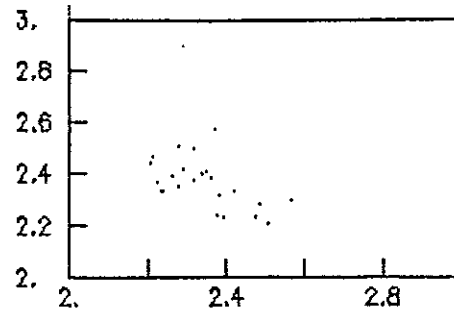
Da im Testkalorimeter nur im beschränkten Maße Platz zur Verfügung steht, müssen Ausgleichungen in der Größe der Gaps stattfinden. Demnach sollten Gaps, welche zu klein sind ein Nachfolger-Gap haben, das zu groß ist und umgekehrt. Nur so können sich die Abstände der Gaps bei Unregelmäßigkeiten einstellen, um den gesamten Platz auszufüllen. Plottet man demnach die gemessenen Werte derart, daß auf der X-Achse der Meßwert eines Gaps und auf der Y-Achse mit dem entsprechende Meßwert des folgenden Gaps gewichtet eingetragen wird (Abbildung 71), dann sollte man durch die Verteilung der Meßwerte eine Gerade mit der Steigung -1 legen können oder im Extremfall Häufungspunkte in der linken oberen und in der rechten unteren Ecke finden. In den obersten Korrelationsplot wurden alle gemessenen Werte vermerkt. Hier sieht man jedoch zwei Häufungspunkte, welche an der Winkelhalbierenden liegen. Der obere Häufungspunkt rührt von der Verteilung der Randpunkte her und der untere wird von den Meßwerten im Inneren der Gaps gebildet. Eine Korrelation zwischen den Gaps, die zum Ausgleich der Gapvariation führt, kann nach diesem Plot nicht angenommen werden. Deshalb wurden die Meßwerte getrennt nach Rand- und Innenlage und nach den einzelnen Bereichen unterteilt eingetragen. Für die Gaps im vorderen Bereich kann nach diesen Plots eine gewisse Korrelation festgestellt werden, da man durch diese Verteilungen eine Gerade mit der Steigung -1 legen kann, was den obigen Ausgleichungen entspricht. Für die anderen Bereiche sind die Korrelationen nicht so klar. Dies läßt sich dadurch erklären, daß im vorderen Bereich die Kalorimeterplatten mit hohem und weiter hinten mit einem niedrigeren Qualitätsstandard verwendet wurden.



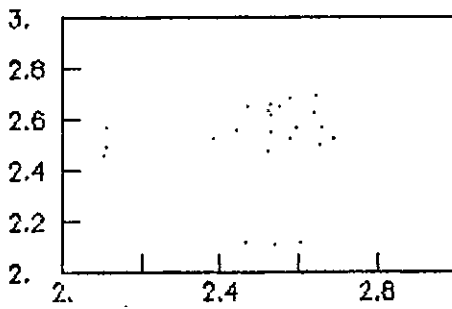
KORR-PLOT ALLE



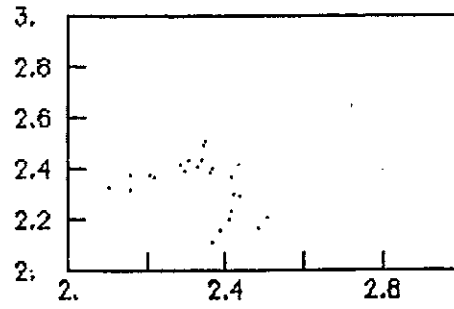
KORR-RAND VORNE



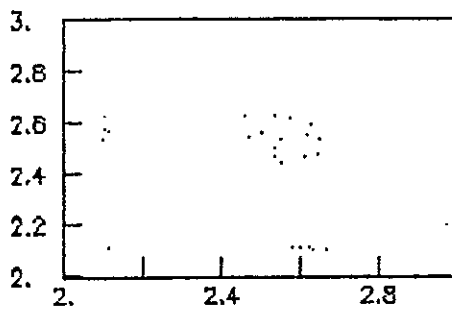
KORR-INNEN VORNE



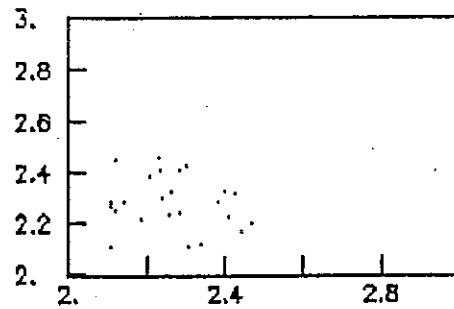
KORR-RAND MITTE



KORR-INNEN MITTE



KORR-RAND HINTEN



KORR-INNEN HINTEN

Abbildung 71:
 Korrelationsdiagramme. Eingetragen wurden auf der x-Achse der Meßwert eines Gaps und auf der y-Achse der entsprechende Meßwert des nachfolgenden Gaps. Oben ist das Diagramm für alle Meßpunkte, anschließend links für die Randpunkte und rechts für die Innenpunkte zusehen. Die drei gemessenen Kalorimeterbereiche wurden getrennt dargestellt.

Am Testkalorimeter wurde außerdem die Funktion der Abstandshalter überprüft, indem an verschiedenen Distanzscheiben der Abstand gemessen wurde. Diese Messungen sind in Abbildung 72 dargestellt. Ihre Verteilung liegt mit einem Mittelwert von 2,49 mm und einer Standardabweichung von 0,043 mm sehr nahe an der geforderten Toleranz von $\pm 50 \mu\text{m}$.

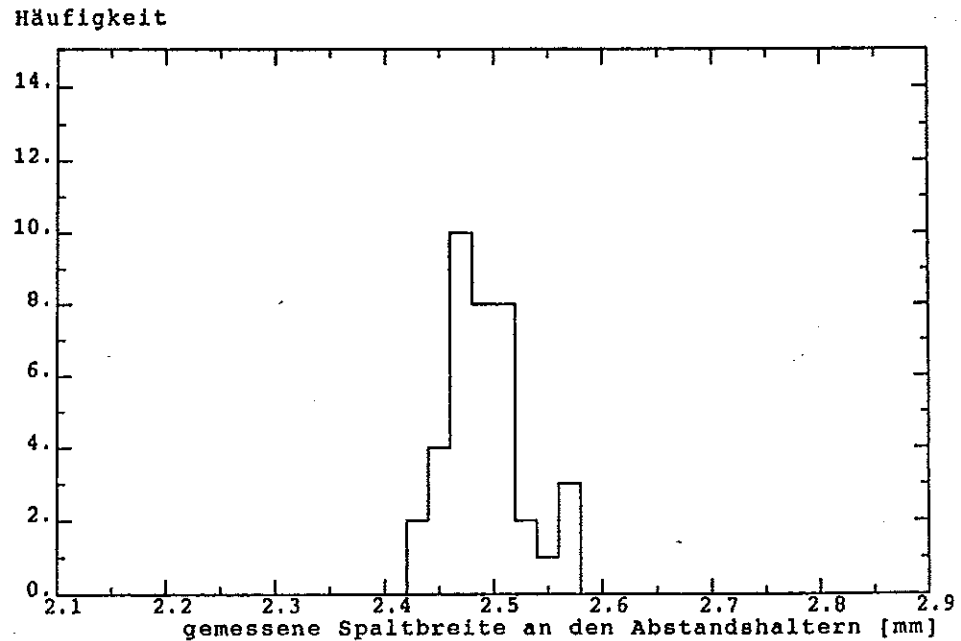


Abbildung 72:
Verteilung der an den Abstandshaltern gemessenen Spaltbreiten

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über alle gemessenen Abstände. Dabei werden zusätzlich die Fehler aus ihrer Anpassung mit einer Gaußverteilung angegeben.

Tabelle 13: Im Testkalorimeter gemessene Spaltbreiten

	Mittelwert [mm]	Standardabweichung [mm]
alle Meßpunkte	$2,44 \pm 0,02$	$0,155 \pm 0,02$
Innenpunkte	$2,34 \pm 0,01$	$0,100 \pm 0,01$
Randpunkte	$2,55 \pm 0,01$	$0,076 \pm 0,01$
Abstandshalter	$2,49 \pm 0,01$	$0,043 \pm 0,01$

Abschließend wurden die Profile von drei Gaps an den Ecken ausgemessen und in Abbildung 73 dargestellt. Dabei ist die linke Seite des Histogramms die obere Kante der Ecke und die rechte Seite die untere abgeschrägte Kante des Kalorimeters. Die Meßpunkte lagen dabei untereinander und jeweils 1 cm voneinander entfernt. Ist ein Abstand größer als 2,8 mm, dann liegt er außerhalb des Meßbereiches des Meßkopfes und im Histogramm wurde ein Abstand von 2,8 mm eingetragen. Es zeigt sich, daß die Abstände in den gemessenen Ecken zu groß sind.

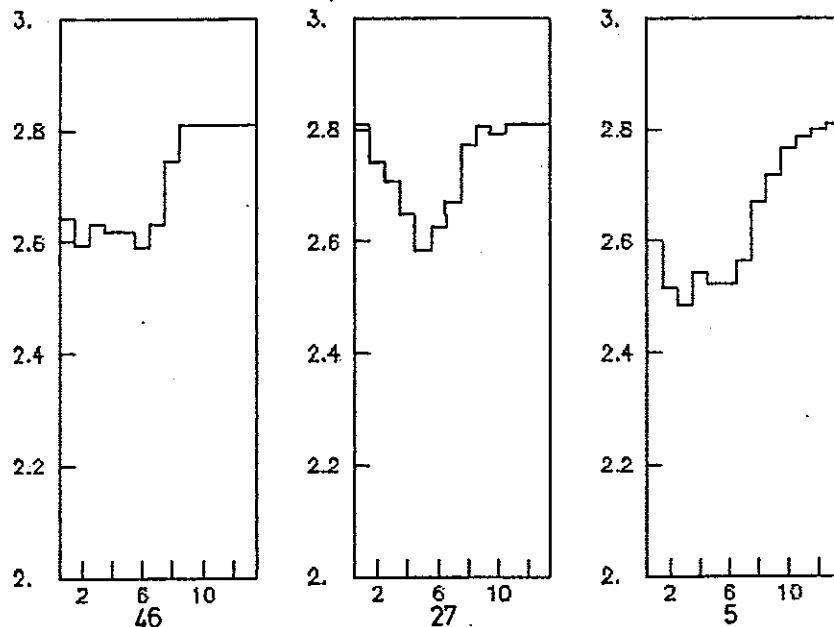


Abbildung 73:

Gemessene Spaltbreite in drei äußeren Ecken des Kalorimeters.

Die linke Seite des Histogramms ist die obere Kante des Kalorimeters und die rechte Seite die abgeschrägte untere Kante. Unter dem Histogramm steht die Nummer des gemessenen Gaps.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde das Testmodul für den FB2-Ring des elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters im H1-Detektor mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen untersucht.

Für den Aufbau dieses Testmoduls konnten die Abschneide-Energien für die Monte-Carlo-Simulation der elektromagnetischen Schauer mit dem Programmpaket EGS (3.Version) festgelegt werden. Die detaillierte Analyse ergab für Elektronen den Wert 1,5 MeV und für Photonen den Wert 0,1 MeV .

Es wurden vier verschiedene Modelle für die Hochspannungsversorgung des Testkalorimeters untersucht. Die Störung des Schauersignales durch eine defekte Hochspannungsleitung war bei der Verteilung, in welcher sich die Zuleitungen an jeder Seite einer Hochspannungsplatte nacheinander abwechseln am geringsten. Die anschließend zur Korrektur des gestörten Schauersignales durchgeführten Verfahren zeigten, daß die Korrektur mit einem einfachen Faktor in Verbindung mit dem beschriebenen Verteilungsschema die besten Ergebnisse erzielte. Diese Art der Korrektur ist für einen schnellen Trigger anzustreben, da im Entscheidungszeitpunkt für die Registrierung des Ereignisses keine Information über den Ort der Schauerentwicklung vorliegt und damit feinere Korrekturverfahren nicht möglich sind. Somit wird die genannte Hochspannungsversorgung im späteren Kalorimeter Verwendung finden.

Die Schichtabfolge im Testmodul wird durch drei Stabilisierungsplatten aus Stahl unterbrochen. Die Beeinträchtigung der Kalorimeterfunktion durch diese Platten konnte mit Hilfe einer Optimierung der Plattenstärke auf einen minimalen Wert eingestellt werden. Für die Konfiguration 1, in der eine Hochspannungsplatte durch eine Stahlplatte ersetzt wird, ist nur eine Plattenstärke von 3,2 mm möglich, um ein vom Eintrittsort unabhängiges Schauersignal zu erhalten. Diese geringe Plattenstärke kann die Anforderungen der Stabilisierung nicht erfüllen. Bei der Konfiguration 2 wird außer der Hochspannungsplatte auch

noch der Bleikern einer Padplatte durch eine Stahlplatte ersetzt. Hier kann eine Stahlplatte in der handelsüblichen Fertigungsstärke von rund 6 mm verwendet werden. Diese zweite Konfiguration soll im endgültigen Kalorimeter realisiert werden.

Der Einfluß des inaktiven Materials vor dem Kalorimeter im H1-Detektor wurde analysiert und eine Presampler-Konstruktion zur Kompensation des Energieverlustes untersucht. Es konnte gezeigt werden, daß dieser Presampler aufgrund seiner Funktionsweise für annähernd alle Energien des Primärteilchens eine befriedigende Kompensation liefert. Die Linearitätsabweichungen für geringe Einschußenergien lassen sich durch spätere Korrekturen in der Schaueranalyse beheben. Zur Ermöglichung dieser Korrektur legt man das Kalorimeter so aus, daß der Presampler getrennt ausgelesen wird.

Eine Analyse der Auswirkungen auf die Energieauflösung durch Variationen in der Dicke der Flüssig-Argon-Schicht zeigte die erwartete Abweichung. Zur Erreichung einer Genauigkeit der Energieauflösung von $\pm 2\%$, ist es erforderlich die Dicke der Flüssig-Argon-Schicht auf mindestens $\pm 70\ \mu\text{m}$ genau einzustellen.

Es wurde ein Verfahren zur Messung der Dicken der Flüssig-Argon-Schichten entwickelt und am Testkalorimeter erprobt. Dieses Verfahren ist sowohl bei Raumtemperatur als auch unter Flüssig-Stickstoff-Atmosphäre bei -196°C anwendbar. Bei Messungen am Testkalorimeter wurde eine mittlere Spaltbreite von 2,44 mm und eine Toleranz von $\pm 155\ \mu\text{m}$ festgestellt. Messungen der Spaltbreiten in der Nähe der Abstandshalter zeigten, daß diese die an sie gestellte Aufgabe, die Platten in der richtigen Position zu halten, erfüllen. Hier wurde ein mittlerer Abstand von 2,49 mm mit einer Toleranz von $\pm 43\ \mu\text{m}$ bestimmt.

Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. Wegener für die Themenstellung dieser Arbeit. Für seine ständige und hilfreiche Unterstützung während ihrer Entstehung bin ich ihm sehr dankbar.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Rauschnabel, dessen Betreuung wesentlichen Anteil am Zustandekommen dieser Arbeit hatte.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Mitgliedern des Lehrstuhles EV der Abteilung Physik an der Universität Dortmund für ihre freundliche Aufnahme in ihren Kreis und ihre stetige Hilfsbereitschaft.

Der Studienstiftung des deutschen Volkes danke ich für die Unterstützung während meines Studiums.

Schließlich möchte ich mich bei Harald bedanken, der mir den Blick für das Wichtige im Leben bewahrte und mir in jeder Situation hilfreich zur Seite stand.

Meinen Eltern danke ich für die Ermöglichung des Physik-Studiums, ohne das diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie gefördert.

Literaturverzeichnis

- [AM81] U.Amaldi
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Physica Scripta 23 (1981) 409
- [BA70] G.Bathow et. al.
Nucl. Phys. B 20 (1970) 592
- [BA86] A.Babaev
Pers. Mitteilung
- [BE34] H.Bethe, W.Heitler
Proc. Roy. Soc. A 146 (1934) 83
- [BE73] E.Bender
Cryogenics
January (1973), 11
- [BE82] M.J.Berger, S.M.Seltzer
Stopping Powers and Ranges of Electrons and
Positrons (2nd Edition)
U.S.National Bureau of Standards Report
NBSIR 82-2550-A(1982)
- [BL86] H.Blume
Int. Report H1-03/86-46
March 19,1986
- [CO75] A.J.Cook, L.J.Shustek
A User's Guide to MORTRAN2
SLAC Computation Research Group Technical
Memorandum Number CGTM 165 (1975)
- [DR82] A.Drescher
Untersuchungen an den Schauerzählern des ARGUS-
Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund 1982

- [DU83] Dubbel
Taschenbuch für den Maschinenbau
15. Auflage, Seite 197
Springer Verlag 1983
- [EI87A] F.Eisele
Memorandum für die H1-Kalorimeter-Arbeitsgruppe
Juni 1987
- [EI87B] F.Eisele
Memorandum für die H1-Kalorimeter-Arbeitsgruppe
Juli 1987
- [FA85] C.W.Fabjan
Calorimetry in High Energy Physics
CERN-EP/85-54,1985
- [FO78] 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)
- [FR79] H.Frauenfelder, E.Henley
Teilchen und Kerne
R.Oldenbourg Verlag, München 1979
- [HB86] Hottinger Baldwin Meßtechnik
Dehnungsmeßstreifen und Zubehör
Prospekt 1986
- [HO73] K.Hoffman
Informationsschriften zur Anwendung von Dehnungs-
meßstreifen
Hottinger Baldwin Meßtechnik (1973)
- [HT53] W.Heitler
Quantum Theory of Radiation
Oxford University Press 1953

- [LO75] E. Longo, I. Sestili
Monte Carlo Calculation of Photon-initiated
Electromagnetic Showers in Lead Glass
Nucl. Instr. Meth. 128 (1975) 283
- [ME70] Messel, Crawford
Electron-Photon Shower Distribution
Function Tables for Lead, Copper and Air Absorber
Pergamon Press, Oxford (1970)
- [MO48] G. Molière
Z. Naturforsch. 3a (1948), 78
- [MO73] W. Moore, D. Hummel
Physikalische Chemie
de Gruyter, Berlin 1973
- [OT53] K. Ott
Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten
W. Heisenberg (Herausgeber)
Kosmische Strahlung (2. Auflage), S. 320-349
Springer Verlag, Berlin (1953)
- [RA87] K. Rauschnabel
Memorandum für die H1-Kalorimeter-Arbeitsgruppe
Juli 1987
- [RO64] B. Rossi
High Energy Particles
Prentice Hall, New York 1964
- [RP86] Review of Particle Properties
Phys. Lett. 170 B (1986) 1
- [SE53] E. Segré
Experimental Nuclear Physics, Volume I (1953)
John Wiley & Sons, Inc., New York
Chapman & Hall, Limited, London
- [SE65] E. Segré
Nuclei and Particles
Benjamin, New York 1965

- [ST52] R.M.Sternheimer
The Density Effect for Ionisation Loss in Various
Materials
Phys. Rev. 88 (1952) 851
- [TP86] Technical Proposal for the H1-Detector
H1-Collaboration
March 25, 1986
- [TP87] Technical Progress Report
H1-Collaboration
October 4, 1987