

Untersuchungen an einem  
Prototyp-Kalorimeter  
für den  
H1-Detektor

Experimentell-physikalische Diplomarbeit  
an der Universität Hamburg,  
durchgeführt bei DESY in der Gruppe F21

von

Wulf Schlüter

16. Mai 1989

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Physik der Elektron-Proton Streuung . . . . .	9
2.2	Physik kalorimetrischer Energiemessung . . . . .	10
2.3	Entwicklung elektromagnetischer Schauer . . . . .	11
2.3.1	Energieverlust von Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung . . . . .	12
2.3.2	Paarerzeugung . . . . .	13
2.3.3	Energieverlust der Elektronen und Positronen durch Ioni- sation . . . . .	14
2.3.4	Longitudinale Schauerentwicklung . . . . .	15
2.3.5	Laterale Schauerausdehnung . . . . .	16
2.4	Entwicklung hadronischer Schauer . . . . .	17
2.4.1	Die tief inelastische Hadron - Nukleonstreuung . . . . .	18
2.4.2	Die Zerfälle aus Kernanregungen . . . . .	19
2.4.3	Zerfälle von Teilchen . . . . .	19
2.4.4	Schauerausdehnung . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Kalorimeter</b>	<b>22</b>
3.1	Kalorimetertypen . . . . .	22
3.2	Sampling-Kalorimeter . . . . .	23
3.2.1	Energieauflösung elektromagnetischer Sampling-Kalori- meter . . . . .	23
3.2.2	Energieauflösung hadronischer Sampling-Kalorimeter . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Aufbau der Kalorimeter</b>	<b>28</b>
4.1	Die Padstruktur . . . . .	28
4.2	Der longitudinale Stackaufbau . . . . .	28
4.2.1	Elektromagnetischer Teststack . . . . .	28
4.2.2	Hadronischer Teststack . . . . .	30
4.3	Der Plattenaufbau . . . . .	32
4.3.1	Elektromagnetischer Teststack . . . . .	32
4.4	Flüssiges Argon als aktives Medium . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Prüfverfahren für Kalorimeterteile vor dem Zusammenbau</b>	<b>39</b>
5.1	Prüfungsverfahren für Readoutboards . . . . .	39
5.1.1	Der Hochspannungs-Pad-Tester . . . . .	39

5.1.2	Der Readoutboardprüfstand . . . . .	42
5.2	Untersuchungen an Hochspannungsplatten . . . . .	45
5.2.1	HV-Strommeßgerät mit hoher Auflösung . . . . .	45
5.2.2	Untersuchungen am Highresistive Coating . . . . .	48
5.3	Ultraschalltest . . . . .	59
<b>6</b>	<b>Auswertung der Meßdaten</b>	<b>63</b>
6.1	Der Versuchsaufbau . . . . .	63
6.2	Die Auswirkung toter Zonen auf Signalamplituden und Energieauflösung . . . . .	63
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>79</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Neutraler und geladener Strom in der <i>ep</i> -Streuung . . . . .	9
2.2	Absorptionskoeffizient von Photonen in Blei . . . . .	13
2.3	Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei . . . . .	15
2.4	Ionisationsverlust von Hadronen . . . . .	17
2.5	Relative Verteilung der Prozesse, die zu Energieverlusten in hadronischen Schauern führen (Monte Carlo Daten) . . . . .	21
3.1	Abhängigkeit der Auflösung vom <i>e/h</i> Verhältnis . . . . .	26
4.1	Die Padstruktur auf einem Readoutboard (IF1E) . . . . .	29
4.2	Padstruktur auf einer Auslesekarte (IF2H) . . . . .	29
4.3	Aufbau der IF1E-Ausleseplatten . . . . .	31
4.4	Aufbau der IF1E-Hochspannungsplatten . . . . .	31
4.5	Die Leiterbahnen auf der Rückseite eines Readoutboards . . . . .	32
4.6	Einbau der Spacer in den IF1E-Stack . . . . .	34
4.7	Zusammenbau des Stacks . . . . .	34
4.8	Der fertige elektromagnetische Teststack . . . . .	35
4.9	Schnitt durch "Independent Readoutboard" und Absorberplatten . . . . .	35
4.10	Ladungsausbeute in Abhängigkeit von der Spannung auf den Hochspannungsplatten . . . . .	38
5.1	Schaltplan des Pad-Testers und Verstärkungskennlinie des TTL-Bausteins 74LS04 . . . . .	40
5.2	Die Elektroden des HV-Pad-Testers . . . . .	41
5.3	Der HV-Pad-Tester . . . . .	41
5.4	Der Pad-Tester im Einsatz . . . . .	42
5.5	Schaltplan des Readoutboardprüfstandes . . . . .	43
5.6	Der Readoutboardprüfstand . . . . .	44
5.7	Schaltung des HV-Plattentestgeräts . . . . .	46
5.8	Verteilung der gemessenen Ströme . . . . .	47
5.9	HV-Test mit IF2H Hochspannungsplatten . . . . .	48
5.10	Schaltplan der Konstantstromquelle mit LM 723 . . . . .	50
5.11	Die Elektroden des Vierpols . . . . .	50
5.12	Versuchsaufbau zur Messung der Feinverteilung des HRC-Widerstandes . . . . .	52
5.13	Feinverteilung des Widerstandes . . . . .	53
5.14	Entwicklung des HRC-Widerstandes bei Zimmertemperatur . . . . .	54
5.15	Entwicklung des HRC-Widerstandes bei $T=77\text{ K}$ . . . . .	55
5.16	Verlauf der Äquipotentiallinien auf einer Hochspannungsplatte . . . . .	56

5.17	Verlauf der Linien gleichen Widerstandes auf einer Hochspannungsplatte . . . . .	57
5.18	Verteilung der gemessenen HRC-Flächenwiderstände verschiedener Platten . . . . .	58
5.19	Verlauf des Widerstandes von Corax-L Mischungen . . . . .	59
5.20	Eine präparierte Platte . . . . .	60
5.21	Ergebnis eines Ultraschalltests . . . . .	60
5.22	Ergebnis eines Ultraschalltests mit hoher Auflösung . . . . .	61
5.23	Ergebnis eines Ultraschalltests mit einer IF1E Padplatte . . . . .	62
6.1	Versuchsordnung im CERN . . . . .	64
6.2	Eine Stahlstange im IFE-Stack . . . . .	66
6.3	Kalorimeter beim Einschub eines 50 GeV Elektrons . . . . .	66
6.4	Ungestörter Einschubbereich (Run 1122) . . . . .	67
6.5	Gestörter Einschubbereich (Run 1130) . . . . .	67
6.6	Signalverlust im Bereich einer Eisenstange (1.) . . . . .	69
6.7	Signalverlust im Bereich einer Eisenstange (2.) . . . . .	70
6.8	Signal im Bereich einer Eisenstange in Layer 0 . . . . .	71
6.9	Signal im Bereich einer Eisenstange in Layer 1 . . . . .	72
6.10	Signal im Bereich einer Eisenstange in Layer 2 . . . . .	73
6.11	Signal im Bereich einer Eisenstange in Layer 3 . . . . .	74
6.12	Der gesamte Bereich mit Signalverlust durch die Stahlstangen bei unterschiedlichen Energien . . . . .	76
6.13	Energieauflösung in Abhängigkeit vom Einschubort . . . . .	77

# Tabellenverzeichnis

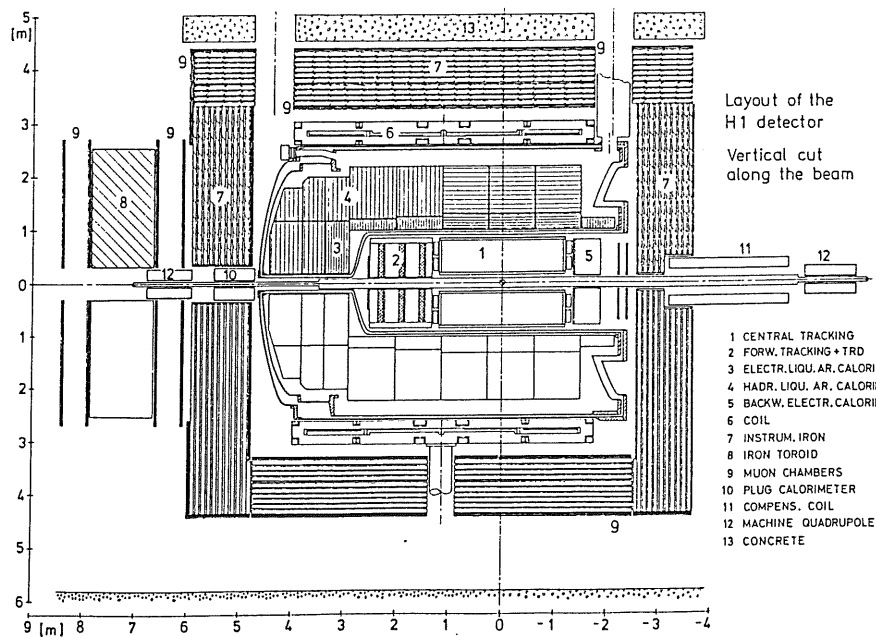
2.1	Einige wichtige Materialkonstanten . . . . .	16
2.2	Absorptionslängen einiger Materialien . . . . .	19
2.3	Übersicht über die Verteilung der Anteile verschiedener Reaktionskanäle auf die Energieauflösung in hadronischen Kalorimetern . . .	20
3.1	Einfluß der Sampling-Fraction auf die Energieauflösung . . . . .	23
5.1	Test der Widerstandsmeßgeräte . . . . .	49
5.2	Vergleich der Meßergebnisse von Zwei- und Vierpolmethode ( mit LM 723 ) . . . . .	51
6.1	Geometrische Anordnung der Einschußpunkte . . . . .	64
6.2	Daten des Spacerscans . . . . .	65
6.3	Ungestörter Bereich des Spacerscans . . . . .	68

# Kapitel 1

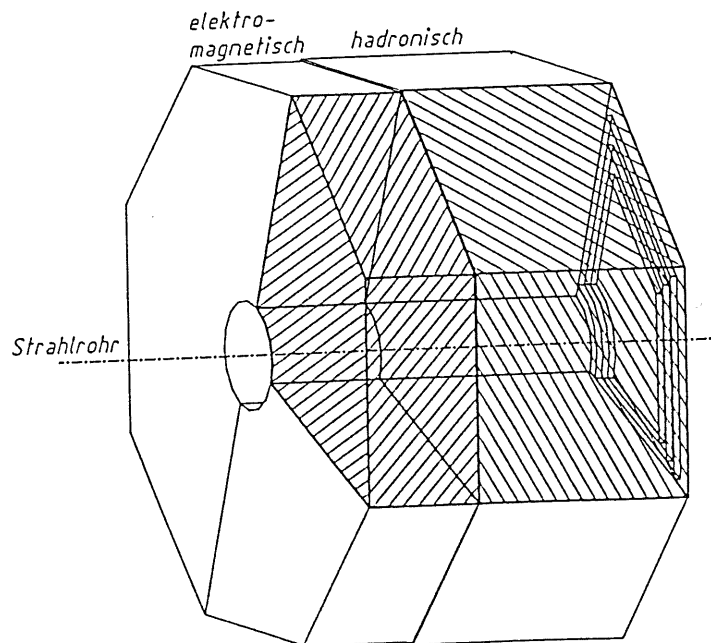
## Einleitung

Am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) wird ein Elektron-Proton-Speicherring (HERA) gebaut, in dem Protonen auf 820 GeV und Elektronen auf bis zu 30 GeV beschleunigt werden sollen. An den Kollisionspunkten können dann Schwerpunktsenergien von maximal 314 GeV erreicht werden.

Im Rahmen dieses Projekts werden 2 Detektorsysteme (ZEUS und H1) an den Wechselwirkungspunkten aufgebaut, um die bei der Streuung von Elektron und Proton entstehenden Teilchen zu analysieren. Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit dem inneren Vorwärtskalorimeter des H1 Detektors, das von der DESY-Forschungsgruppe F21 entwickelt und gebaut wird. Bei diesem Kalorimeter handelt es sich um ein sogenanntes Flüssig-Argon Kalorimeter. Damit werden die Teilchen analysiert, die in Vorwärtsrichtung, d.h. in Richtung des Protons, gestreut werden. Es besteht aus zwei Teilen einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter.



Längsschnitt durch den H1-Detektor



#### *Das Eichkalorimeter als Teil des inneren Vorwärtskalorimeters*

Es wurde je ein Prototyp mit jeweils einem Viertel der Fläche des später bei HERA verwendeten Kalorimeters gebaut.

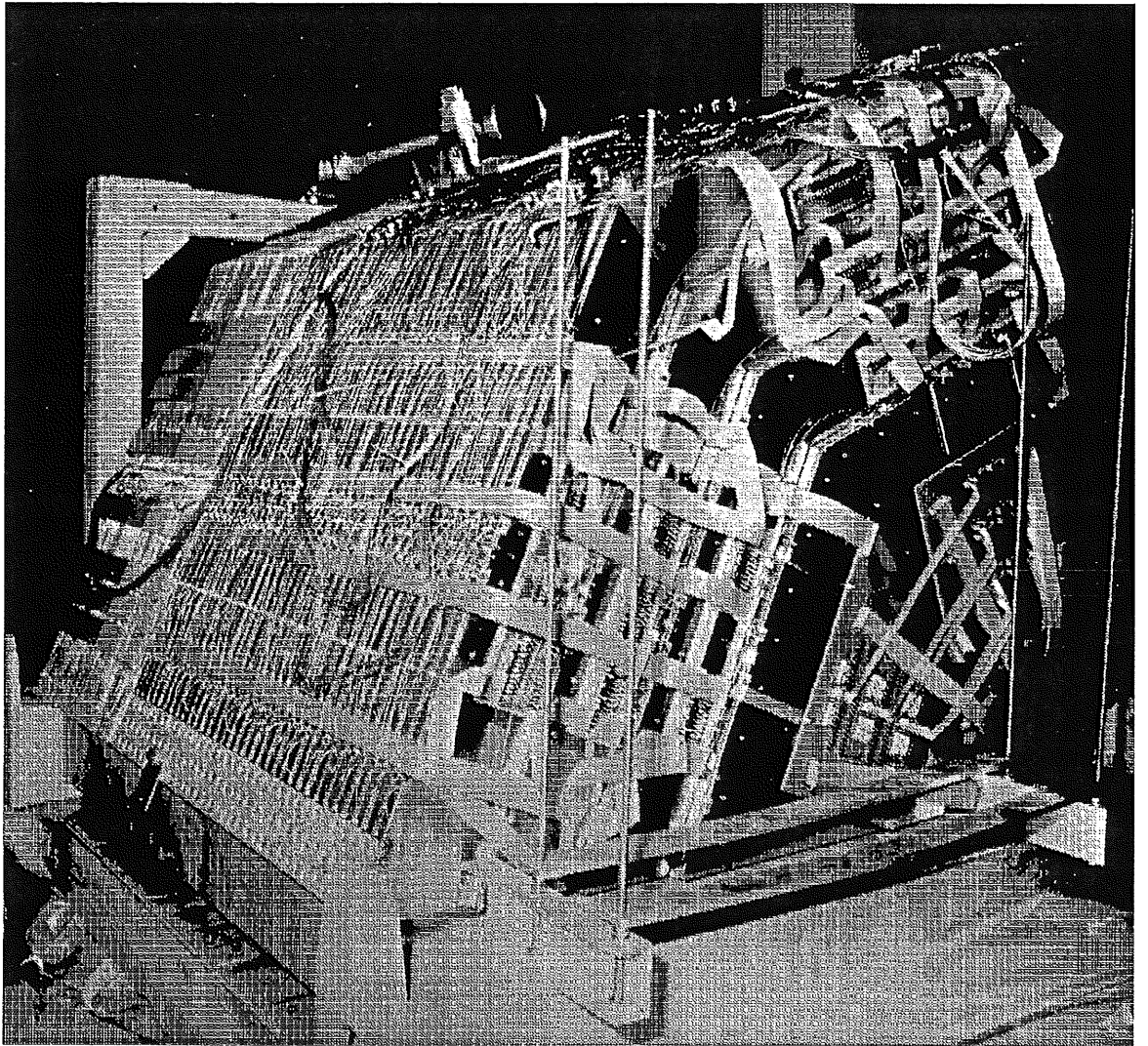
Diese beiden Prototypkalorimeter<sup>1</sup> wurden danach in Genf am CERN einem Strahltest unterzogen, um sie unter realen Bedingungen zu testen, Erfahrungen zu sammeln, und sie schließlich zur Eichung der beim DESY gebauten, im Aufbau vollkommen identischen Kalorimeterteile zu verwenden.

In diesem Zusammenhang war es besonders wichtig zu wissen, welche Fehler bei der Herstellung der Detektorteile entstehen, was für Möglichkeiten der Kontrolle es gibt, und wie das Langzeitverhalten einzelner Komponenten ist.

In dieser Arbeit wird die Messung der Detektorteile vor der Montage dargestellt, ihr Langzeitverhalten geprüft und mit den am CERN genommenen Daten untersucht, wie sich die Signale reduzieren, wenn tote Zonen im Detektor, z.B. die tragende Konstruktion, getroffen werden.

<sup>1</sup>Die beiden Prototypkalorimeter werden auch Teststack genannt. Stack: engl. "Stapel"; in diesem Zusammenhang "der Plattenstapel".





*Das fertige Eichkalorimeter*

## Kapitel 2

# Grundlagen

### 2.1 Physik der Elektron-Proton Streuung

Bei der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung wird ein virtuelles Photon oder ein Vektorboson zwischen einem Quark des Protons und dem Elektron ausgetauscht. Durch den Impulsübertrag wird ein Quark soweit von den anderen im Nukleon befindlichen Quarks entfernt, daß die Energiedichte zwischen den Quarks neue Quark-Antiquarkpaare entstehen läßt. Diese Quark-Antiquarkpaare bilden Hadronen, die in einem sogenannten Jet eng gebündelt auseinanderfliegen (Fragmentation). In Abb. 2.1 sind zwei einfache Prozesse dargestellt.

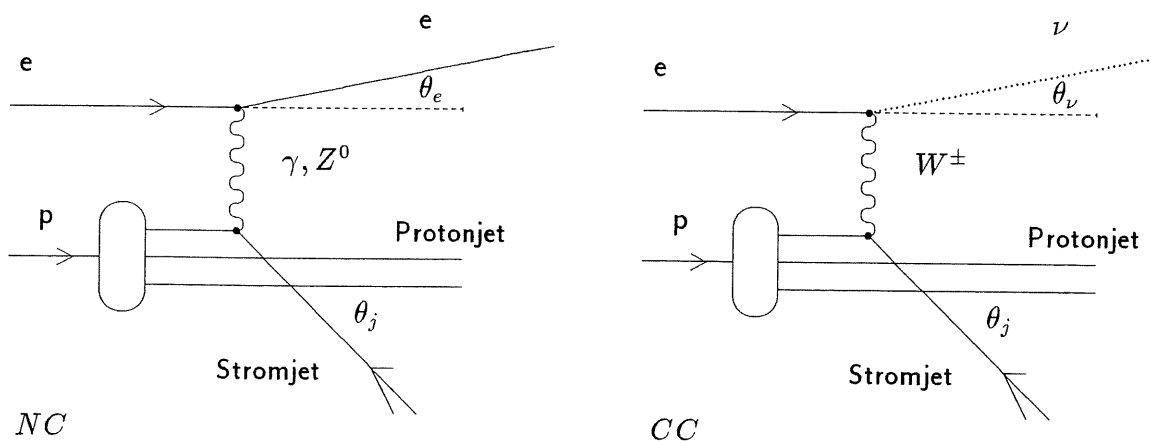


Abbildung 2.1: Neutraler Strom;  $NC$  (engl.: neutral current) und geladener Strom;  $CC$  (engl.: charged current) bei der  $ep$ -Streuung

Bei HERA können Impulsüberträge  $Q^2$  bis zu  $9,8 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$  erreicht werden, wenn der Impuls des Proton nur von einem Quark getragen wird. Bei einer  $180^\circ$ -Streuung ist  $Q^2$  für die Energien bei HERA in guter Näherung  $= 4 \cdot E_p \cdot E_e$ . Ein Quark trägt im Schnitt aber nur ein Drittel des Gesamtimpulses, da das Proton aus drei Quarks besteht. Die Rate solch hoher Impulsüberträge bei der Teilchenstreuung ist deshalb sehr gering.

Durch die kurzen Wellenlängen der Austauscheteilchen sind sehr genaue Messungen der Elektron-Quark Wirkungsquerschnitte, und damit der Strukturfunk-

tionen des Protons möglich. Mit der detaillierten Untersuchung dieser Struktur-  
funktionen, das ist die Verteilung der Quarkimpulse im Nukleon, bei verschie-  
denen  $Q^2$  ist es z.B. möglich, die Vorhersagen der QCD bei bisher unerreich-  
ten Energien zu überprüfen, die eine Verletzung der Skaleninvarianz (die Un-  
abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Impulsübertrag) beschreibt [RR87].

Daneben wird weiterhin nach exotischen Teilchen gesucht, wie z.B. freien  
Quarks, angeregten Elektronen, Leptoquarks und Leptogluonen. Supersymetri-  
schen Teilchen können mit dem Kalorimeter durch Messung der Energiebilanz  
nachgewiesen werden. Dabei wird nach fehlender Transversalenergie und fehlen-  
dem Transversalimpuls gesucht, die für solche Reaktionen charakteristisch sind  
[PH87].

Außerdem geht die Suche nach dem Top-Quark weiter, das bisher experimen-  
tell nicht nachgewiesen werden konnte.

## 2.2 Physik kalorimetrischer Energiemessung

Ein Kalorimeter soll die gesamte kinetische Energie eines Teilchens oder eines  
Jets absorbieren. Dies geschieht durch Wechselwirkung mit der Materie. Dabei  
entsteht Licht, das meßbar ist, und es wird durch Ionisation oder Paarbildung  
Ladung erzeugt, die ebenfalls nachweisbar ist.

Je nach Art des Primärteilchens, das in das Kalorimeter eintritt, bezeichnet  
man die entstehende Teilchenkaskade entweder als "elektromagnetischen" oder  
"hadronischen Schauer".

Die dabei produzierte Zahl der Schauerteilchen ist ungefähr proportional zur  
Energie des primären Teilchens. Für elektromagnetische Schauer stimmt das sehr  
genau, für hadronische sind Korrekturen notwendig.

Die der Schauerbildung zugrundeliegenden Mechanismen, auf die später noch  
eingegangen wird, sind für beide Arten sehr verschieden und bestimmen das für  
das Kalorimeter zu verwendende Material. In der Gruppe F21 werden zwei unter-  
schiedliche Kalorimetertypen für ihren jeweiligen Einsatzzweck gebaut, nämlich  
ein hadronischer und ein elektromagnetischer. Es handelt sich dabei um die Ka-  
lorimeter, IF1E und IF2H (Inner Forward 1 Elektromagnetic und Inner Forward  
2 Hadronic) .

Da die Beschleuniger, und damit die zur Verfügung stehenden Teilchenenergien, in den letzten Jahren immer größer wurden, hat die Bedeutung der Kalorimeter für die Hochenergiephysik stark zugenommen. Das erklärt sich aus den Eigenschaften dieser Detektoren [LOH81]:

1. Die Schauerlänge steigt nur logarithmisch mit der Teilchenenergie, und damit wachsen auch die Abmessungen des Kalorimeters nur in diesem Verhältnis mit der Energie.
2. Die Energieauflösung wird mit zunehmender Teilchenenergie besser:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (2.1)$$

(Im Gegensatz zu Spurdetektoren,  $\frac{\Delta P}{P} \sim P$ )

3. Sowohl geladene als auch ungeladene Teilchen lassen sich messen (in Spurkammern können nur geladene Teilchen nachgewiesen werden).

Mit einem Kalorimeter kann auch der Raumwinkel der aus dem Wechselwirkungspunkt herausgestreuten Teilchen bestimmt werden (Ortsauflösung). Dazu unterteilt man das aktive Detektormaterial in Segmente.

Der Wirkungsquerschnitt wird bei hohen Energieüberträgen, und damit physikalisch interessanten Reaktionen, gering und macht hohe Luminositäten notwendig, um die nötigen Kollisionsraten zu erhalten. Die hohen Luminositäten führen dazu, daß die Untergrundreaktionen stark zunehmen, deshalb sind geringe Totzeiten des Kalorimeters erforderlich.

### 2.3 Entwicklung elektromagnetischer Schauer

Elektromagnetische Schauer bestehen aus Elektronen, Positronen und Photonen. Für Elektronen und Photonen mit hoher Energie sind Paarproduktion und Bremsstrahlung die der Schauerentwicklung zugrundeliegenden Prozesse. Ein primäres Elektron erzeugt Photonen durch Bremsstrahlung, die sich in Positron-Elektronpaare verwandeln, diese erzeugen wiederum neue Photonen usw. Die Anzahl der Teilchen nimmt deshalb exponentiell mit dem zurückgelegten Weg im Medium zu. Die Strahlungslänge  $X_0$  ist die Länge, in der ungefähr die halbe Energie des Primärteilchens  $E_0$  (genauer:  $1/e$  der Energie) in Photonen umgewandelt wird. Es wird in einer Strahlungslänge im Mittel ungefähr ein Photon emittiert, also erhält man nach  $t$  Strahlungslängen

$$N = 2^t \quad (2.2)$$

Teilchen. Die Energie pro Teilchen nach  $t$  Strahlungslängen beträgt dann

$$E(t) = \frac{E_0}{2^t} \quad (2.3)$$

### 2.3.1 Energieverlust von Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung

Der Bremsstrahlungsprozeß tritt dadurch auf, daß geladene Teilchen durch Einwirkung des elektromagnetischen Feldes von Atomkernen eine Geschwindigkeitsänderung erfahren. Es erfolgt eine Änderung der Energie unter Abstrahlung elektromagnetischer Wellen. Die zeitliche Energieänderung des Teilchens ist proportional zum Quadrat der Beschleunigung.

Bremsstrahlungsverlust erfahren nicht nur die Elektronen, sondern alle geladenen Teilchen. Da die Änderung der Energie  $\sim 1/m^2$  ist, ist der Bremsstrahlungsverlust für schwere Teilchen bei gleicher Energie wesentlich geringer. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist in guter Näherung gegeben durch [LOH81]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z(Z+1)}{A} r_e^2 E \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \sim \frac{E}{X_0} \quad (2.4)$$

$r_e$  = klassischer Elektronenradius  
 $\alpha$  = Feinstrukturkonstante  
 $A$  = Massenzahl  
 $Z$  = Kernladungszahl  
 $X_0$  = Strahlungslänge  
 $N_A$  = Avogadro'sche Zahl

Die Formel zeigt, daß der Energieverlust durch Bremsstrahlung proportional zur Energie ansteigt.

Die Strahlungslänge ist eine Materialeigenschaft und kann annähernd ( $\pm 20\%$  für  $13 \leq Z \leq 92$ ) durch:

$$X_0 \cong \frac{180 \cdot A}{\rho \cdot Z^2} [cm] \quad (2.5)$$

$\rho$  = Dichte in  $g/cm^3$   
abgeschätzt werden [AMA81].

Tabelle 2.1 zeigt die Strahlungslängen einiger Materialien.

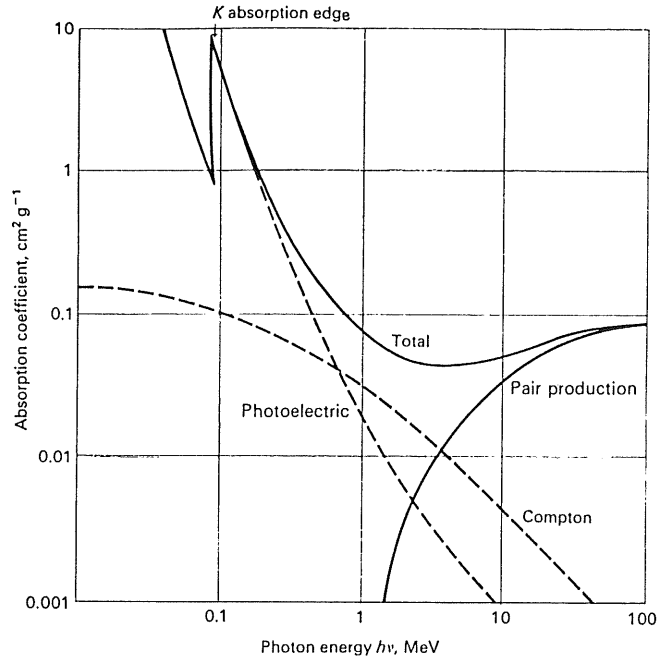


Abbildung 2.2: Absorptionskoeffizient von Photonen in Blei in Abhängigkeit der Energie [PER82]

### 2.3.2 Paarerzeugung

Paarerzeugung ist nur im Feld eines Kerns oder Teilchens möglich, sonst würde die Impulserhaltung verletzt werden. Der totale Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung ist [KK87]:

$$\sigma = r_e^2 4 \alpha Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{54} \right) \quad (2.6)$$

Im Durchschnitt konvertiert ein hochenergetisches Photon nach  $9/7 X_0$  in ein Elektron-Positron-Paar. Dies ist nur möglich, wenn die Photonenenergie größer als

$$2 \cdot m_e c^2 (\cong 1 \text{ MeV}) \quad (2.7)$$

$m_e$  = Elektronenmasse  
ist.

Der mittlere Emissionswinkel ist dabei proportional zu  $1/\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ , das bedeutet, daß Teilchen mit hoher Energie stark nach vorn emittiert werden.

Andere Wechselwirkungen der Photonen mit Materie sind Photoeffekt und Comptonstreuung, welche aber erst unterhalb von 10 MeV einen nennenswerten Beitrag am Energieverlust haben.

Abbildung 2.2 veranschaulicht die Anteile der einzelnen Wechselwirkungsprozesse am Energieverlust bei unterschiedlichen Energien .

### 2.3.3 Energieverlust der Elektronen und Positronen durch Ionisation

Die Schauerentwicklung durch Paarbildung und Bremsstrahlung setzt sich so fort, bis die Teilchenenergie  $E(t) = E_{crit.}$  ist; das ist diejenige Energie, bei der der Ionisationsverlust gleich dem Strahlungsverlust ist.

Die kritische Energie ist proportional  $m^2$  und liegt bei schweren Teilchen bei wesentlich höheren Energien als bei Elektronen. Während die kritische Energie für Elektronen in Blei z.B. ungefähr 7,8 MeV beträgt, liegt sie für ein Myon bereits bei 334 GeV.

Eine ungefähre Abschätzung ( $\pm 10\%$  für  $13 \leq Z \leq 92$ ) der kritischen Energie  $E_{crit.}$  für Elektronen in verschiedenen Materialien ist durch folgende Gleichung möglich [AMA81] :

$$E_{crit.} \cong \frac{550}{Z} [MeV] \quad (2.8)$$

Tabelle 2.1 zeigt die Werte der kritischen Energie für einige typische Absorber, die beim Kalorimeterbau eine Rolle spielen [ENG84] . Der Energieverlust durch Ionisation kann durch die Bethe - Bloch Formel beschrieben werden [PER82]: <sup>1</sup>

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{Ion} = - \frac{4\pi N_A e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \left( \ln \left( \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right) \quad (2.9)$$

$I$  = Effektives Ionisationspotential ( flüssiges Argon 15,8 eV )

$\beta = v/c = |p|/E$

Der Energieverlust ist für kleine Energien hoch und fällt für nicht relativistische Energien mit  $1/v^2$ . Für hohe Energien ( $> 2\text{MeV}$ ) ist er dagegen relativ konstant.  $Z/A$  ist für die meisten Materialien  $\cong 1/2$ , d.h. der Energieverlust durch Ionisation ist hauptsächlich von der Dichte abhängig. Fast die gesamte Energie des Primärteilchens wird schließlich in Form von Ionisation des Mediums, in dem die Schauerentwicklung stattfindet, abgegeben. Die entstandenen ionisierten Teilchen sind meßbar.

Bei Energien unter 10 MeV spielen auch noch die Møllerstreuung (Elektronenstreuung an Hüllenelektronen), die Bhabhastreuung (Positronenstreuung an Hüllenelektronen) und die  $e^+ - e^-$  Vernichtung eine gewisse Rolle . Abbildung 2.3 zeigt den Energieverlust von Elektronen in Blei.

<sup>1</sup>Detaillierter siehe auch [ALL80]

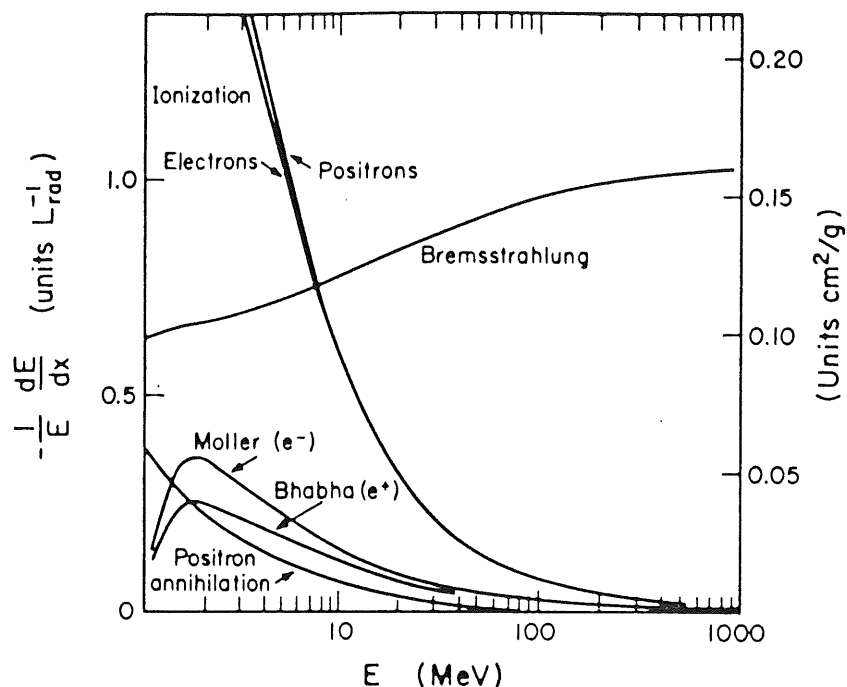


Abbildung 2.3: Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei [PAR88]

### 2.3.4 Longitudinale Schauerentwicklung

Die Zahl der Schauerteilchen hat ihr Maximum erreicht, wenn die mittlere Teilchenenergie gleich der kritischen Energie ist und nimmt dann sehr schnell ab. Die Produktion von neuen Teilchen hört ganz auf, wenn die Teilchenenergie  $E=2 \cdot m_e c^2$  unterschreitet. Die Schauertiefe, bei der die Teilchenzahl das Maximum erreicht, ergibt sich in Strahlungslängen [PER82]:

$$t_{max} = \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_{crit.}}\right)}{\ln 2} \quad (2.10)$$

Die Anzahl der Teilchen ist:

$$N_{max} = e^{(t_{max} \cdot \ln 2)} = \frac{E_0}{E_{crit.}} \quad (2.11)$$

Die Schauertiefe von geladenen Teilchen ist [AMA80]:

$$L_{98\%} \cong \left(3 \cdot \ln \frac{E}{E_{crit.}} + 0,4\right) \cdot X_0. \quad (2.12)$$



Material	$X_0[cm]$	$X_0[\frac{g}{cm^2}]$	$E_{crit.}[MeV]$	$R_M[cm]$
Blei	0,56	6,37	7,2	1,63
Eisen	1,76	13,84	20,5	1,80
fl. Argon	14,00	19,55	29,8	9,87
G10	19,4		78,00	

Tabelle 2.1: *Einige wichtige Materialkonstanten* [PAR88]

### 2.3.5 Laterale Schauerausdehnung

Um die laterale Ausdehnung des Schauers zu beschreiben, hat man den sogenannten "Molière-Radius"  $R_M$  eingeführt. Dieser wird wie folgt definiert;

$$R_M = 21 MeV \cdot \frac{X_0}{E_{crit.}} \quad (2.13)$$

und beschreibt die mittlere Ablenkung pro Strahlungslänge  $X_0$  eines Elektrons mit der Energie  $E_{crit.}$ . Der Schauer deponiert ca. 95% der Energie in einem Radius von  $2 \cdot R_M$  um die Schauerachse.

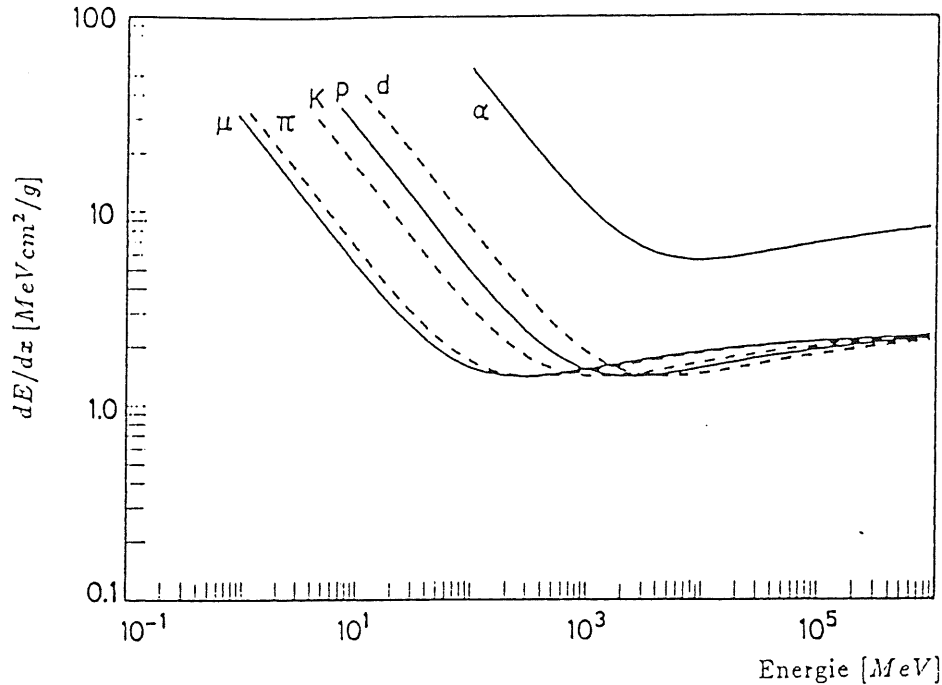


Abbildung 2.4: Ionisationsverlust von Hadronen

## 2.4 Entwicklung hadronischer Schauer

Fällt ein Hadron, z.B. ein Proton hoher Energie, in Materie, entsteht aufgrund der starken Wechselwirkung mit den Nukleonen der Atomkerne ein Schauer.

Bei genügend kleinen Energien erleiden geladene Hadronen auch einen nennenswerten Energieverlust durch Ionisation.

Der Energieverlust schwerer geladener Teilchen durch Ionisation ist nach [PAR84] :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{D Z \rho}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \left\{ \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I(Z)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right\} \quad (2.14)$$

mit:

$$D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3070 \text{ [MeV cm}^2/\text{g]}$$

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = E/m$$

$$I(Z) \simeq 16 Z^{0.9} \text{ eV für } Z > 1 = \text{Mittleres Ionisationspotential des Materials}$$

$$z = \text{Ladungszahl des einfallenden Teilchens}$$

$$Z = \text{Ladungszahl des Materials}$$

$$\delta = \text{Dichtekorrektur.}$$

Dies ist eine recht komplizierte Funktion, daher ist der Energieverlust in Abb. 2.4 noch einmal graphisch dargestellt.

Die Entwicklung hadronischer Schauer unterliegt durch die Vielzahl der möglichen Wechselwirkungen höheren statistischen Schwankungen als elektromagnetische Schauer. Die der Schauerentwicklung zugrundeliegenden Prozesse sind Hadron-Nukleon-Wechselwirkungen mit relativ hohen Energieüberträgen,

was eine starke Streuung der Schauerteilchen zur Folge hat. Man kann drei Prozesse unterscheiden, die für die Schauerentwicklung wichtig sind :

1. Die tief inelastische Hadron - Nukleonstreuung, die eine Kernspallation zur Folge hat.
2. Die Zerfälle aus Kernanregung.
3. Zerfälle von Teilchen, die bei den beiden ersten Prozessen erzeugt wurden.

#### 2.4.1 Die tief inelastische Hadron - Nukleonstreuung

Bei der tief inelastischen Hadron-Nukleon-Streuung (Energiebereich  $\geq 10\text{GeV}$ ) entstehen Mesonen, und zwar vorwiegend Pionen. Die erzeugten Pionen treten als Ladungstriplett auf und werden zu ca. gleichen Teilen als  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^0$  erzeugt (Gleichverteilung des Isospins). Der  $\pi^0$ -Anteil am gesamten Schauer liegt im Bereich von 1 bis 100 GeV zwischen 25% und 60% [RUD89] und beeinflusst das  $e/\pi$  (Signal des elektromagnetischen Anteils zum Signal, das von allen Pionen verursacht wird) oder, allgemeiner das  $e/h$  Verhältnis (Verhältnis des vom elektromagnetischen zu dem vom hadronischen Anteil des Schauers verursachten Signals) und dadurch die Energieauflösung.

Mit einer um 2 Größenordnungen kleineren Multiplizität entstehen Kaonen und Myonen, außerdem werden auch noch Baryonen, wie z.B. Protonen und Neutronen, in ähnlicher Zahl aus dem Kern herausgeschlagen.

Sind die Sekundärteilchen nochmals in dem Kern, in dem sie entstanden sind, einer Wechselwirkung ausgesetzt, so kann das eine internukleare Kaskade zur Folge haben. Einige Teilchen dieser Kaskade können die Potentialbarriere des Kerns durchbrechen, andere bleiben im Kern gefangen und tragen zur Anregung des Restkerns bei.

Die freigesetzten Neutronen haben eine untere Energie von ungefähr 20 MeV, Protonen ungefähr 100 MeV. Das Verhältnis von frei werdenden Neutronen und Protonen entspricht dem Verhältnis dieser Baryonen im Kern. Daher hat man bei Uran ein Proton-Neutron-Verhältnis von ca. 63% und bei Eisen ca. 87%.

Die Neutronen können außerdem größere Wegstrecken zurücklegen, da sie elektrisch neutral sind und deshalb keine elektromagnetische Wechselwirkung mit den Atombausteinen haben. Aus diesen Gründen enthält der Schauer im Schnitt mehr Neutronen als Protonen.

Die Energie des einfallenden Hadrons wird zu ca. 50% zur Erzeugung von Sekundärteilchen abgegeben, die andere Hälfte wird von einem Teilchen, das mit großer Wahrscheinlichkeit die Quantenzahlen des ursprünglichen hat, weitergetragen. Dieses verliert im Mittel nach Durchlaufen einer Wechselwirkungslänge wieder rund 50% der Energie an Sekundärteilchen (leading-partikel-theorie)[RUD89].

Die charakteristische Länge, die ein Hadron zwischen 2 Kernwechselwirkungen zurücklegt, wird Absorptionslänge  $\lambda$  bezeichnet. Sie ist eng verknüpft mit dem Wirkungsquerschnitt.

Der Wirkungsquerschnitt für die Hadron-Proton- oder Hadron-Neutronstreuung ist oberhalb von 10 GeV nahezu energieunabhängig. Daraus folgt die Definition der

Material	$Z$	$A [g]$	$\rho \left[ \frac{g}{cm^3} \right]$	$\lambda \left[ \frac{g}{cm^2} \right]$	$\lambda [cm]$
<i>LAr</i>	18	39,95	1,40	117,2	83,7
<i>Al</i>	13	26,98	2,70	106,4	39,4
<i>Fe</i>	26	55,85	7,87	131,9	16,8
<i>Pb</i>	82	207,19	11,35	194,0	17,1
<i>G10</i>	$\cong 7$		1,7	90,2	53,1

Tabelle 2.2: Absorptionslängen einiger Materialien [PAR88]

Absorptionslänge  $\lambda$ , und es gilt der Zusammenhang [FAB85] :

$$\lambda = \frac{A}{N_A \cdot \rho \cdot \sigma} \cong 35 \cdot A^{\frac{1}{3}} [g \cdot cm^{-2}] \quad (2.15)$$

$\sigma$  = Unelastischer Wirkungsquerschnitt

Tabelle 2.2 zeigt die Absorptionslängen für einige Materialien [PAR88]. Die mittlere Multiplizität der entstehenden Teilchen wächst logarithmisch mit der Energie.

### 2.4.2 Die Zerfälle aus Kernanregungen

Nach der inelastischen Streuung bleibt ein angeregter Kern zurück. Aus diesem Kern können Kernfragmente abgedampft werden, wenn der Kern in seinen Grundzustand übergeht. Es können zum Beispiel Nukleonen und Alphateilchen oder Photonen abgestrahlt werden. Der Kern kann aber auch gespalten werden. Dieser Prozeß ist allerdings nicht sehr wahrscheinlich. Der Anteil der von Protonen induzierten Kernspaltung am totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt beträgt zum Beispiel für Blei 0,05% und für Uran 0,8% [BRÜ87].

Für den Energiebereich unterhalb von 10 GeV ist der Wirkungsquerschnitt für die Hadron-Nukleonstreuung durch Resonanzen beeinflusst. In diesem Bereich gibt es Baryon-Baryon- oder Meson-Baryon-Resonanzen. Welche Teilchen aus den Resonanzerfällen entstehen, ist schwierig vorhersehbar.

Die Rückstoßenergie des Kernrests geht für die Energiemessung verloren, da er keinen Ionisationsverlust erleidet.

Durch Resonanzeinfang können auch thermische Neutronen in für das Kalorimeter nutzbare Energie umgewandelt werden. Beim H1 Kalorimeter wurden hierfür keine besonderen Maßnahmen ergriffen. <sup>2</sup>

Unterhalb des Resonanzbereiches überwiegt elastische Hadron - Nukleonstreuung.

### 2.4.3 Zerfälle von Teilchen

Die geladenen Pionen zerfallen in Myonen mit einer mittleren Lebensdauer von  $10^{-8}$  sec. Die neutralen Pionen zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer von

<sup>2</sup>Siehe auch Kapitel 4

Prozeß	Einfluß auf die Energieauflösung
Kernspallation durch tief inelastische Hadron-Nukleon-Streuung	$\pi^0/\pi^\pm$ -Rate, Bindungsenergieverluste Neutronen
Zerfälle aus Kernanregungen	Rückstoßenergieverluste Neutronen
$\pi^-$ und $\mu^-$ -Zerfälle	$\nu, \mu$ -Verluste

Tabelle 2.3: Übersicht über die Verteilung der Anteile verschiedener Reaktionskanäle auf die Energieauflösung in hadronischen Kalorimetern

$10^{-16}$  sec. in 2  $\gamma$ -Quanten. Die erzeugten Myonen erleiden praktisch nur Ionsationsverlust, und die erzeugten Gammaquanten leiten elektromagnetische Kaskaden ein.

Für den  $\pi^0$  - Anteil, der hauptsächlich für die Erzeugung von elektromagnetischen Subschauern verantwortlich ist, ist die erste inelastische Reaktion des einfallenden Hadrons von entscheidender Bedeutung. Ist hier der  $\pi^0$ -Anteil hoch, so wird fast die gesamte Primärenergie über elektromagnetische Schauer deponiert [JL87]. Die so entstehenden elektromagnetischen Subschauer breiten sich aber mit einer anderen Wechselwirkungslänge aus (em: $X_0$ , had: $\lambda$ ) als der übrige hadronische Schauer, sodaß man sie bei der Auswertung der Meßergebnisse an ihrer schmaleren lateralen Ausdehnung erkennen kann.<sup>3</sup>

Als letzter Punkt sei noch erwähnt, daß die statistischen Schwankungen der aus dem Kalorimeter entweichenden schwach wechselwirkenden Teilchen, wie z.B. Neutrinos, Myonen und thermische Neutronen, zu einer Verschlechterung der Energieauflösung beitragen.

Es wird erwartet, daß für das H1-Kalorimeter eine Energieauflösung von:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{50\%}{\sqrt{E}} \quad (2.16)$$

erreicht wird. Diese Angabe gilt für Energien unter 50 GeV, denn die Energieauflösung wird mit zunehmender Energie schlechter, da das  $e/\pi$  Verhältnis größer wird.

Tabelle 2.3 zeigt die wichtigsten Einflüsse der einzelnen Prozesse der Schauerbildung auf die Energieauflösung. In Abb. 2.5 sind die Anteile dieser Prozesse am Energieverlust für unterschiedliche Primärteilchen bei unterschiedlichen Energien zu sehen.

<sup>3</sup>Siehe auch Kapitel 3.2.2

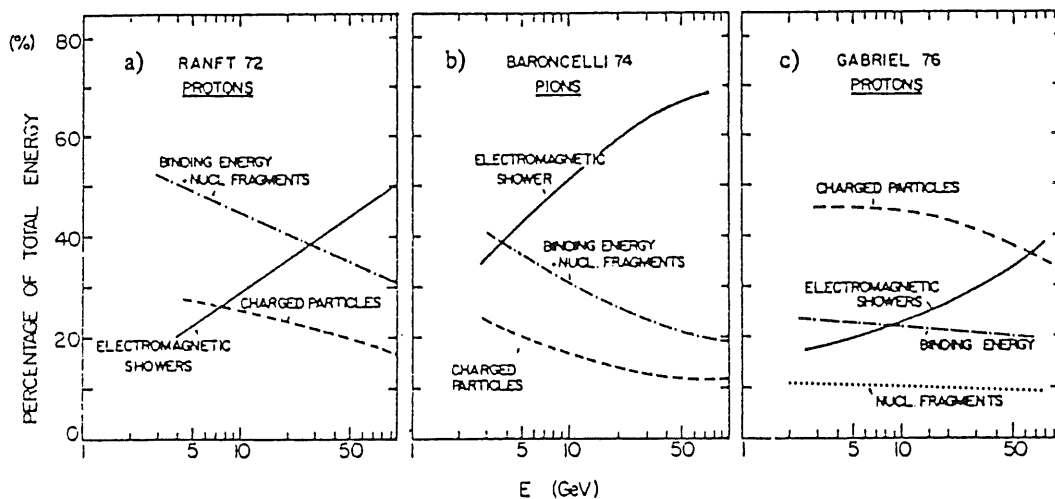


Abbildung 2.5: Relative Verteilung der Prozesse, die zu Energieverlusten in hadronischen Schauern führen (Monte Carlo Daten) [FAB85]

#### 2.4.4 Schauerausdehnung

Die laterale Ausdehnung ist durch die Absorptionslänge  $\lambda$  (s.o.) bestimmt, in der sich im Mittel 95% des Schäubers befinden. Die longitudinale Ausdehnung des Schäubers, das ist die Länge in der ca. 95% der Schaubenergie deponiert werden, ist nach [FAB85] durch:

$$L_{(95\%)} = 0,7 \cdot \lambda + 0,2 \cdot \lambda \cdot \ln(E[\text{GeV}]) + 2,5 \cdot \lambda \cdot E^{0,13} \quad (2.17)$$

gegeben.

# Kapitel 3

## Kalorimeter

### 3.1 Kalorimetertypen

Die beste Energieauflösung haben sogenannte "homogene Kalorimeter" ( zum Beispiel Crystal Ball (NaJ) oder JADE (SF<sub>5</sub>) ), bei denen das Absorbermaterial, das die Schauerentwicklung bewirkt, und das aktive Detektormaterial, welches die Energie mißt , identisch sind.

Es wird Szintillatormaterial wie BGO (Wismut-Germaniumoxyd), NaJ (Natrium-Jodid) oder CsJ (Cäsium-Jodid) verwendet. Es wird auch Bleiglas eingesetzt (SF<sub>5</sub> oder SF<sub>6</sub>), in dem Čerenkovlicht entsteht [ENG84].

Bei niedrigen Energien haben homogene Kalorimeter eine Energieauflösung von weniger als  $1,0\%/\sqrt{E}$ , was hauptsächlich auf die kleinste meßbare Energie zurückzuführen ist. Damit ist die Energie eines Teilchens gemeint, die, wenn sie unterschritten wird, nicht mehr zur Čerenkov- bzw. Szintillationsstrahlung führt [ENG84].

Jedoch sind die Abmessungen solcher Detektoren sehr groß, sollen sie auch hohe Teilchenenergien messen können, und weil deshalb viel Material erforderlich ist, sind auch die Kosten sehr hoch.

Eine Möglichkeit die Abmessungen kleiner zu machen ist der Einsatz sogenannter Sampling-Kalorimeter. Diese werden schichtweise aus Absorber und aktivem Material aufgebaut. Der Absorber (hohes Z und große Dichte) dient zur Schauerentwicklung, das aktive Detektormaterial dient zum Registrieren der Energie. Hierfür kommt z.B. Plastikszintillatormaterial in Frage, wie es bei ARGUS, ZEUS, UA1 und UA2 verwendet wird. Ausgelesen wird solch ein Kalorimeter mit Photodioden oder Photomultipliern.

Außerdem gibt es noch Flüssigkeits-Ionisationskammern mit flüssigem Argon als ionisierbares Medium (CELLO, TASSO, H1). Andere Flüssigkeiten, etwa solche, die bei Zimmertemperatur zu gebrauchen sind, sind oft brennbar oder haben andere Nachteile, sodaß sie bis jetzt noch nicht oft eingesetzt wurden. Ein Beispiel ist ein neuer Detektor bei UA1, der mit TMP (Tetra-Methyl-Pentan) arbeitet.

Abschließend sei hier noch die Proportionalkammer erwähnt, bei der prinzipbedingt die Energiedeposition im aktiven Material sehr viel geringer ist (geringe Dichte) als bei den beiden zuerst genannten Methoden [ENG84]. Hinzu kommt, daß bei Teilchenreaktionen im Gas langsame  $\delta$ -Elektronen entstehen, die stark ionisieren. Daher ist auch die Energieauflösung schlechter.

	Energie [GeV] ( $e^-$ )	Auflösung $\sigma / E$ [%]
Version A	30	$1,89 \pm 0,06$
Absorber: 1,86 mm	50	$1,63 \pm 0,05$
LAr gap : 2 · 1,5 mm	166	$1,22 \pm 0,03$
Version B	30	$2,73 \pm 0,12$
Absorber: 2,4 mm	50	$1,86 \pm 0,08$
LAr gap : 2,8 mm	166	$0,91 \pm 0,07$

Tabelle 3.1: *Einfluß der Sampling-Fraction auf die Energieauflösung [H1C87]*

In den drei ersten Fällen liegt die Energieauflösung bei den heute üblichen Detektoren zwischen 13% und 20%, und im letzten Fall zwischen 22% und 32% für elektromagnetische Kalorimeter[ENG84].

## 3.2 Sampling-Kalorimeter

### 3.2.1 Energieauflösung elektromagnetischer Sampling-Kalorimeter

#### Schauerfluktuationen

Die Energieauflösung von Sampling-Kalorimetern ist abhängig von dem Verhältnis der Dicke der aktiven Schichten zur Dicke der Absorberschichten, die das Kalorimeter enthält. Das Verhältnis des mittleren Energieverlustes in den aktiven Schichten zu dem in den Absorberschichten nennt sich Sampling-Fraction. Weil der Schauerbildung statistische Prozesse zugrunde liegen, ist die Energiedeposition pro Weglänge ebenfalls statistisch verteilt. Aus diesem Grund ist das Verhältnis von der in aktiven Schichten zu der in passiven Schichten deponierten Energie, bei einer definierten Primärenergie, nicht immer dasselbe. Die Fluktuation zwischen beiden Anteilen wird als Sampling-Fluktuation bezeichnet.

Die Schwankungen unterliegen der Poissonverteilung, die für hohe  $N$  in die Gaußverteilung (Normalverteilung) übergeht. Die Auflösung läßt sich also durch Verringerung des Verhältnisses von Absorberschichtdicke zu Dicke der aktiven Schicht verbessern. In Tabelle 3.1 sind die die Auflösungen von zwei Versionen eines Sampling-Kalorimeters zusammengetragen. Version A hatte eine Absorberplattendicke (Blei) von 1,86 mm und eine Dicke der aktiven Schicht (Argon) von 2,4 mm.

Nimmt man an, daß die Signalschwankungen der Normalverteilung gehorchen, folgt für die Breite der gemessenen Energieverteilung für elektromagnetische Schauer [ENG84]:

$$\frac{\sigma}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \sim 3,2\% \cdot \sqrt{E_{crit.} \cdot \frac{t}{E}} \quad (3.1)$$

$N$  ist die Anzahl der Teilchen, die, wie eingangs erwähnt, proportional zur Energie ist,

$E_{crit.}$  ist die kritische Energie des Absorbermaterials und  $t$  die Absorberplattendicke in Anteilen von  $X_0$ .



Daraus folgt, daß die Breite der Energieverteilung mit steigender Kernladungszahl des Absorbermaterials schmaler wird.

Die Energieauflösung ist proportional zu  $\sqrt{t}$ . Ist sie dünner, wird die Auflösung besser .

### Leck-Fluktuation (Leakage Fluktuation)

Die Schauerlänge unterliegt auch statistischen Prozessen, sodaß es hin und wieder vorkommen kann, daß das Kalorimeter nicht lang genug ist, um den Schauer in seiner vollen Länge aufzunehmen. In diesem Falle wird nicht die ganze Energie registriert. Dieser Effekt steigt mit dem Logarithmus der Teilchenenergie.

Für bestimmte Energien läßt sich die notwendige Tiefe  $t$  des Kalorimeters errechnen, und zwar ist [LOH83]:

$$t \cong 3 \cdot x_{max} \cong X_0 \cdot \log_2\left(\frac{E}{E_{crit.}} - 0.75\right). \quad (3.2)$$

$x_{max}$  = Länge des Schauers im Maximum.

So werden unerwünschte Energieverluste vermieden. Der elektromagnetische Teil des inneren Vorwärtskalorimeters (IF1E) ist ungefähr  $30 \cdot X_0$  tief.

### Interkalibration

Hier muß man verschiedene Ursachen unterscheiden, die aber alle proportional zur Energie sind.

1. Falsche Gewichtung einzelner Kanäle.
2. Inhomogenitäten im Detektor. Beim IF1E Detektor ist das z.B. die Variation der Gap- und Bleidicken, wobei eine zu dicke Bleiplatte auch meist das Gap (= Lücke zwischen 2 Platten, die mit flüssigem Argon gefüllt wird) schmaler werden läßt, sowie Lücken zwischen den Pads. <sup>1</sup>
3. Überkoppeln von Signalen auf andere Kanäle.
4. Tote Kanäle durch defekte Verstärker und nicht angeschlossene Kanäle etc. <sup>2</sup>

### Rauschen

Das Rauschen der Verstärker oder das Einstrahlen von Fremdsignalen ist energienunabhängig. Der dadurch verursachte Fehler ist bei kleinen Signalen am größten und nimmt mit zunehmender Energie ab.

---

<sup>1</sup>Siehe Kapitel 4.

<sup>2</sup>Wenn ein solcher Fehler am Detektor auftritt, ist dieser Fehler leicht durch eine Kapazitätsmessung festzustellen. Die Meßwerte für jedes Ereignis können nachträglich entsprechend korrigiert werden.

### Gesamtauflösung

Es ergibt sich eine Gesamtauflösung, die sich nach der folgenden Formel berechnen läßt [ENG84]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \left(\frac{A_0}{\sqrt{E}}\right)^2 + (A_1 \cdot \ln E)^2 + (A_2)^2 + A_3 \left(\frac{\sqrt{N}}{E}\right)^2 \quad (3.3)$$

$A_0$  = Proportionalitätsfaktor für die Schauerfluktuation

$A_1$  = Proportionalitätsfaktor für die Leckfluktuation

$A_2$  = Proportionalitätsfaktor für die Interkalibration

$A_3$  = Proportionalitätsfaktor für das Rauschen

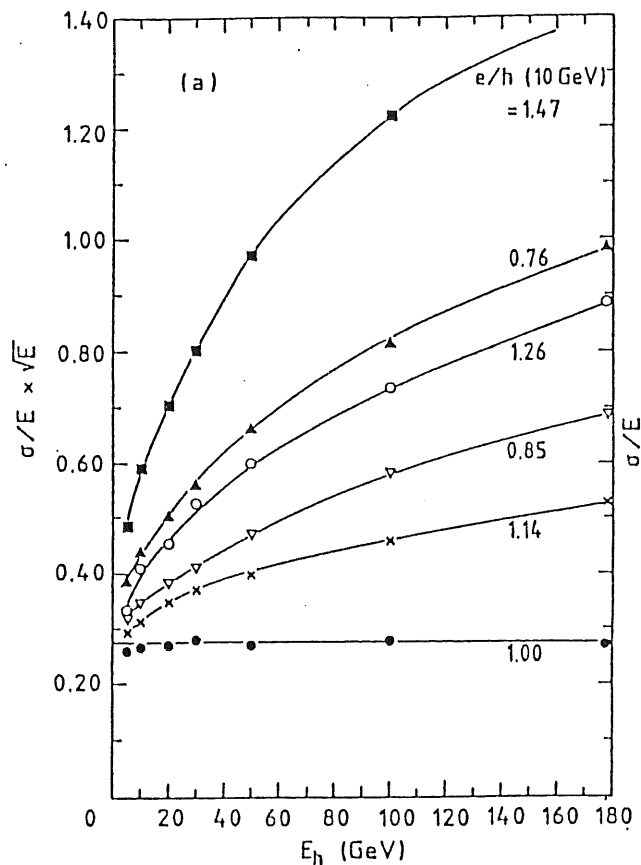


Abbildung 3.1: Die Energieabhängigkeit der Auflösung vom  $e/h$  Verhältnis [WIG86].

### 3.2.2 Energieauflösung hadronischer Sampling-Kalorimeter

Für die Auflösung mit der die elektromagnetische Komponente eines hadronischen Schauers gemessen werden kann, gelten die in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Zusammenhänge.

Bis auf die intrinsischen und Leck-Fluktuationen gilt für die Ursachen, die zu einer Verschlechterung der Auflösung bei der Messung der Energie eines hadronischen Schauers mit einem hadronischen Sampling-Kalorimeters führen, sinngemäß das gleiche wie für elektromagnetische Kalorimeter.

#### Intrinsische Fluktuationen

Zu den intrinsischen Fluktuationen gehören Fluktuationen der Teilchenzusammensetzung eines Schauers. Sie haben Schwankungen des Anteils entweichender Neutronen, Myonen und Neutrinos zur Folge. Dazu kommen noch Fluktuationen durch Verlust der Rückstoßenergie des Kerns bei Kernanregungen und bei elastischen Stößen, sowie Bindungsenergieverluste.

All diese Verluste führen zu einem  $e/h$  Verhältnis  $\neq 1$ . Die Auflösung wird durch eine Abweichung des  $e/h$  Verhältnisses von 1 verschlechtert (siehe Bild 3.1) [WIG86].

Ein  $e/h$  Verhältnis von 1 kann durch Kompensation, d.h. Verwendung eines Detektors, der für den hadronischen und elektromagnetischen Anteil in einem Schauer das gleiche Signal im Verhältnis zu dem dort enthaltenen Energieanteil liefert, oder, bei nicht kompensierenden Kalorimetern, durch sogenanntes "weigh-

ting" bei der Verarbeitung der Daten erreicht werden.

Die elektromagnetischen Anteile des hadronischen Schauers breiten sich mit der Strahlungslänge  $X_0$  aus, diese ist kürzer als die Wechselwirkungslänge  $\lambda$  des rein hadronischen Anteils. Deshalb können die elektromagnetischen an ihrer höheren lokalen Energiedeposition erkannt werden. Wenn man die erkannten Komponenten unterschiedlich gewichtet (weighting), sodaß man im Mittel ein  $e/h$  Verhältnis von nahezu 1 erhält, kann man die Energieauflösung eines nicht kompensierenden Sampling-Kalorimeters verbessern.

Der Effekt des "weighting" beruht darauf, daß man die Signale der erkannten deponierten elektromagnetischen Schauerenergieanteile auf den Mittelwert, den der hadronische hat, normiert. Die Maxima der beiden Pulshöhenverteilungen liegen nun übereinander, sodaß die Breite der Gesamtverteilung aller Signale kleiner wird.

### Leck-Fluktuation

Die notwendige Tiefe des Kalorimeters ist durch die Energieauflösung für eine bestimmte Primärenergie des Teilchens festgelegt. 95% der Energie eines hadronischen Schauers werden innerhalb einer Kalorimetertiefe von [FAB85]:

$$t_{(95\%)} \sim \lambda_{max} + 2,5 \cdot \lambda_{att} \cdot \lambda_{max} \sim (0,2 \cdot \ln E [GeV] + 0,7) \cdot \lambda \quad (3.4)$$

$$\lambda_{att} (= \text{Abschwächungslänge}) \sim \lambda (E [GeV])^{0,13}$$

Das gesamte innere Vorwärtskalorimeter ist ungefähr  $6,3\lambda$  tief, davon entfallen auf den hadronischen Teil ungefähr  $4,6\lambda$ . Der elektromagnetische Teil wirkt also mit.

### Gesamtauflösung

Es ergibt sich nach [ENG84] und [WIG86] eine Gesamtauflösung von:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \left(\frac{A_0}{\sqrt{E}}\right)^2 + (A_1 \cdot \ln E)^2 + (A_2)^2 + A_3 \left(\frac{\sqrt{N}}{E}\right)^2 + A_4 \cdot ((e/h) - 1)^2 \quad (3.5)$$

$A_0$  = Proportionalitätsfaktor für die Schauerfluktuation

$A_1$  = Proportionalitätsfaktor für die Leckfluktuation

$A_2$  = Proportionalitätsfaktor für die Interkalibration

$A_3$  = Proportionalitätsfaktor für das Rauschen

$A_4$  = Proportionalitätsfaktor für die Intrinsische Fluktuationen

## Kapitel 4

# Aufbau der Kalorimeter

Bei den Kalorimetern handelt es sich um sogenannte Flüssig-Argon Sampling-Kalorimeter. Bei diesem Sampling-Kalorimetertyp befindet sich Argon zwischen den Absorberplatten. Dieses Argon wird durch die Schauerteilchen ionisiert. Die dabei entstehende Ladungsmenge kann gemessen werden.

### 4.1 Die Padstruktur

Die im Argon durch Ionisation erzeugten Elektronen werden vom Feld der Hochspannungsplatten auf viereckige Kupferflächen gedrückt, die "Pads" genannt werden. Die Kantenlänge der Pads entspricht im elektromagnetischen Teil ungefähr dem doppelten Moliérradius für Blei ( $2 \cdot X_0 = 95\%E$ ). Die Padstruktur auf einem Readoutboard ist in Abb. 4.1 zu sehen.

Im hadronischen Teil sind die Pads größer und haben eine Kantenlänge zwischen einer halben und einer ganzen Absorptionslänge in Stahl. Die Padstruktur auf einer Auslesekarte des hadronischen Stacks ist in Abb. 4.2 zu sehen.

### 4.2 Der longitudinale Stackaufbau

#### 4.2.1 Elektromagnetischer Teststack

Der elektromagnetische Teststack enthält 61 Bleiplatten als Absorberplatten, die im konstanten Abstand hintereinander angeordnet sind. Dazu kommen noch zwei Aluminiumplatten, an den beiden Stirnseiten des Stacks. Da der Energieverlust in den Absorberplatten zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führt, wurde hier Aluminium gewählt.

Jede zweite Bleiplatte (Ausleseplatte) trägt auf beiden Seiten vier Readoutboards. In Abb. 4.3 ist der Aufbau dargestellt.

Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen sind alle Pads, die zu einem bestimmten Raumwinkelelement gehören, hintereinander angeordnet, damit ein elektromagnetischer Schauer seine Energie zu ca. 95% in der Fläche eines Pads deponiert.

Weil die Fläche, die zu einem bestimmten Raumwinkel gehört, mit zunehmender Entfernung vom Wechselwirkungspunkt größer wird, haben die weiter vorne liegenden Pads eine kleinere Fläche als die weiter hinten liegenden.

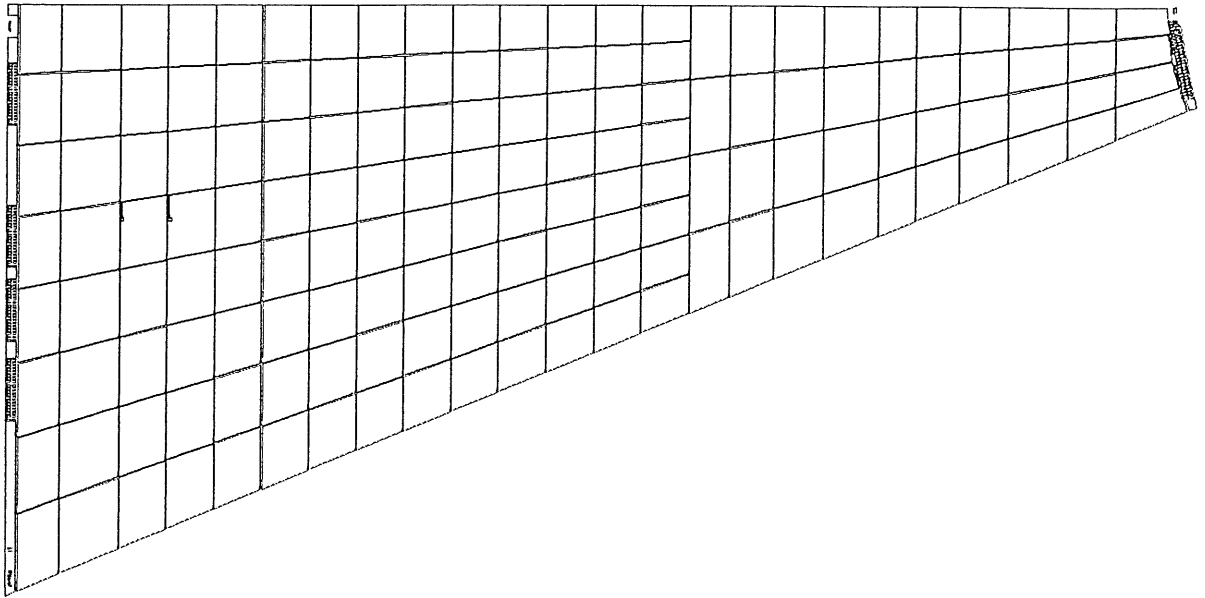


Abbildung 4.1: Die Padstruktur auf einem Readoutboard (IF1E)

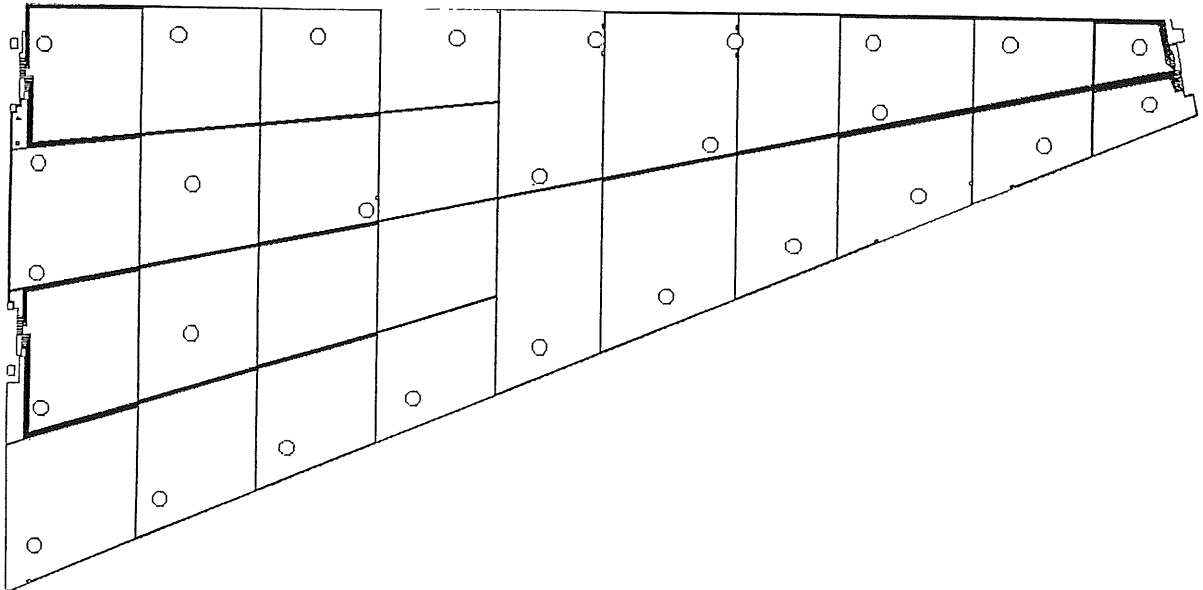


Abbildung 4.2: Padstruktur auf einer Auslesekarte (IF2H)

Mehrere hintereinanderliegende Pads werden zusammen an einen Kanal angeschlossen, der dann von einem Verstärker ausgelesen wird. Aus den insgesamt 51484 Pads werden 3327 Kanäle gebildet, dazu wird der e.m. Stack longitudinal in vier Schichten (Layer) eingeteilt.

Alle Platten werden mit sogenannten Spacern (Plastikscheiben) auf einen definierten Abstand gebracht. Nach der Klebung der Ausleseplatten des IF1E-Teststacks stellte sich heraus, daß die Platten am Rand systematisch dünner sind als in der Mitte, weil der Klebstoff dort herausfließen konnte. An den Stellen, an denen die Readoutboards auf der Oberfläche der Ausleseplatten aneinander stoßen, war dies ebenfalls der Fall. Damit nun die Tiefe des Stacks überall gleich ist und die Platten keinerlei mechanischen Spannungen ausgesetzt sind, wurde das Argongap durch dickere Abstandshalter entsprechend angepaßt. Daraus folgt eine Variation des Signals für Teilchen gleicher Energie an unterschiedlichen Stellen des Detektors. Durch Ausmessen der Gapvariationen ist es aber möglich, die erfaßten Meßdaten nachträglich zu korrigieren. Für die Produktion der Kalorimeterteile, die im H1-Detektor eingebaut werden, ist der Fehler an den Rändern inzwischen durch ein anderes Verfahren beim Kleben der Platten korrigiert worden. Die verbleibende Dickenvariation beträgt ungefähr 1% der Dicke der gesamten Argonschicht (gegenüber 6% vorher) und ist auf einen kleinen Bereich begrenzt. Würde man mechanische Spannungen in den Platten akzeptieren, wäre es möglich, diese Fehler von vornherein sehr stark zu verringern und auf ein Minimum zu reduzieren.

#### 4.2.2 Hadronischer Teststack

Aufgrund des niedrigen Energieverlustes für hadronische Teilchen, der sehr viel geringer ist als für elektromagnetische Teilchen, ist eine große Menge Absorbermaterial im hadronischen Teil notwendig. Deshalb werden im hadronischen Teil dickere Absorberplatten mit möglichst kurzer Absorptionslänge verwendet.

Eisen eignet sich hier recht gut, Kupfer eignet sich besser, ist aber teurer, Blei ist nicht stabil genug. Man hat sich deswegen, neben anderen Gründen, wie z.B. der mechanischen Stabilität, für Eisen entschieden. In Tabelle 2.2 sind Schauerparameter wichtiger Materialien aufgeführt.[PAR88]

Der Absorberteil ist aus Edelstahl zusammengeschweißt. Er besteht aus 37 Absorberplatten mit 36 Gaps. In die Gaps werden sogenannte "Independent Readoutboards" gesteckt. Diese wurden deshalb entwickelt, damit die Argongapdicken zwischen Readoutboard und Hochspannungplatten eine konstante Dicke von 2,3 mm haben. Im hadronischen Stack gibt es fünf Layer, und es werden 14208 Pads zu 960 Kanälen zusammengefaßt.

Am hinteren Ende des Stacks befinden sich noch 3 sogenannte "Rucksackboards", die einen kleineren Durchmesser als die übrigen haben. Durch sie wird der Platz im Kryostaten besser ausgenutzt, denn Platten mit dem vollen Durchmesser hätte man dort nicht mehr unterbringen können.

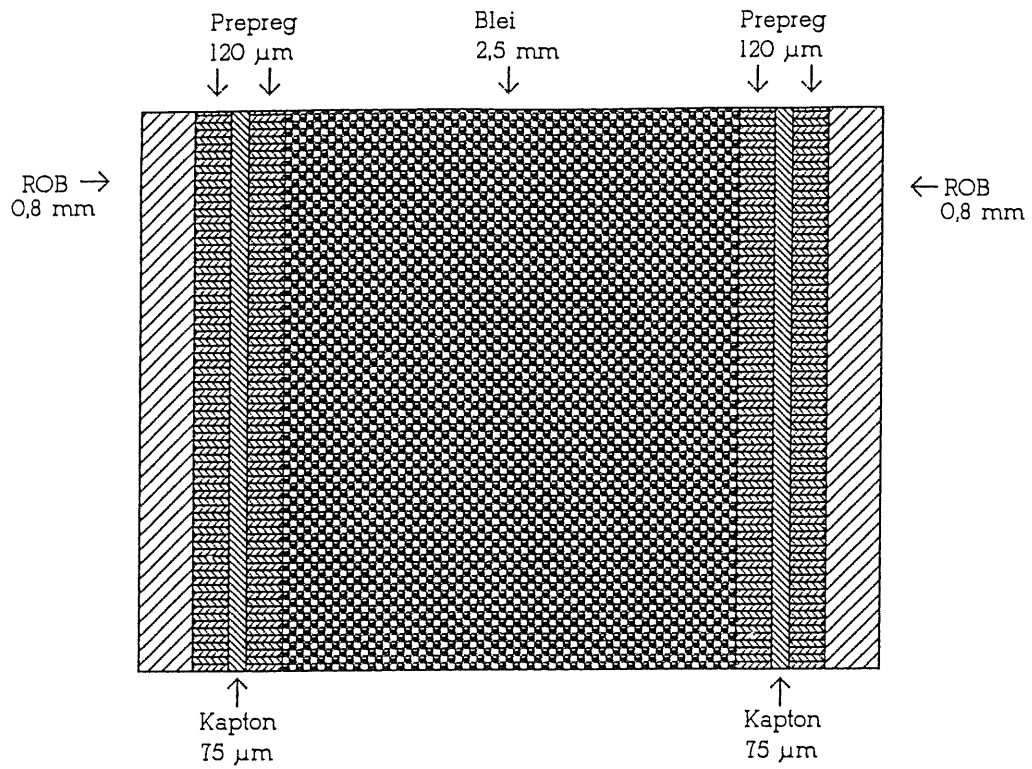


Abbildung 4.3: Aufbau der IF1E-Ausleseplatten

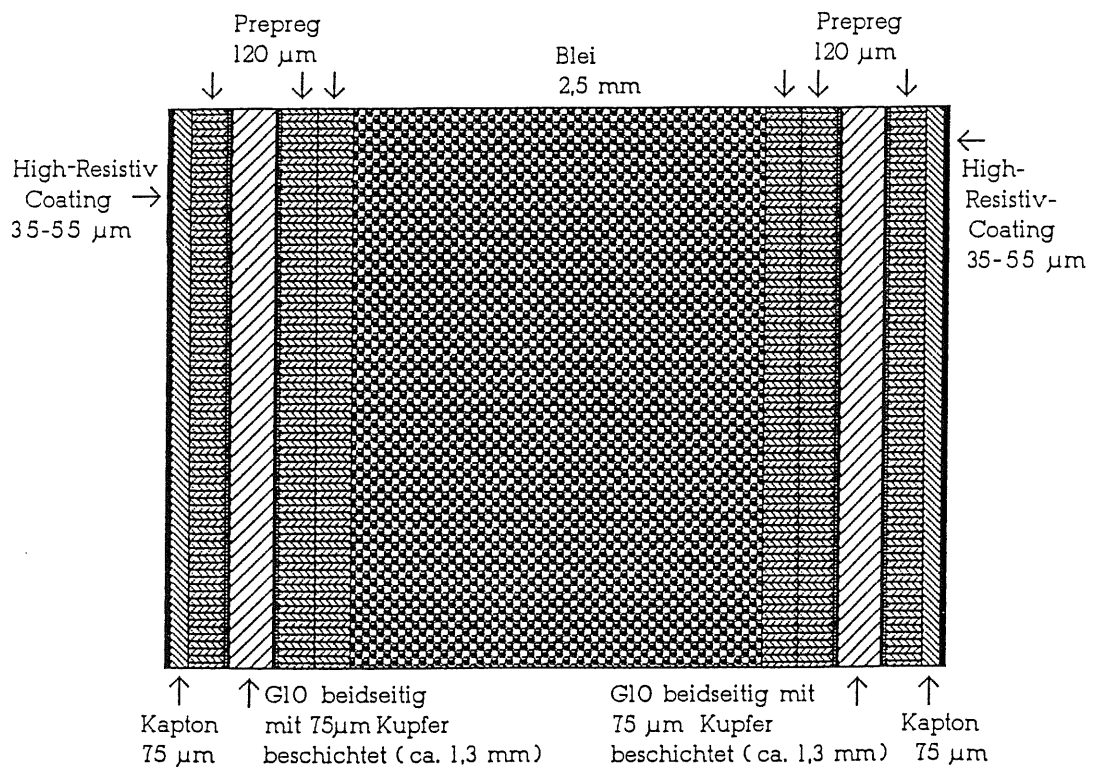


Abbildung 4.4: Aufbau der IF1E-Hochspannungsplatten



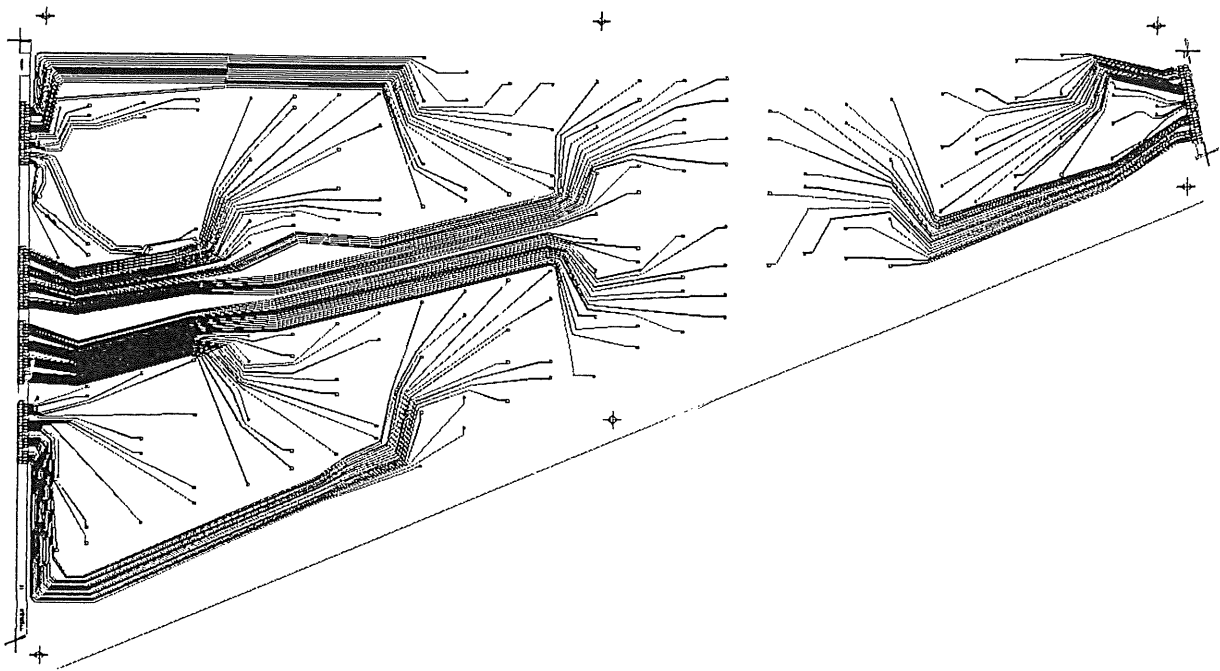


Abbildung 4.5: Die Leiterbahnen auf der Rückseite eines Readoutboards

## 4.3 Der Plattenaufbau

### 4.3.1 Elektromagnetischer Teststack

Die Readoutboards bestehen aus doppelseitig kupferkaschierten G10 Platten von 0,8 mm Dicke, in deren Kupferschicht auf der zum Gap gerichteten Seite die Padstruktur geätzt wurde. Auf der anderen Seite, in Richtung zum Blei, befinden sich die Leiterbahnen, die die Verbindung der Pads zu Steckkontakten an den Innen- und Außenkanten der Platten herstellen. Die Verbindung von Pad und Leiterbahn erfolgt mit einer Durchkontaktierung. In Abb. 4.5 sind die Leiterbahnen auf der Rückseite der Readoutboards zu sehen. Das G10 wird in einem Autoklaven der Fa. Lufthansa bei einem Druck von 5 Atü und 125°C mit sogenanntem Prepreg auf das Blei geklebt. Das ist eine Glasfasermatte, die mit Epoxydharz getränkt ist. Dieses Epoxydharz ist noch nicht ausgehärtet. Es wird flüssig, wenn man es erhitzt, und härtet dann aus.

Unter den G10-Platten befindet sich zwischen 2 Prepregschichten eine Kaptonschiicht, damit es zwischen den Leiterbahnen und dem Blei keinen Kurzschluß gibt.

Die übrigen Bleiplatten (Hochspannungs- oder HV-Platten) sind aus Stabilitätsgründen und damit der Absorbtionskoeffizient beider Plattenarten gleich ist ebenfalls beidseitig mit doppelseitig kupferkaschiertem G10 beklebt. Auf dieses G10 ist eine 75  $\mu\text{m}$  dicke Kaptonfolie geklebt. Unter Einhaltung eines Abstands (ca. 5 mm) zu allen geerdeten Teilen, das sind die Bleiflächen in den Bohrlöchern und an den Rändern der Platte zu denen Funken überschlagen könnten, wird diese mit HRC (High-Resistive-Coating) beschichtet. HRC ist ein Epoxyd-Rußgemisch.

Die Beschichtung erfolgt mit einer Rolle, wie sie zum Lackieren verwendet wird. Dadurch erhält man Schichtdickenvariationen von ca. 20 %. An das HRC wird später die Hochspannung angeschlossen. In Abb. 4.3 und Abb. 4.4 ist der Plattenaufbau dargestellt.

Die beiden Aluminiumplatten sind auf der zum Stack zeigenden Seite ebenfalls mit Kapton beklebt und mit HRC beschichtet. Diese hochohmige Schicht bildet mit der aufgeklebten Kaptonfolie und der darunter liegenden Kupferschicht des G10s eine große Kapazität, die sehr viel größer ist als die Kapazität durch das Gap zu den Pads. Die hohe Kapazität ist erforderlich, um lokale Ladungsänderungen auf der Hochspannungsplatte gering zu halten (siehe Kapitel 5.2.2), diese werden durch die Ladung rings um die Stelle ausgeglichen. Ein Überkoppeln der Signale zu den Pads wird ebenfalls reduziert.

Der Widerstand der hochohmigen Schicht (er darf nicht kleiner als 1 bis 3  $M\Omega/\square$ <sup>1</sup> sein) begrenzt den Strom, der innerhalb der Schicht fließen kann. Dadurch kann sich die aufgeladene Platte nicht auf einmal entladen, falls es zu einem Kurzschluß kommt. Andererseits darf er 30 bis 100  $M\Omega/\square$  nicht überschreiten, da sonst eine schnelle Aufladung nicht mehr möglich ist. Zudem tritt beim Betrieb des Detektors im Experiment Streustrahlung auf, die ständig Strom aus den Hochspannungsplatten zieht ; es entsteht ein Spannungsabfall in Richtung auf das Strahlrohr(s.u.).

Der Widerstand des HRC ist in dem verwendeten Widerstandsbereich inhomogen, das liegt an der Zusammensetzung der Beschichtung. Deshalb ist ein Test des Flächenwiderstandes aller Platten nötig (siehe auch Kapitel 5.2.2). Die Dicke der Ausleseplatten beträgt etwa 4,7 mm und die Dicke der Hochspannungsplatten beträgt etwa 5,3 mm.

Die Bleiplatte allein ist 2,4 mm dick. Das Argongap zwischen den Bleiplatten hat ebenfalls eine Dicke von 2,4 mm.

Die "Independend Readoutboards" sind zusammengenietete Edelstahlplatten von jeweils 1,5 mm Dicke, die durch Messingröhrchen (Spacer) auf einen bestimmten Abstand zueinander gebracht sind.

Zwischen den beiden Edelstahlplatten, die auf der Innenseite mit HRC beschichtet sind, befindet sich eine Auslesekarte, die durch Plastikscheiben zentrisch zwischen den Platten gehalten wird. Diese Auslesekarte besteht aus einer doppelseitig kupferkaschierten G10 Platte, aus der auf jeder Seite die Padstruktur und auch die Struktur der Leiterbahnen herausgeätzt wurde ( siehe Abb. 4.2 ).

Mittels Durchkontaktierung sind die auf Ober- und Unterseite gegenüberliegenden Pads an eine gemeinsame Leiterbahn angeschlossen. Die 0,3 mm breiten Leiterbahnen führen durch die Pads hindurch zu Kontakten an den beiden Außenkanten der Platten, in die Steckkontakte eingelötet werden, mit denen dann die Verbindungskabel zu den Verstärkern verbunden werden. Dabei sind Signalleitungen und Pads mit 0,3 mm breiten Masseleitungen gegen andere Leitungen abgeschirmt. Im elektromagnetischen Stack ist dies nicht notwendig, weil das unter den Readoutboards liegende geerdete Blei eine genügende Abschirmung gegen Überkoppeln von Signalen darstellt.

Die HRC-Beschichtung der Stahlplatten erfolgte mit Siebdruck, dadurch ist

---

<sup>1</sup> $R/\square$ ; Widerstand zwischen 2 gegenüberliegenden Seiten einer Fläche in Form eines Quadrats der Widerstandsschicht.

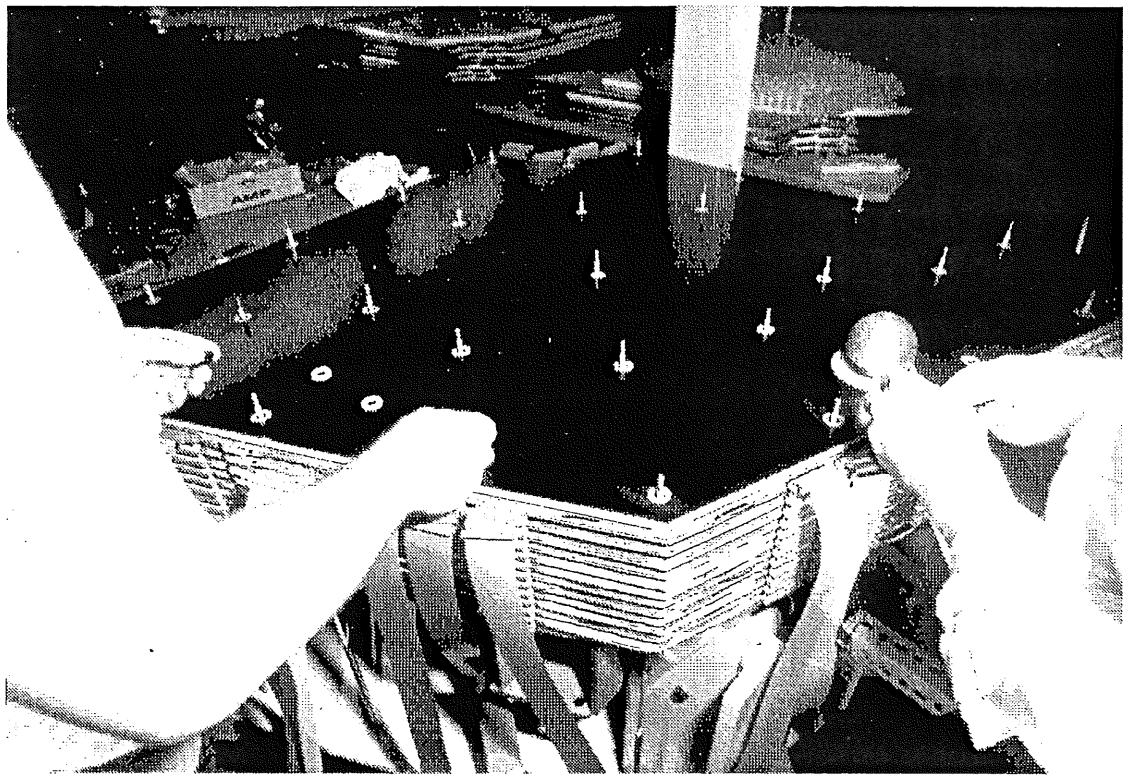


Abbildung 4.6: *Einbau der Spacer in den IF1E-Stack*

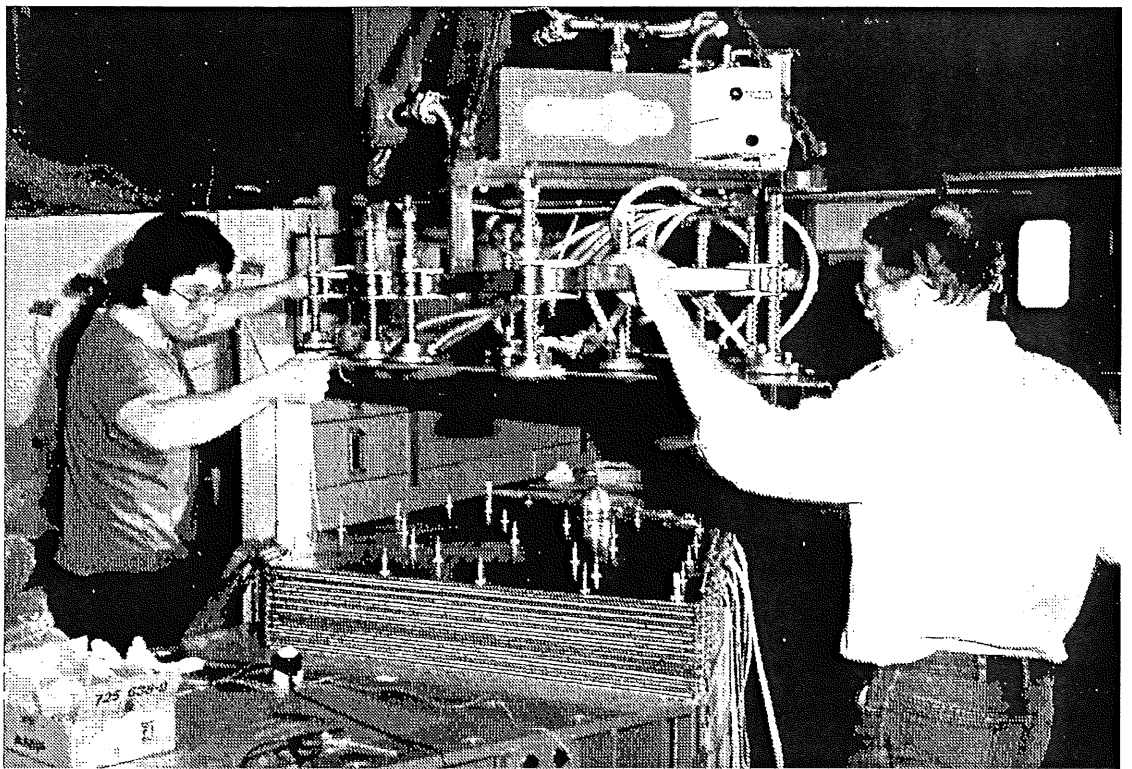


Abbildung 4.7: *Zusammenbau des Stacks*

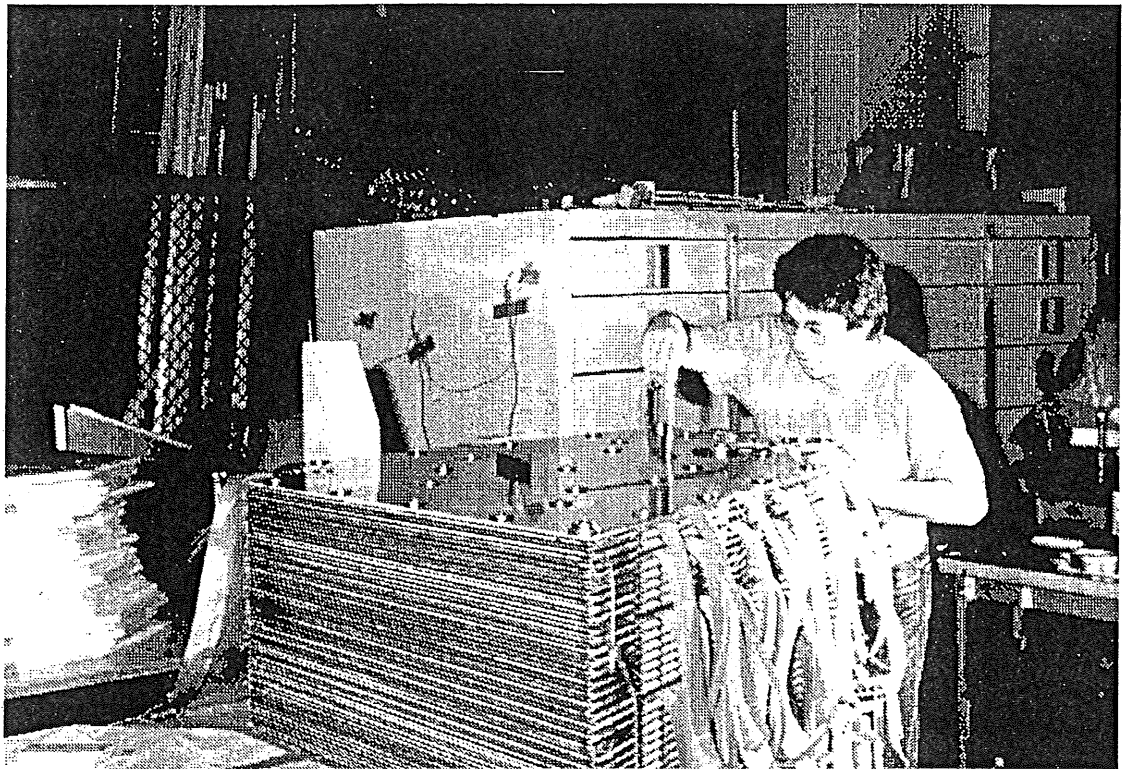


Abbildung 4.8: Der fertige elektromagnetische Teststack

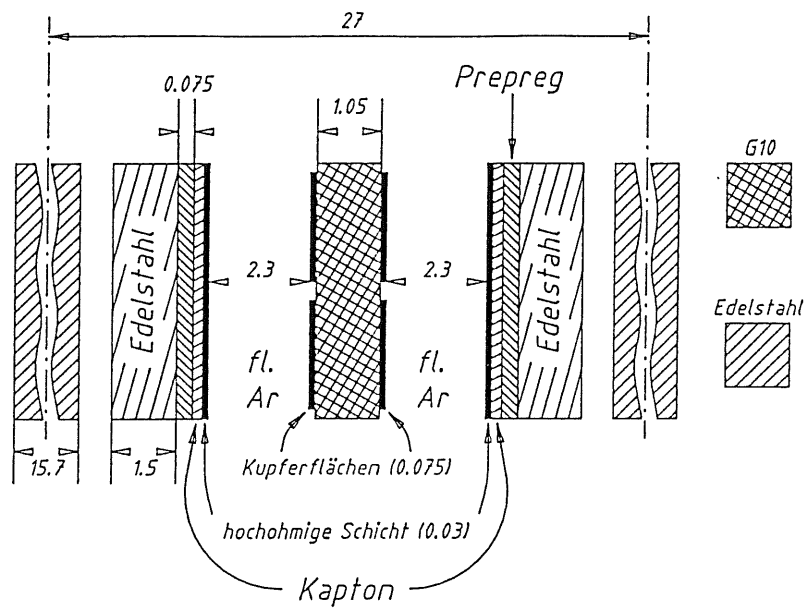


Abbildung 4.9: Schnitt durch ein "Independent Readoutboard" im Stahlabsorber

die Variation der Dicke der Schicht gering (6 %).

#### 4.4 Flüssiges Argon als aktives Medium

Zwischen den Absorberplatten befindet sich Argon als aktives Medium. Die Verwendung von Argon hat folgende Vorteile:

1. Die bei der Ionisation im Argon erzeugten Elektronen haben eine hohe Beweglichkeit, die zurückbleibenden Argonium - Ionen eine kleine Beweglichkeit. Das führt zu einer geringen Rekombinationsrate, die Auslese kann schnell sein, und damit zu kurzen Totzeiten.
2. Argon ist wenig elektronegativer, weil es ein Edelgas ist, d.h. die erzeugten Elektronen werden auf ihrem Weg zur Elektrode nicht aufgehalten.
3. Das Argon ist chemisch inert, d.h. es geht keinerlei Verbindung mit den Detektorteilen ein.
4. Argon hat eine relativ niedrige Ionisierungsenergie von 26,4 eV, deshalb kann man bis zu einer sehr geringen Mindestenergie der ionisierenden Teilchen messen, was zu hoher Ladungsausbeute und damit zu einer guten Energieauflösung führt.
5. Es ist in hoher Reinheit verfügbar.
6. Es ist relativ preiswert.
7. Ein Kalorimeter mit flüssigem Argon ist nach dem Zusammenbau mit elektrischen Pulsen kalibrierbar.

Ein Nachteil ist, daß Argon bereits bei 87,25 K siedet. Das bedeutet, man muß es auf diese Temperatur herunterkühlen. Dazu eignet sich flüssiger Stickstoff, der auch recht preisgünstig erhältlich ist und eine Siedetemperatur von 77,36 K hat. Beim Kühlen besteht jedoch die Gefahr, daß das Argon gefriert, denn die Schmelztemperatur liegt nur kurz unter dem Siedepunkt (Schmelzpunkt: 83,85 K).

Ein weiterer Nachteil ist, daß bei einer Neutron-Argon Wechselwirkung im Mittel nur etwa 5% der Neutronenenergie auf ein geladenes Teilchen übertragen werden können. Ein Teil der niederenergetischen Neutronen entweicht daher ungenutzt aus dem Kalorimeter.

Man könnte beispielsweise Cadmium ( $\sigma_{Neutr.} \sim 4000$  barn bei  $10^{-8}$  bis  $10^{-6}$  MeV;  $nX \rightarrow Y\gamma$ ) in einer Menge von ca. 1% ins Blei mischen oder Bor ( $\sigma_{Neutr.} \sim 5000$  barn bei  $10^{-6}$  MeV;  $nX \rightarrow Y\alpha$ ) bzw. Gadolinium ( $\sigma_{Neutr.} \sim 100000$  barn bei  $10^{-8}$  MeV und 100 barn bei  $10^{-6}$  MeV;  $nX \rightarrow Y\gamma$ ) in die HRC-Beschichtung der im Kalorimeter verwendeten Hochspannungsplatten geben und hätte damit einen wirksamen Neutroneneinfang geschaffen. Nach dem Neutroneneinfang wird mit einer kleinen zeitlichen Verzögerung, die der Lebensdauer des jeweiligen Anregungszustandes entspricht, Gammastrahlung bzw. Alphastrahlung frei, die das Argon ionisieren kann.

Die freie Weglänge der Elektronen hängt von der Reinheit des Argons ab. Insbesondere vom darin enthaltenen Sauerstoff, der stark elektronegativer ist, sowie von der elektrischen Feldstärke.

Den Grad der Verschmutzung des Argons kann man mit unterschiedlichen Methoden feststellen und damit die Meßdaten korrigieren. Beim Versuchsaufbau im CERN wurden drei unterschiedliche Methoden getestet:

1. Chemische Analyse auf O<sub>2</sub> - Gehalt.
2. Messung der Ionisation des Argons durch  $\alpha$ -Strahlen definierter Energie (<sup>241</sup>Am; 5,5 MeV).
3. Messung der Ionisation des Argons durch Konversionselektronen definierter Energie (<sup>207</sup>Bi; 0,98 MeV).

Die beiden letzten Methoden haben den Vorteil, daß man mit ihnen nicht nur die O<sub>2</sub>-Verunreinigung mißt. Aufgrund der unterschiedlichen Ionisierungsdichte, sprechen sie aber unterschiedlich auf verschiedene Verunreinigungen an. Das liegt daran, daß die  $\alpha$ -Teilchen mit den erzeugten Elektronen rekombinieren können. Die Rekombinationsrate ist abhängig von der Ionisierungsdichte. Bei hohen Ionisierungsdichten ist deshalb nicht mehr die Verunreinigung des Argons der bestimmende Faktor für die Ladungsausbeute. Es kommt hinzu, daß ein Schauer viel mehr  $\beta$ - als  $\alpha$ -Strahlen enthält. Die Methode mit Konversionselektronen entspricht also den wirklichen Effekten der Verunreinigungen auf die Meßergebnisse besser.

Es gibt noch eine weitere Methode, die geeignet ist und gerade getestet wird: Die Erzeugung von Photoelektronen, deren Energie sehr genau definiert ist, und deren Intensität man messen kann.

Nachteil: Komplizierte Apparatur, denn die UV-Quelle muß außerhalb des Kryostaten untergebracht werden, und eine kältefesteste Lichtleitfaser in den Kryostaten hineingelegt werden (Bruchgefahr!).

Für eine Feldstärke von 10 kV/cm ergibt sich eine konstante Driftgeschwindigkeit von 4,5 mm/ $\mu$ sec. Nach [WIL74] fließt ein Strom

$$I(t) = N \cdot e \cdot \frac{1}{t_{drift}} \cdot \left(1 - \frac{t}{t_{drift}}\right). \quad (4.1)$$

Nach einer Zeit  $t_{(drift)}$  erhält man eine Ladung von

$$Q_{(t_{drift})} = N \cdot \frac{e}{2} \quad (4.2)$$

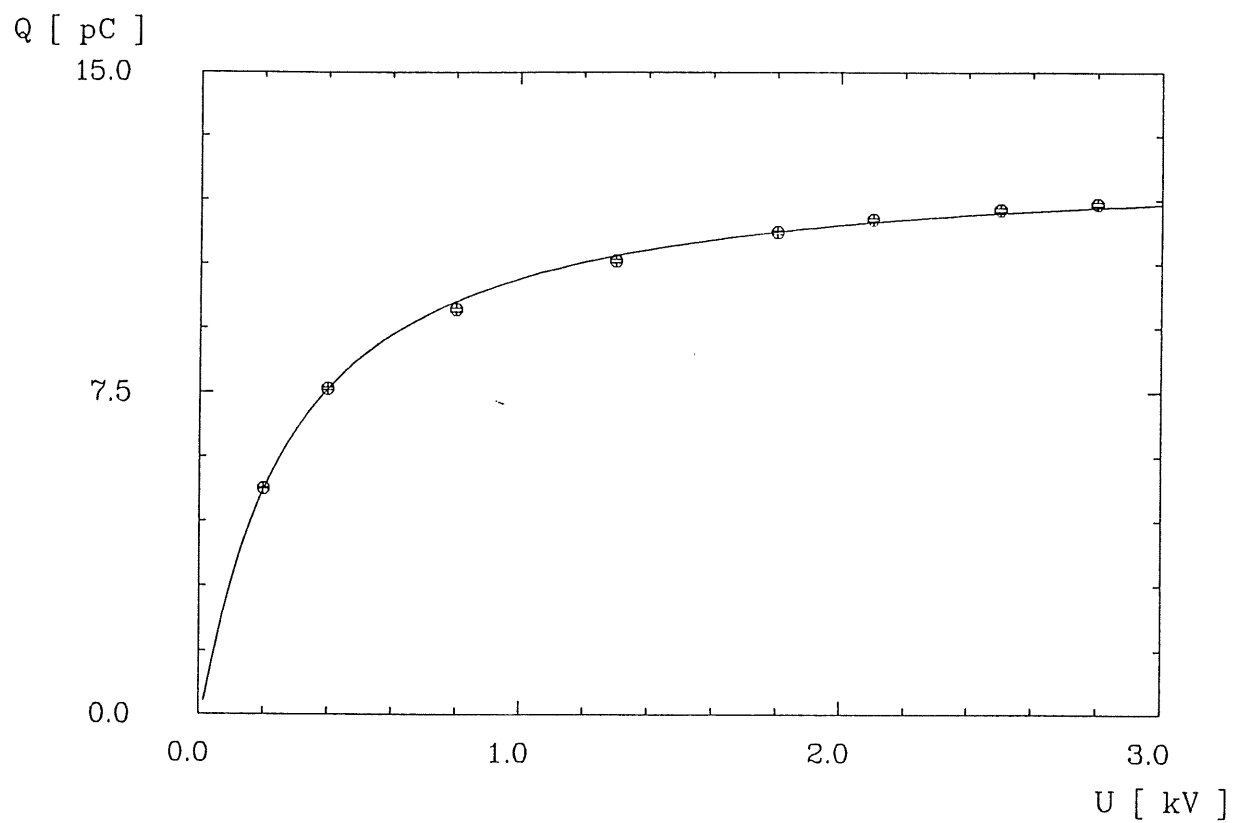


Abbildung 4.10: Ladungsausbeute in Abhängigkeit von der Spannung auf den Hochspannungsplatten

## Kapitel 5

# Prüfverfahren für Kalorimeterteile vor dem Zusammenbau

### 5.1 Prüfungsverfahren für Readoutboards

#### 5.1.1 Der Hochspannungs-Pad-Tester

Nach der Herstellung der Readoutboards mußten diese auf Kurzschlüsse und auf zu kleine Abstände zwischen Pads und Leiterbahnen untersucht werden. Nachdem verschiedene Versuche mit einer computergesteuerten Anlage gemacht wurden, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein Handtestgerät entwickelt, das zuverlässiger funktioniert.

Zur Konstruktion:

Um hochohmige Kurzschlüsse und Hochspannungsüberschläge zwischen benachbarten Pads und deren Leiterbahnen festzustellen, ohne Schäden auf dem Board zu verursachen, ist es notwendig, mit einer Hochspannungsquelle von ca. 800 V zu messen, die einen sehr kleinen Strom liefert. Aus Sicherheitsgründen ist dies ebenfalls wünschenswert. In der in Abb. 5.1 gezeigten Schaltung liegt die Spannung deshalb über einen 15 M $\Omega$  Widerstand an der mittleren Elektrode des in Abb.5.2 gezeigten Elektrodenhalters. Wenn die Elektroden berührt werden, bricht die Spannung sofort zusammen. Diese Empfindlichkeit wird durch hintereinanderschalten von vier Invertern erreicht. Damit erzielt man eine Verstärkung von 100. In Abb. 5.1 ist der Verlauf der Verstärkungskennlinie zu sehen. Der zur Verfügung stehende Ausgang schaltet aktiv high und low, sodaß ein Doppel-LED betrieben werden kann. An den Ausgang ist außerdem ein Piezo-Signalgeber angeschlossen, der ein akustisches Signal gibt, wenn der Strom durch die Elektroden größer als 4  $\mu$ A wird.

Zudem ist der Aufbau recht einfach, da keine symmetrische Speisung erforderlich ist. Die Schaltung läßt sich wie folgt berechnen: Aus dem Verstärkungsfaktor ergibt sich, daß eine Erhöhung der Spannung um 0,03 V am Eingang genügt, um den Ausgang auf eine Spannung von 3V (high) einzustellen. Dazu wird die Spannung am Eingang mit dem Poti auf den untereren Punkt der Kennlinie (0,8 V)



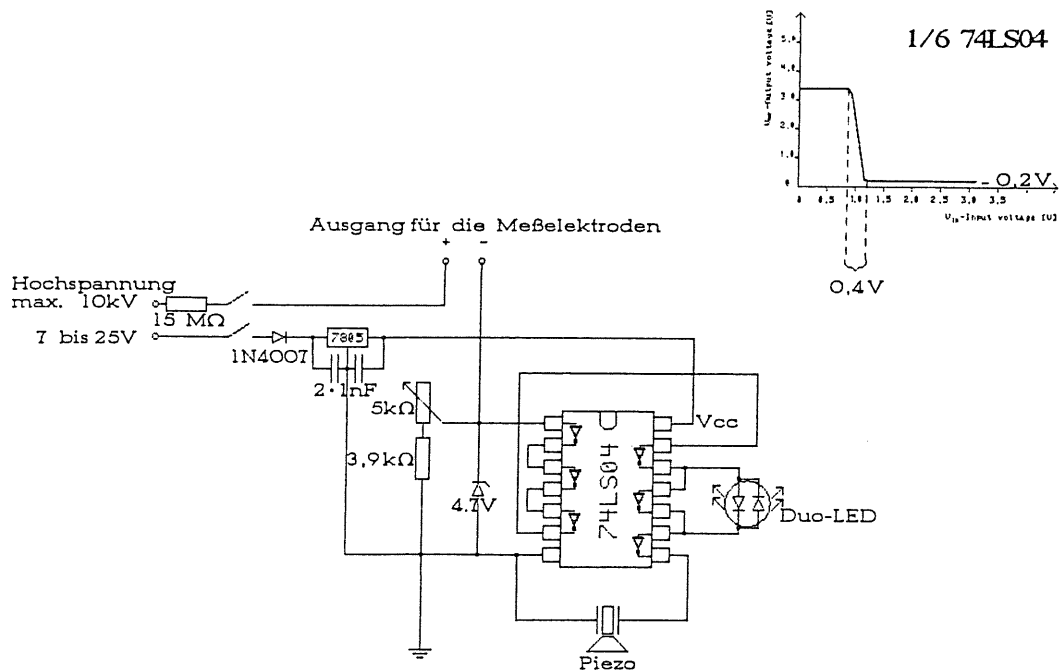


Abbildung 5.1: Schaltplan des Pad-Testers und Verstärkungskennlinie des TTL-Bausteins

eingestellt. Dieser Wert ergibt sich, wenn

$$R_{Poti} + 3,9k\Omega = 7k\Omega. \quad (5.1)$$

Damit kann man den kleinsten Strom berechnen, der nötig ist um den Ausgang auf high einzustellen; nämlich:

$$I = \frac{0,03V}{7k\Omega} = 4\mu A \quad (5.2)$$

Es ergibt sich ein größter meßbarer Widerstand von

$$R = \frac{800V}{4\mu A \cdot 10^{-6}} = 200M\Omega \quad (5.3)$$

Um einen guten Kontakt zu den Pads zu erreichen, wurde erstmalig eine Elektrode aus Leitschaum<sup>1</sup> benutzt, die sich beim Andrücken auf die Pads sehr gut an die Oberfläche anschmiegt. Die Verwendung von Schaumstoff hat außerdem den Vorteil, daß das zu prüfende Objekt nicht beschädigt wird. Diese Art der Elektrode wurde dann auch mit großem Erfolg bei der Widerstandsmessung der HV-Platten eingesetzt, nachdem man es vorher mit Metallelektroden versucht hatte und keine reproduzierbaren Ergebnisse erhielt.

Der Elektrodenhalter ist aus durchsichtigem Plexiglas gefertigt, damit der Prüfer erkennen kann, welches Pad er gerade testet, und ob die mittlere Elektrode richtig positioniert worden ist. Abb.5.2 zeigt ein Bild der Elektrode.

Mit diesem Testgerät wurden alle Readoutboards des Teststacks getestet. Bild 5.3 zeigt das fertige Gerät, das Kurzschlüsse zwischen einem Pad und allen angrenzenden Pads findet.

<sup>1</sup>(scotch 3M 6,4 mm weich oder Thomas & Betts CF SR250 6,4 mm beide ca. 12 kΩ/□)

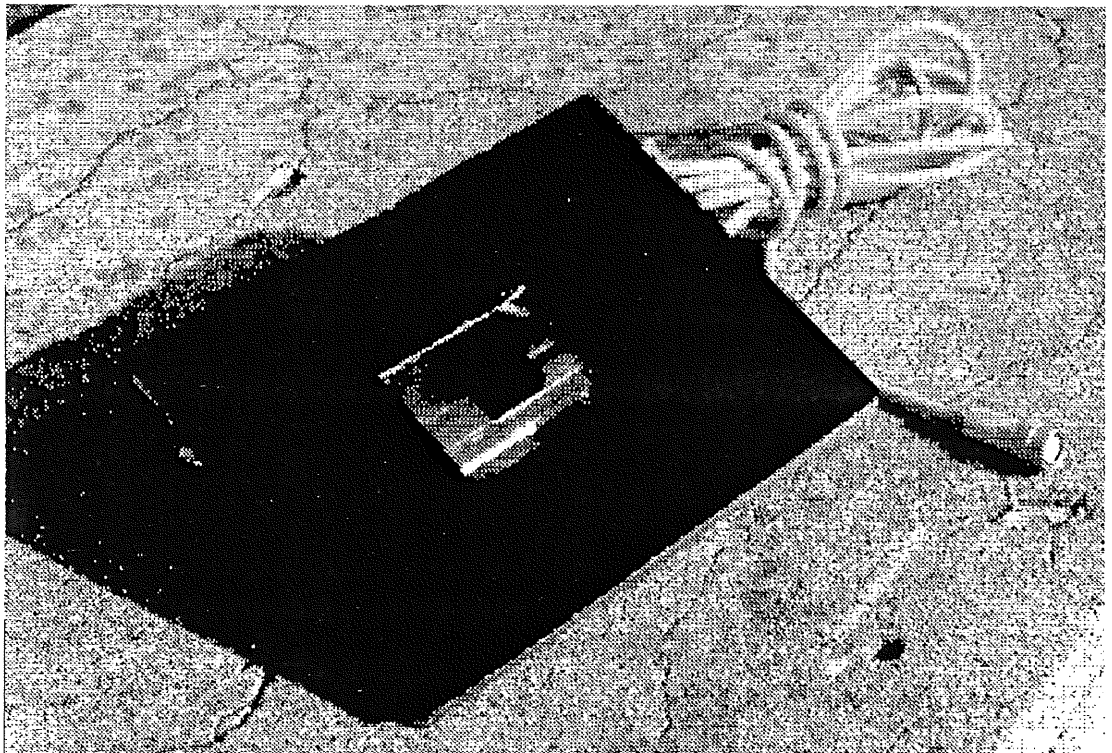


Abbildung 5.2: Die Elektroden des HV-Pad-Testers

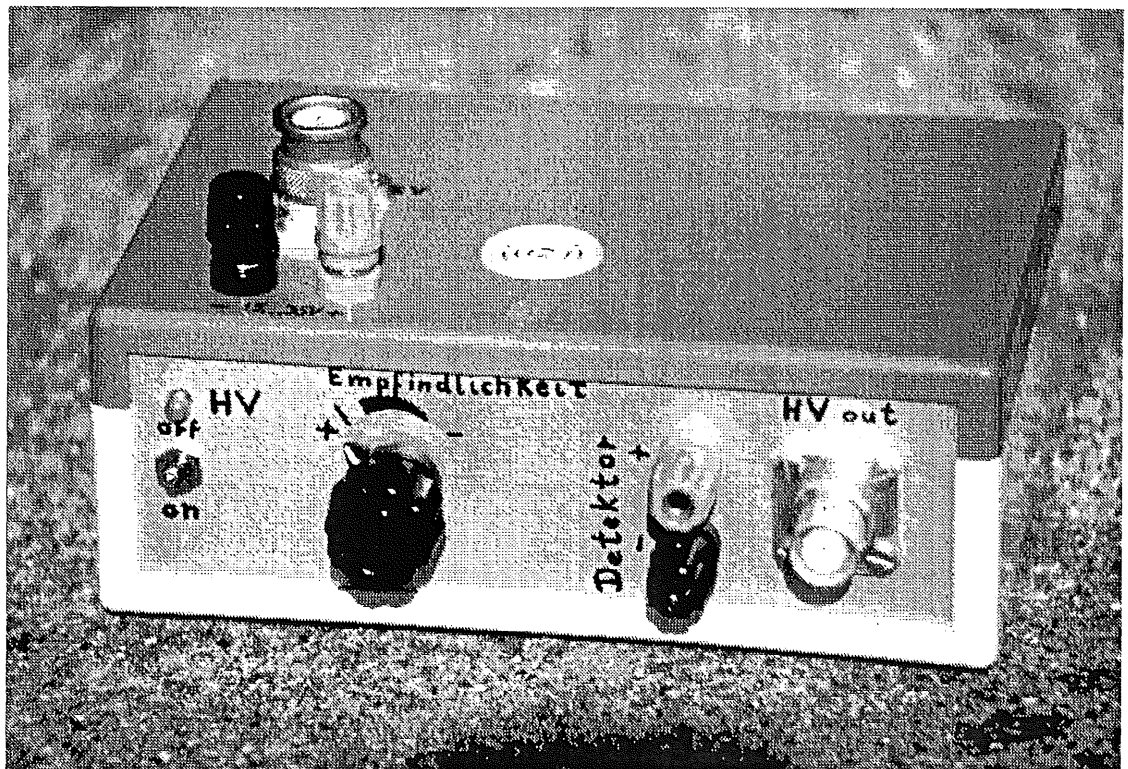


Abbildung 5.3: Der HV-Pad-Tester

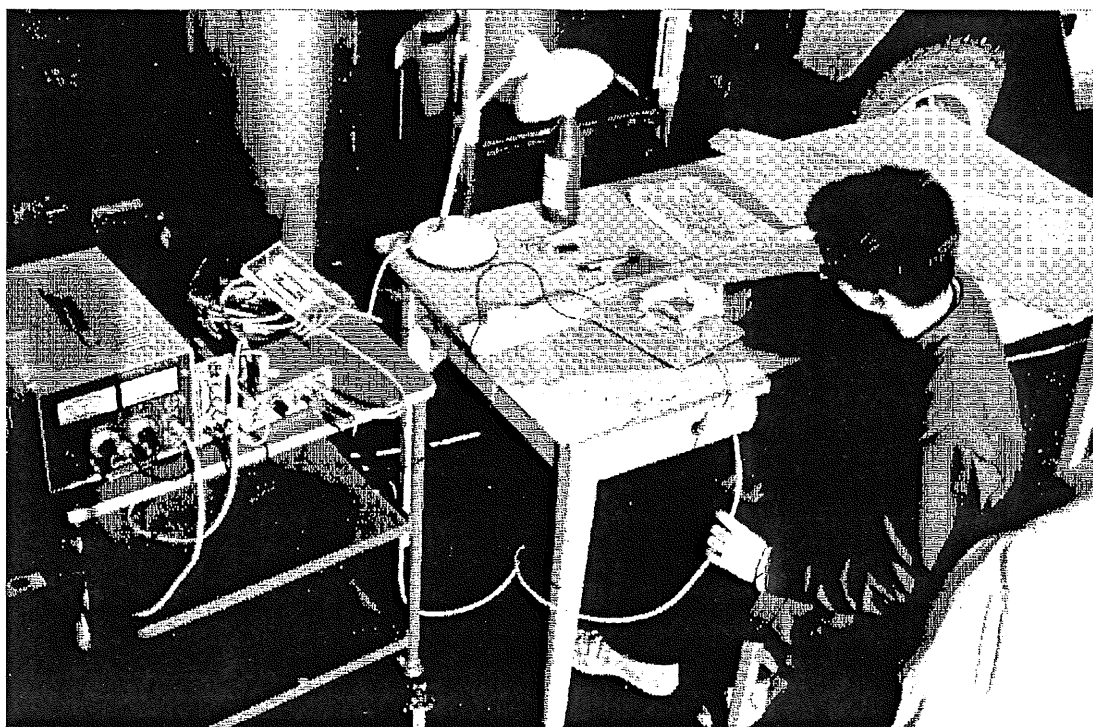


Abbildung 5.4: Der Pad-Tester im Einsatz

### 5.1.2 Der Readoutboardprüfstand

Für die derzeitige Plattenproduktion wird jedoch ein anderes Prüfgerät benutzt. Im Laufe der Tests der Readoutboards für das Teststack stellte sich heraus, daß sich die meisten Fehler an den Anschlüssen der Readoutboards befanden. Auf der Oberfläche der Readoutboards benachbarte Pads, die mit dem Pad-Tester geprüft werden können, haben aber nicht notwendigerweise benachbarte Anschlüsse. Der Prozentsatz dieser Pads ist allerdings gering.

Es wurde von Dr. Küster und Dr. Flauger (F21) ein neues Gerät entworfen, das einen Kurzschluß zwischen Pads und den dazugehörigen Leitungen, unabhängig von der geometrischen Position auf dem Readoutboard messen kann. Dazu wurde jedes Pad über einen Widerstand  $100\text{ M}\Omega$  an eine Spannung von ca.  $200\text{ V}$  gelegt. Der Strom, der über ein Pad zur Erde fließt, wird durch den  $100\text{ M}\Omega$  Widerstand begrenzt. An einem Pad, das eine Verbindung (auch hochohmig) zu einem anderen hat, wird ein höherer Strom gemessen.

Da die verwendeten Widerstände eine Toleranz von  $\pm 5\%$  haben, kann ein hochohmiger Kurzschluß von mehr als  $2\text{ G}\Omega$  jedoch nicht mehr festgestellt werden

$$\frac{100\text{ M}\Omega \cdot 2\text{ G}\Omega}{100\text{ M}\Omega + 2\text{ G}\Omega} = 95\text{ M}\Omega. \quad (5.4)$$

Diese "Kurzschlüsse" spielen beim Betrieb des Detektors aber keine Rolle. Ist die Verbindung des Pads zum Steckkontakt unterbrochen, so fließt kein Strom. Mit dem Stromschwellwertdetektor, der für den Readoutboardprüfstand gebaut wurde, lassen sich beide Fehler feststellen. Abb. 5.5 zeigt den Schaltplan des

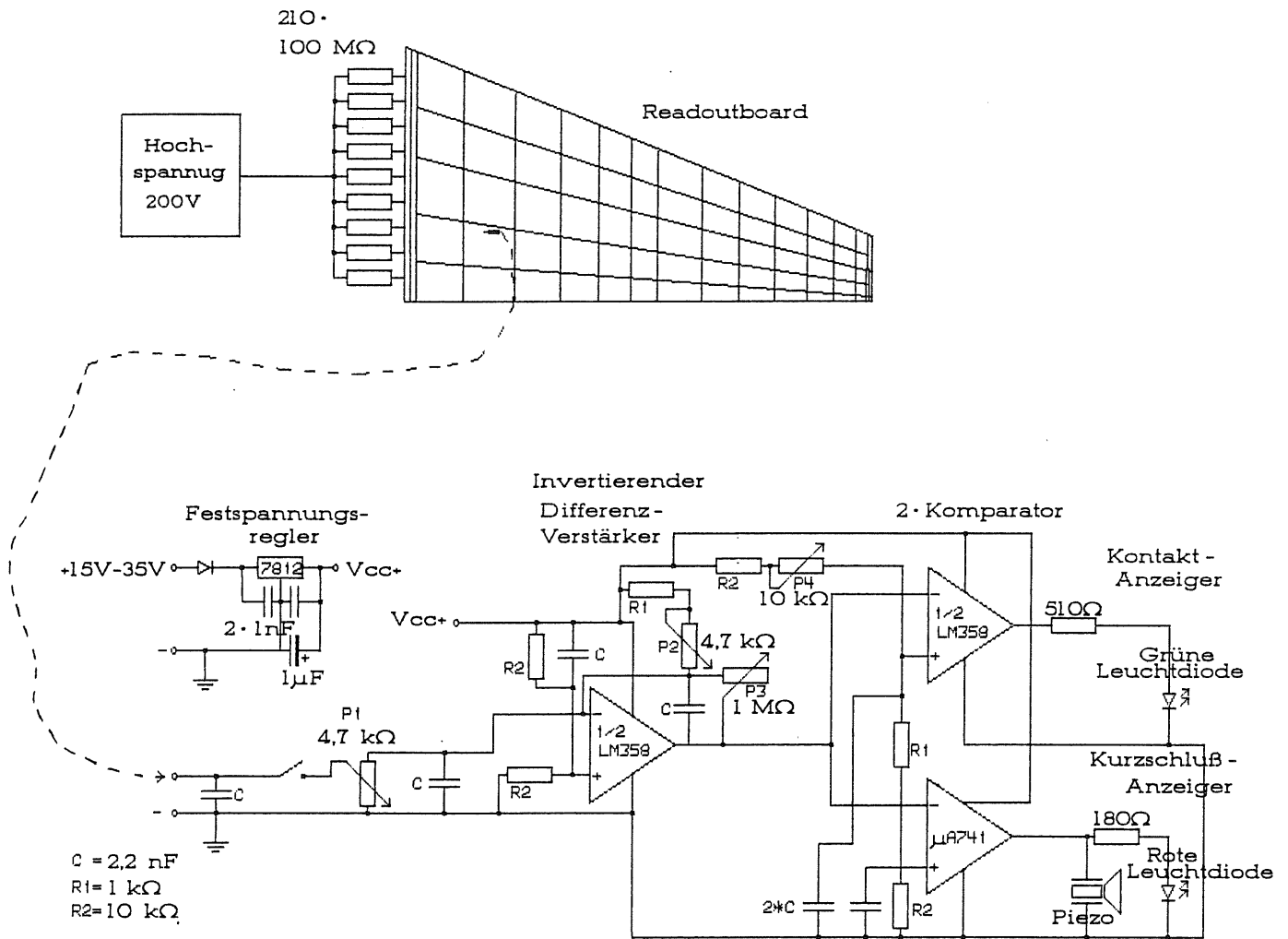


Abbildung 5.5: Schaltplan des Readoutboardprüfstandes

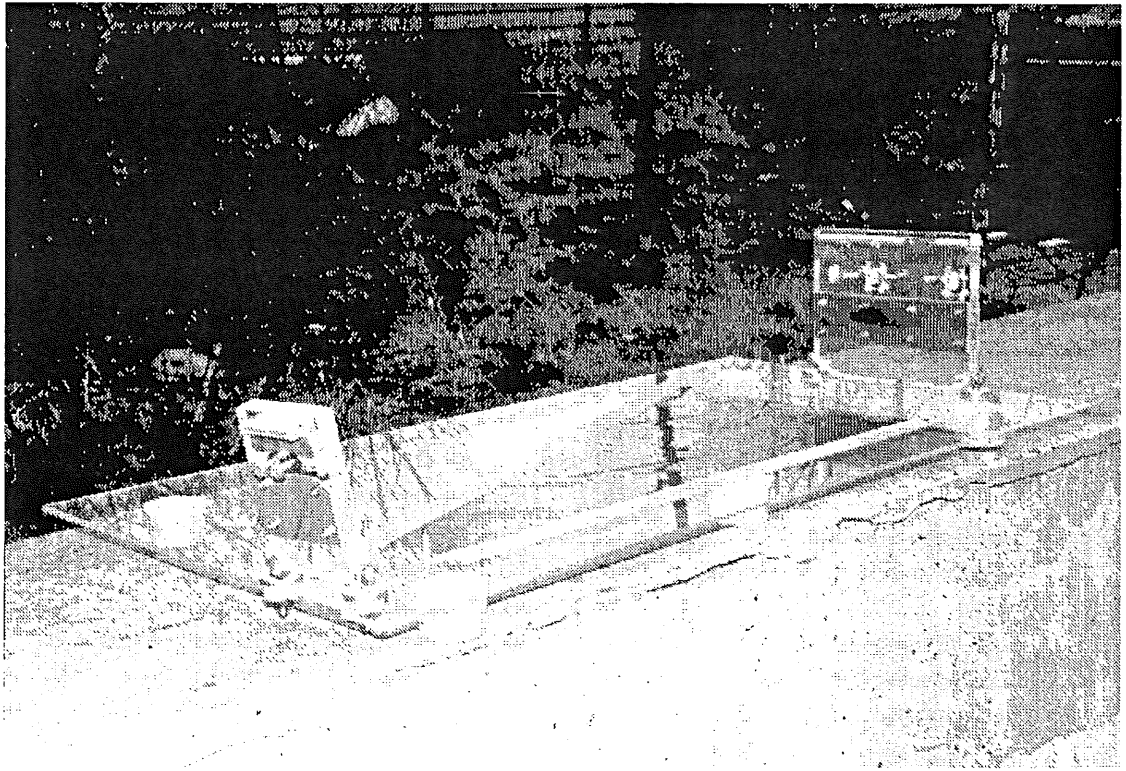


Abbildung 5.6: Der Readoutboardprüfstand

Detektors.

Es handelt sich um einen Gleichstrom-Differenzverstärker mit einstellbarer Verstärkung (am Eingang der Schaltung) und zwei nachgeschalteten Komparatoren. Der eine Komparator hat eine fest eingestellte Schaltschwelle und zeigt den Kontakt des Pads zum Steckkontakt an. Der andere Komparator wird so eingestellt, daß er schaltet, wenn der Widerstand zum Kontakt kleiner als  $95 \text{ M}\Omega$  ist. Der angeschlossene Piezo-Signalgeber signalisiert dann einen Kurzschluß. Mit der Apparatur ist es jedoch nicht möglich zu erkennen, daß eine Leiterbahn abgerissen ist, wenn diese über einer anderen liegt, sodaß zwei Pads an dem selben Widerstand liegen. Außerdem sind die verwendeten Widerstände nur für Spannungen unter  $250 \text{ V}$  geeignet. Deshalb können zu kleine Leiterbahnabstände nur schlecht gemessen werden.<sup>2</sup> In der jetzigen Produktion wurden daher auch weniger von diesen Fehlern gefunden. Hierfür wäre die erste Apparatur besser geeignet. Die verwendeten Widerstände sind auch der Grund für die Entwicklung dieses neuen Geräts gewesen. Da die Meßspannung nur noch höchstens  $250 \text{ V}$  betragen durfte, mußte dieses Prüfgerät deutlich empfindlicher sein. Es ist jedoch auch für höhere Prüfspannungen (bis  $1000 \text{ V}$ ) geeignet. Mit den einstellbaren Widerständen ist ein Abgleich auf andere Meßspannungen möglich. Bild 5.6 zeigt den fertigten Readoutboardprüfstand mit den Anschlußkontakten.

<sup>2</sup>Die Funkenschlagweite beträgt bei normalem Luftdruck und  $18^\circ \text{ C}$  ungefähr  $0.1 \text{ mm}$  pro  $0,5 \text{ kV}$  zwischen zwei Kugeln mit  $1 \text{ cm}$  Radius (für Spannungen  $\leq 1 \text{ kV}$ ) [GER58]

## 5.2 Untersuchungen an Hochspannungsplatten

### 5.2.1 HV-Strommeßgerät mit hoher Auflösung

Bei der Klebung der HV-Platten und beim Transport können infolge der auftretenden mechanischen Beanspruchung Risse und Löcher in die auf die Bleiplatte geklebte Kaptonschicht kommen. Vor dem Beschichten mit HRC mußte die Kaptonschicht deshalb untersucht werden.

Dies geschah mit einem Rahmen aus Metall in den Abmessungen der Platte, der mit sogenannter Supraisolationsfolie<sup>3</sup> bespannt war. Dieser Rahmen wurde auf die zu prüfende Platte gelegt und dann mit der unten beschriebenen Apparatur auf eine Spannung von 4 kV aufgeladen. Durch die elektrostatische Anziehung schmiegt sich die Folie an die Oberfläche der Kaptonschicht an. Damit die unter der Mylarfolie befindliche Luft entweichen kann, wurden in die Mylarfolie in regelmäßigen Abständen Schnitte gemacht.

An den Stellen, an denen die Kaptonfolie ein Defekt hatte, gab es einen Funken, der das Aluminium wegbrannte. Die Folie wurde an diesen Stellen durchsichtig, und der Fehler war leicht zu lokalisieren.

Die Hochspannungsplatten wurden nach dem Coating nochmals geprüft, bevor der Stack zusammengebaut wurde. Es kam vor, daß der Mindestabstand der HRC-Beschichtung zu geerdeten Teilen nicht eingehalten wurde, wodurch es Hochspannungsüberschläge ab einer bestimmten Spannung gab. Außerdem ist es möglich, daß beim ersten Test ein Fehler übersehen wurde, und ein Riß im Kapton einen Kurzschluß verursachte. Deshalb wurde in einem zweiten Test der Strom durch die Platten bei 4 kV gemessen. Mit der Schaltung in Bild 5.7 wurden alle Platten des Teststacks gemessen. Die Platten der derzeitigen Produktion werden damit ebenfalls überprüft. Die Schaltung ermöglicht es, den Strom durch die Kaptonschicht einer Teststackplatte, sowie den durch Verschmutzungen (Fingerfett ect.) auftretenden Oberflächenstrom zu messen, der in der Größenordnung von wenigen Nanoampere (!) liegt. Dazu kann ein relativ unempfindliches, preisgünstiges Digitalvoltmeter benutzt werden.

Legt man einen Strom von 100 nA, bei 4 kV zugrunde, so ergibt sich ein Widerstand der Kaptonschicht einer Teststack Hochspannungsplatte von  $4 \cdot 10^{10} \Omega$ .

Da die Hochspannungsplatte eine große Kapazität hat, ist beim Aufbau der Schaltung zu beachten, daß der Strom beim Einschalten der Hochspannung nicht zu groß wird. Dies würde die HRC-Schicht um den Anschluß der Platte herum zerstören. Aus diesem Grund muß ein Strombegrenzungswiderstand von 11 M $\Omega$  in Reihe mit der Kaptonschicht geschaltet werden. Außerdem wird dadurch bei einem Kurzschluß in der Platte die Spannung am Meßgerät auf  $1/14,5 \cdot 4\text{kV}$  (=276 V) geteilt.

Zwischen Bleiblech und Masse ist ebenfalls ein Spannungsteiler geschaltet, der verhindert, daß die Spannung am Meßgerät zu groß wird, falls ein Funke spontan auf die Bleiplatte überschlagen sollte und Meßelektrode und Bleiplatte auf gleiches Potential bringt, denn die meisten Digitalvoltmeter dürfen nur an maximal 1000 V angeschlossen werden. Bei einem Überschlag, liegt am Spannungsteiler  $1/2 \cdot 4\text{kV} = 2000\text{V}$ . Die Spannung wird im Verhältnis 1/3,5 geteilt, also liegt am

<sup>3</sup>Supraisolationsfolie ist Mylarfolie, die 12  $\mu\text{m}$  dick ist. Diese Plastikfolie ist einseitig mit Aluminium bedampft und dient eigentlich zum Isolieren von tiefkalten Gefäßen.

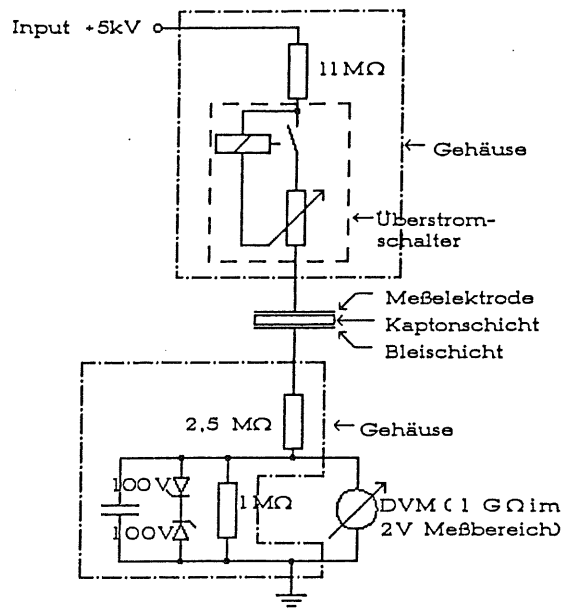


Abbildung 5.7: Schaltung des HV-Plattentestgeräts

Meßgerät höchstens eine Spannung von 571 V. Zusätzlich sind noch zwei Zenerdioden eingebaut, sodaß nur 100 V am Meßgerät liegen können. Zwei Dioden sind nötig, weil die Rauschspannung durch die langen Zuleitungen so hoch ist, daß sie von einer Diode gleichgerichtet würde und das Meßergebnis verfälschen würde. Um die Rauschspannung zusätzlich zu reduzieren, wurde auch noch ein Kondensator von 10 nF parallel geschaltet. Es ergibt sich eine gesamte Rauschspannung von ungefähr 0,1 mV. Bei einer Meßspannung von ungefähr 0,1 V kann damit das Meßergebnis auf drei Stellen genau bestimmt werden.

Zur Messung: Das Meßgerät ist parallel zu einem 1 MΩ Widerstand und hat selbst einen Eingangswiderstand von 1 GΩ, daraus ergibt sich ein Gesamtwiderstand von:

$$\frac{10^6 \Omega \cdot 10^9 \Omega}{10^6 \Omega + 10^9 \Omega} \cong 10^6 \Omega \quad (5.5)$$

An diesem Widerstand fällt eine Spannung ab, die proportional zum Strom durch die Platte ist. Ein Strom von 100 nA entspricht dabei:

$$I_{\text{Platte}} \cdot R_{\text{Platte}} = U_{\text{Meß}} \quad (5.6)$$

also:

$$100 \text{ nA} \cdot 1 \text{ M}\Omega = 100 \text{ mV} \quad (5.7)$$

Mit einem gewöhnlichen vierstelligen Digitalvoltmeter kann man den Strom im Millivoltbereich bis auf 100 pA genau bestimmen, im Strommeßbereich wäre das sonst nur mit sehr teuren Geräten möglich. Die Meßzeit ist durch die Zeitkonstante gegeben, die sich aus Widerstand und Kapazität der Platte ergibt. Die Messung soll auf ein Prozent genau sein, das bedeutet, die Spannung am Meßgerät

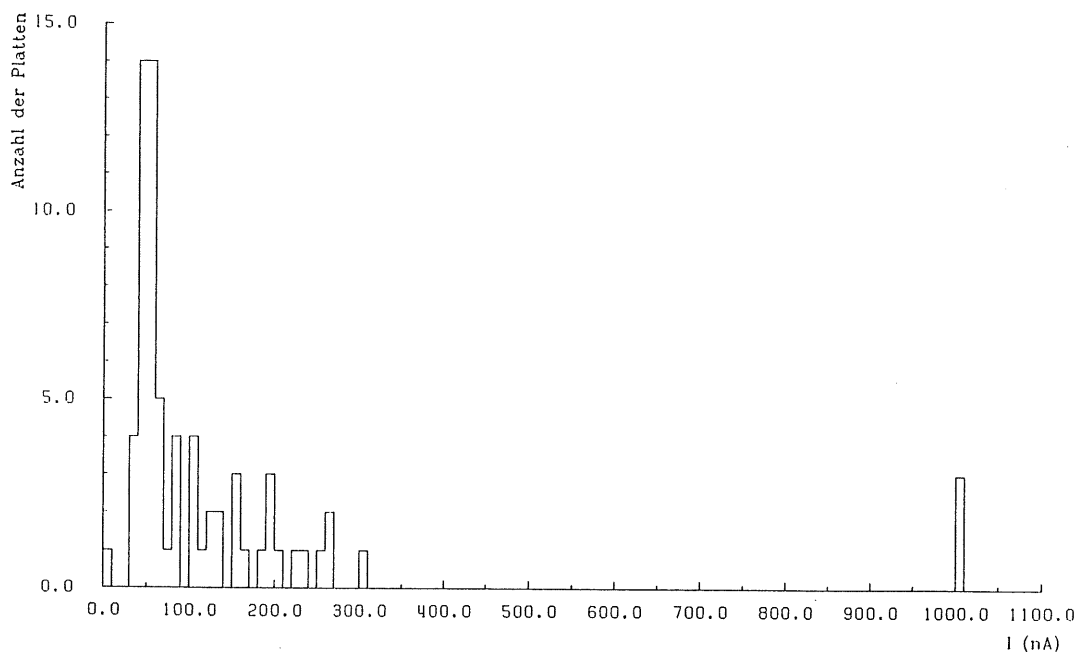


Abbildung 5.8: Verteilung der an IF1E HV-Platten gemessenen Ströme

ist auf 1 mV genau zu bestimmen. Daraus folgt, daß der Spannungsabfall, durch die Aufladung der Platte, am Meßgerät kleiner als dieser Wert sein muß. Mit folgender Abschätzung wurde die Zeit ungefähr bestimmt:

$$4kV - 1mV = 99,999975\% \cdot 4kV \quad (5.8)$$

$$1 - 99,999975\% = 2,5 \cdot 10^{-7} \quad (5.9)$$

Mit einer Zeitkonstanten :

$$\tau = R \cdot C = 50M\Omega \cdot 170nF = 8,5s \quad (5.10)$$

ergibt sich nach ein paar einfachen Zwischenschritten eine Meßzeit von:

$$t = -\ln(2,5 \cdot 10^{-7}) \cdot \tau = 129sec. \cong 2min. \quad (5.11)$$

Zur Sicherheit wurde nach 10 Minuten gemessen. Die Verteilung der gemessenen Ströme am Teststack ist in Graphik 5.8 zu sehen. Man kann erkennen, daß der Strom bei drei Platten deutlich zu hoch ist. Diese Platten mußten repariert werden.



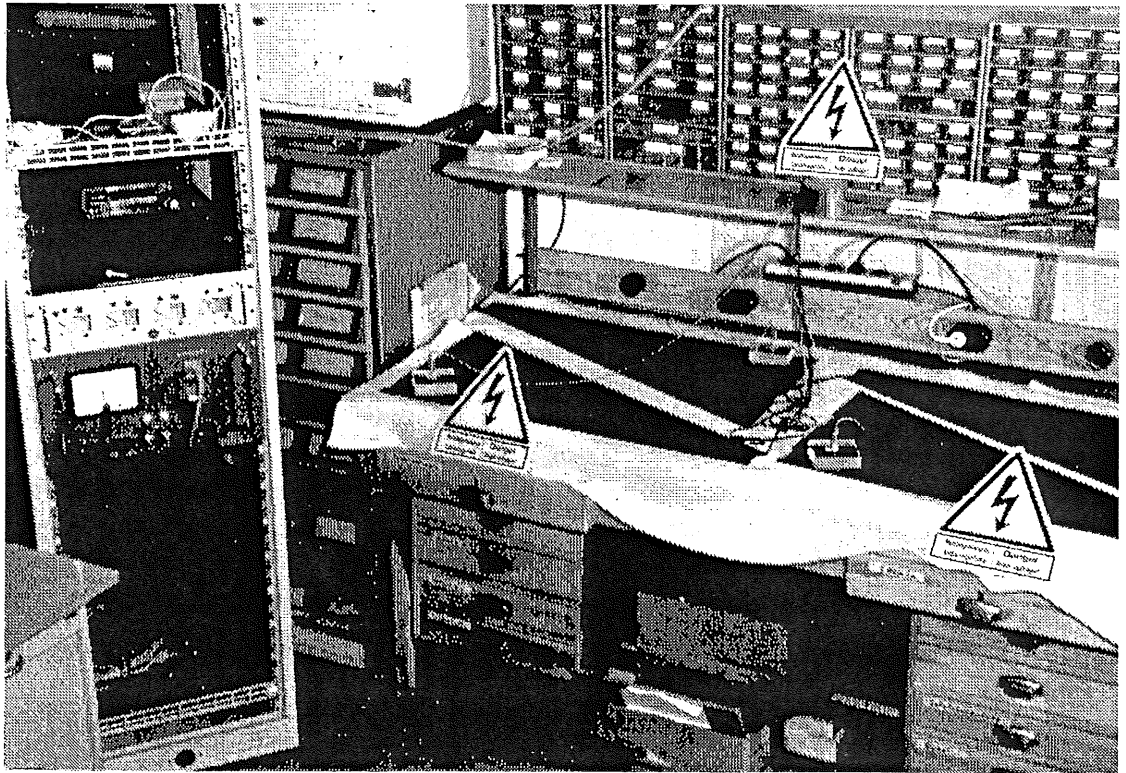


Abbildung 5.9: HV-Test mit IF2H Hochspannungsplatten

## 5.2.2 Untersuchungen am Highresistive Coating

### Untersuchung des HRC-Widerstandes

Um den Widerstand des HRC zu messen, können zwei unterschiedliche Verfahren verwendet werden:

1. Die Zweipolmethode
2. Die Vierpolmethode

Bei der Zweipolmethode wird der Widerstand zwischen zwei parallelen Elektroden aus Leitschaum, die auf die HRC-Beschichtung gedrückt werden, gemessen. Der dabei auftretende Kontaktwiderstand zwischen Elektroden und HRC ist druckabhängig.

Die Widerstandsmessung mit der Vierpolmethode ist dagegen druckunabhängig. Bei dieser Methode werden vier parallele Elektroden auf die HRC-Oberfläche gedrückt. Die beiden außen liegenden Elektroden werden an eine Konstantstromquelle angeschlossen, sodaß der Strom durch die Fläche zwischen den Elektroden unabhängig vom Kontaktwiderstand ist. Wird die Spannung an den beiden mittleren Elektroden mit einem sehr hochohmigen Meßgerät ( $R_{\text{Meßgerät}} \gg R_{\text{Kontakt}} + R_{\text{Fläche}}$ ) gemessen, so ist diese Spannung nur noch vom Flächenwiderstand der Schicht zwischen den beiden Elektroden abhängig und nicht mehr vom Druck auf die Elektroden.

Um beide Verfahren zu testen, wurden fünf Proben angefertigt. Dazu wurden fünf G10 Platten mit definierten Abmessungen, die an den Enden mit Kupfer

Probe Nr.	$\varrho/h$ Probe [ $M\Omega$ ]	$\varrho/h$ Zweipol [ $M\Omega$ ]	$\varrho/h$ Vierpol [ $M\Omega$ ]
A1	4,90	4,97	3,05
A2	5,08	5,40	3,66
B1	5,73	5,51	4,27
B2	5,30	5,51	3,65
B3	5,54	5,62	4,27

Tabelle 5.1: *Test der Widerstandsmessgeräte*

kaschiert waren, mit HRC beschichtet. Danach wurde der Widerstand zwischen den beiden Kupferflächen gemessen. Mit den Proben konnte eine genaue Widerstandsmessung durchgeführt werden, weil der Übergangswiderstand zwischen Kupfer und HRC sehr klein ist. An diesen Proben wurden dann die verschiedenen Meßmethoden überprüft. Die Meßergebnisse sind in Tabelle 5.1 zu sehen.  $\varrho/h$  der Schicht ist gegeben durch:

$$\frac{\varrho}{h} = \frac{R \cdot b}{d} \quad (5.12)$$

R = gemessener Widerstand

$\varrho$  = spezifischer Widerstand der Schicht

h = Dicke der Schicht

d = Abstand der Elektroden

b = Länge der Elektroden

Dabei muß  $d = b$  sein, damit der gemessene Widerstand gleich dem Flächenwiderstand  $R/\square$  ist. Nach den Meßergebnissen ist die Zweipolmethode der Vierpolmethode überlegen, das liegt aber an der schlechten Ausführung beim Aufbau des Vierpolmeßgeräts. Die Zweipolmethode wurde also weiter benutzt. Die Meßergebnisse der Zweipolmethode werden jedoch durch das Randfeld der Elektroden (zwei parallele Streifen Leitschaum) beeinflusst. Hier wäre eine andere geometrische Anordnung besser. Dasselbe gilt für die bei der Vierpolmethode benutzte Elektrodenanordnung.

Deshalb wurde an einer Verbesserung der Vierpolmethode gearbeitet. Für die Schaltung der Konstantstromquelle empfiehlt sich der Einsatz eines Spannungsreglers von Typ LM 723. Er besitzt eine hohe Temperaturkonstanz und läßt sich auch als Stromregler verwenden, wenn er nicht in der üblichen Weise eingesetzt wird. In Abb. 5.10 ist die verwendete Schaltung wiedergegeben. Der Chip vergleicht eine intern erzeugte Referenzspannung (2,2 V) mit der Spannung an R1 (10  $M\Omega$  Potentiometer) und hält diese konstant. Hat R1 einen festen Wert, ist auch der Strom durch diesen Widerstand konstant. Dieser Strom fließt auch durch einen Widerstand, der an Pin 7 des ICs angeschlossen werden kann. In diesem Fall ist das der Widerstand zwischen den beiden Außenelektroden des Vierpols. Mit R1 läßt sich der Strom einstellen. Der Strom ist mit der Formel:

$$I = \frac{2,2V}{R1} \quad (5.13)$$

zu berechnen. Bild 5.11 zeigt die Elektroden des Vierpols, die wegen ihrer Geo-

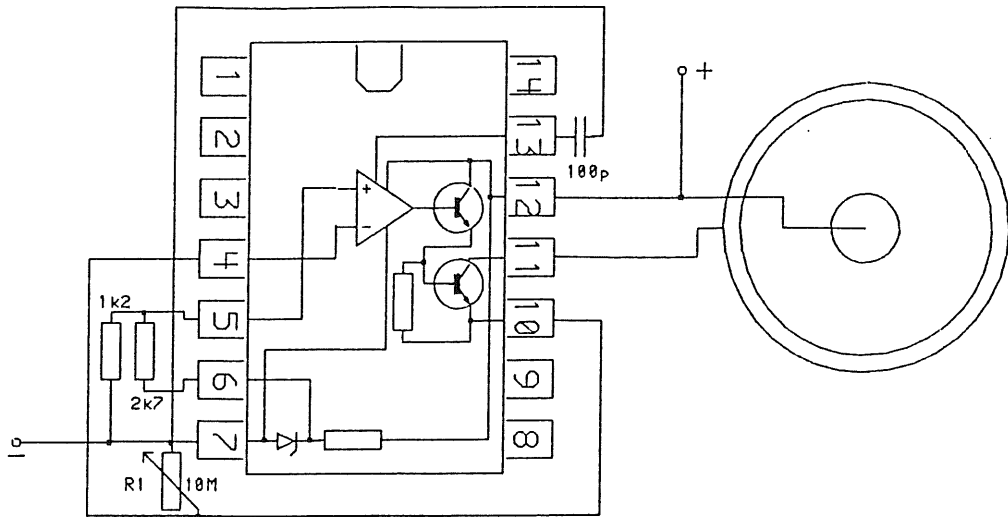


Abbildung 5.10: Schaltplan der Konstantstromquelle mit LM 723

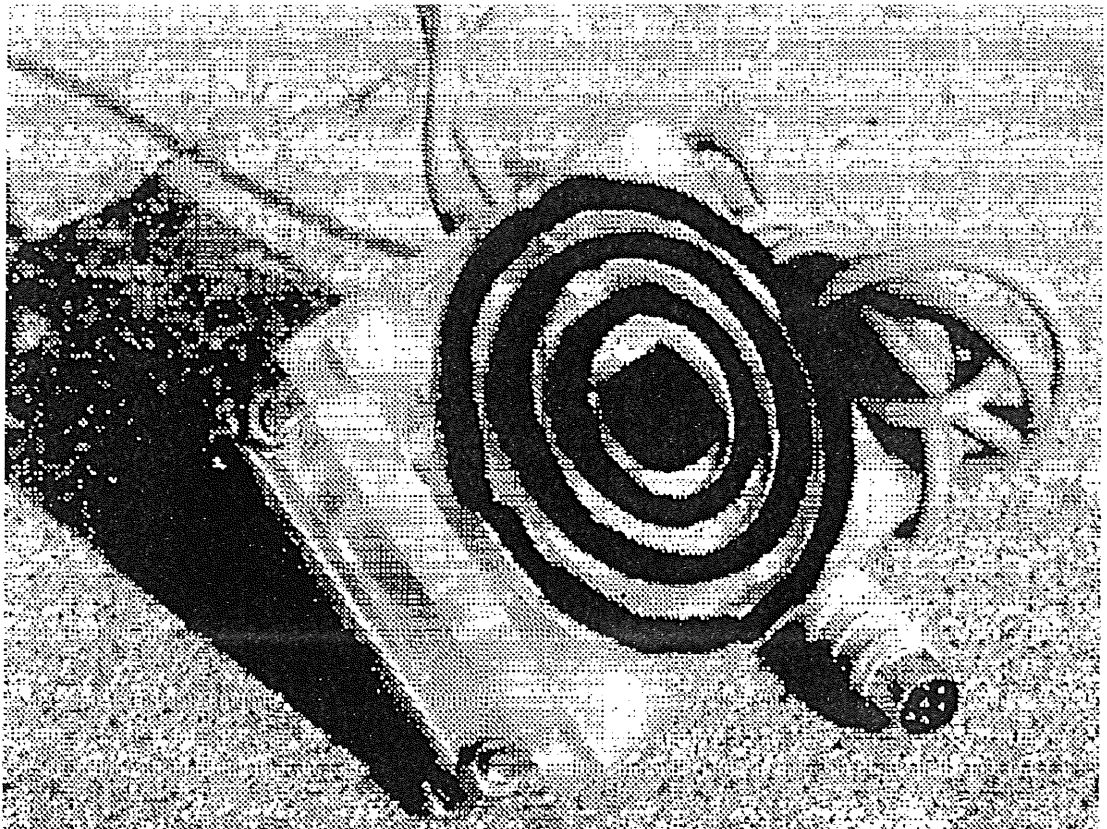


Abbildung 5.11: Die Elektroden des Vierpols

Probe Nr.	$\rho/h$ Probe [M $\Omega$ ]	$\rho/h$ Zweipol [M $\Omega$ ]	$\rho/h$ Vierpol [M $\Omega$ ]
1	3,70	4,60	3,66
2	0,99	0,80	1,00
3	0,15	0,14	0,19

Tabelle 5.2: Vergleich der Meßergebnisse von Zwei- und Vierpolmethode ( mit LM723 )

metrie kein Randfeld haben. Es ist auch das Eisengewicht zu erkennen, das dafür sorgt, daß die Leitschaumelektroden einen guten Kontakt zur Oberfläche haben. Der Widerstand zwischen 2 Kreiselektroden ist gegeben durch:

$$R = \frac{\rho}{2\pi \cdot h} \cdot \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{r} dr = \frac{\rho}{2\pi \cdot h} \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (5.14)$$

$r_1$  = Radius der inneren Elektrode

$r_2$  = Radius der äußeren Elektrode

R ist also proportional zu  $\rho/h$ ; die anderen Konstanten sind bekannt. Zwischen den beiden Stromelektroden befinden sich die Elektroden zum Messen der Spannung. Die Spannung, die dort gemessen wird, ist proportional zum Widerstand der Schicht zwischen den Elektroden. Ein Vergleich der Meßergebnisse von Zwei- und Vierpolmethode ist in Tabelle 5.2 zu sehen.

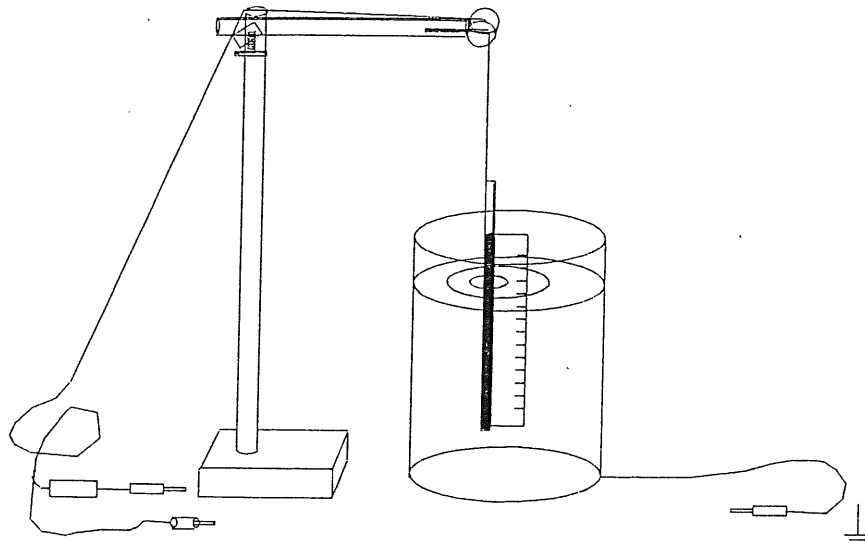


Abbildung 5.12: Versuchsaufbau zur Messung der Feinverteilung des HRC Widerstandes

#### Untersuchung der Feinverteilung des HRC-Widerstandes

Mit den oben beschriebenen Meßmethoden kann nur der Widerstand der Fläche zwischen den Elektroden ermittelt werden. Wie er jedoch innerhalb dieser Fläche variiert, läßt sich nicht messen .

Um auch hierüber Informationen zu erhalten, wurde folgender Versuch durchgeführt. Ein Stück G10, das an einem Ende mit Kupfer kaschiert war, wurde mit HRC beschichtet und dann in 1mm breite Streifen geschnitten. An die Kupferschicht wurde ein Kontakt angeschlossen. Nun konnte der Widerstand in Abhängigkeit von der Entfernung zum Kupferkontakt entlang des Streifens gemessen werden. Die Schwierigkeit bestand darin, keinen Übergangswiderstand zwischen HRC und Meßkontakt zu haben. Deshalb sollte zunächst ein Quecksilberbad als Meßelektrode verwendet werden. Die Beschaffung von Quecksilber gestaltete sich aber schwierig. Aus diesem Grund wurde ein Salzwasserbad verwendet, das einen, gegenüber dem Widerstand der HRC-Schicht, vernachlässigbaren Widerstand hat (ca. 10 k $\Omega$ ). Um eine Elektrolyse des Wasser zu vermeiden, und einer Erhöhung des Widerstandes durch Wasserstoff und Sauerstoffbläschen vorzubeugen, mußte mit Wechselstrom gemessen werden. In Bild 5.12 ist der Versuchsaufbau zu sehen. Vor dem Kupferkontakt ist ein Widerstand in Reihe geschaltet. An diesen Widerstand wurde die Spannung gemessen und dabei der HRC-Streifen immer weiter in das Bad getaucht. Mit dieser Spannung wurde der Widerstand des HRC-Streifens bestimmt. Der gemessene Widerstandsverlauf ist in Graphik 5.13 dargestellt. Die Steigung der Widerstandsänderung für 100 M $\Omega$ /□ ist gestrichelt und für 3 M $\Omega$ /□ gepunktet eingetragen. Die gemessenen Widerstandsverläufe sind zur besseren Unterscheidung in der R-Achse verschoben. Es ist deutlich zu erkennen, daß die geforderten Toleranzen von 3 bis 30

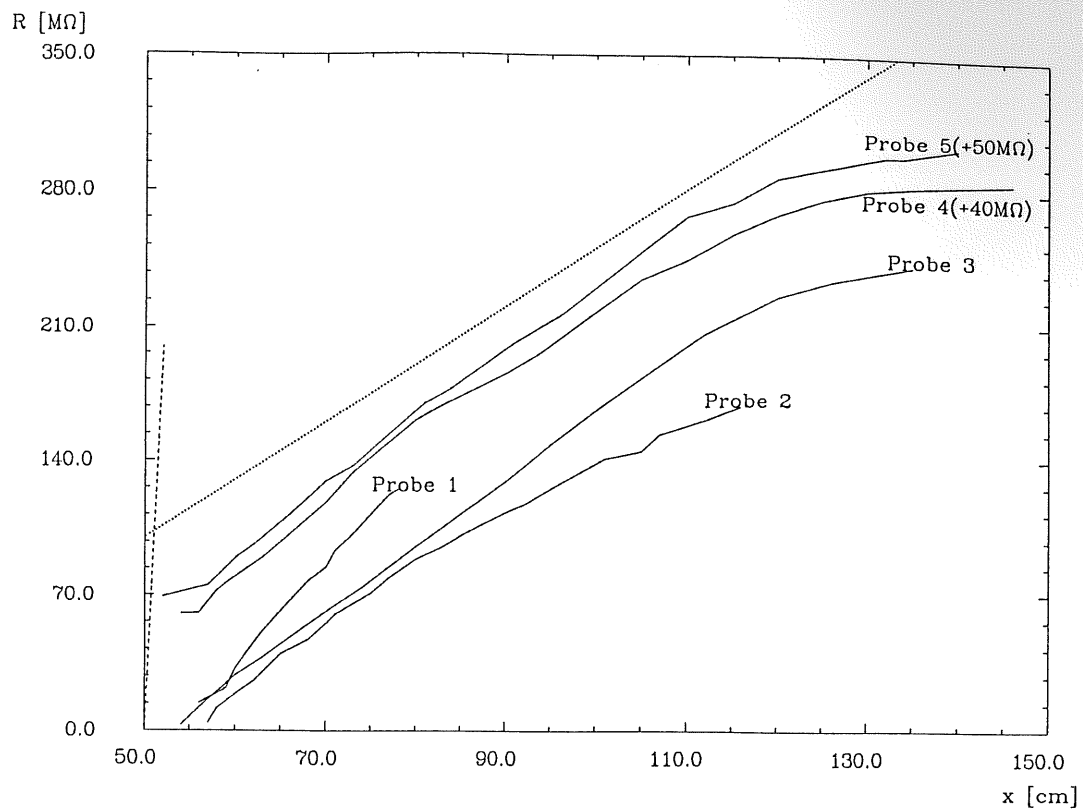


Abbildung 5.13: *Feinverteilung des Widerstandes, die erlaubten Widerstandsänderungen sind gepunktet bzw. gestrichelt eingezeichnet*

$M\Omega/\square$  im Mikrobereich an einigen Stellen überschritten werden.

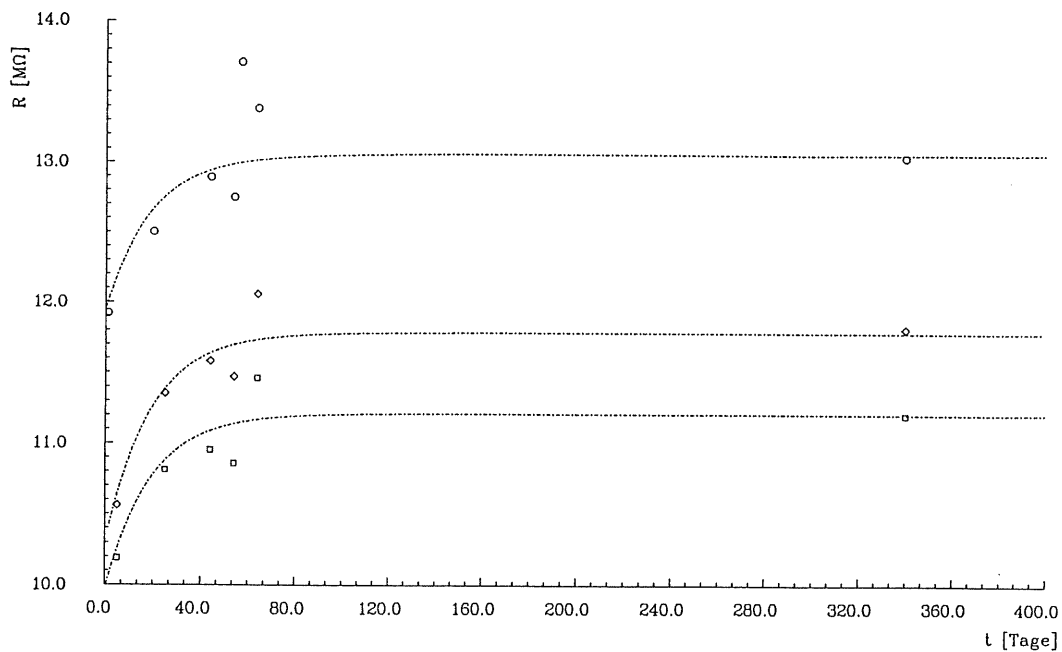


Abbildung 5.14: Entwicklung des HRC-Widerstandes bei Zimmertemperatur

#### Zeitabhängigkeit des HRC-Flächenwiderstandes

Nach dem Aushärten der Schicht steigt der HRC-Flächenwiderstand in den ersten 2 Monaten bei Zimmertemperatur um bis zu 30%. Danach bleibt er relativ konstant. Dieser Effekt wurde systematisch untersucht, indem der Flächenwiderstand verschiedener HRC-Mischungen in gewissen Zeitabständen kontrolliert wurde. Ein Teil der Proben wurde in ein Kühlgefäß gebracht, das flüssigen Stickstoff enthielt. Ein anderer Teil wurde bei Zimmertemperatur aufbewahrt. Als Proben dienten kleine G10-Flächen, die mit HRC beschichtet wurden. Als Anschluß dienten Kupferkontakte, an den Enden der Flächen, die mitbeschichtet wurden. Der Übergangswiderstand zwischen Kupfer und HRC ist sehr gering. Das Kühlgefäß hatte an seinem Deckel Anschlüsse, die mit den Kupferkontakten verbunden wurden. In Graphik 5.14 und 5.15 sind die Meßergebnisse dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß sich der Widerstand von HRC-Mischungen mit geringem Corax-L<sup>3</sup> Anteil am stärksten ändert. Außerdem ist zu sehen, daß sich der Widerstand im Kalten kaum ändert. Mit den erhaltenen Ergebnissen der Widerstandsmessung bei Zimmertemperatur ist es möglich, den Widerstand der HRC-Schichten zum Zeitpunkt des Einbaus der Hochspannungsplatten in den Detektor abzuschätzen, wenn das Datum der Herstellung bekannt ist und eine Widerstandsmessung vorgenommen wurde. Der gewählte Widerstandsbereich ist jedoch so groß (3 bis 30 MΩ/□), daß eine Widerstandsänderung um 30% bei einem Widerstand von durchschnittlich 8 MΩ/□ nicht ins Gewicht fällt.

<sup>3</sup>Corax-L: fein pulverisierter Kohlenstoff (Degussa)

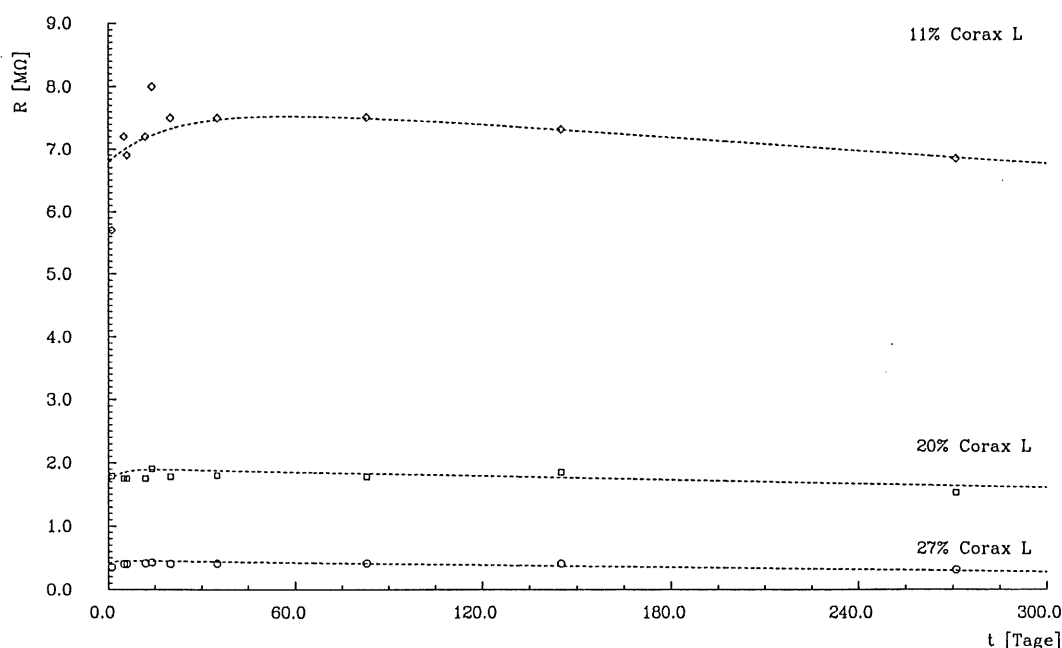


Abbildung 5.15: Entwicklung des HRC-Widerstandes bei  $T=77\text{ K}$

#### Spannungsverlauf auf der Oberfläche einer IF1E-HV-Teststackplatte

Um einen Eindruck zu bekommen, wie die Potentialverteilung auf der Oberfläche einer IF1E-Hochspannungsplatte während des Betriebes bei HERA ist, wurde der Strom, der durch Untergrundstrahlung in der Nähe des Strahlrohres auftritt, simuliert. Dazu wurde eine Leitschaumelektrode an der Kante einer Platte<sup>4</sup> angebracht, die in Richtung Strahlrohr zeigt. Es wird angenommen, daß beim Betrieb ein konstanter Strom von 3 nA in Richtung Strahlrohr fließt [FLA87]. Bei einem Gesamtwiderstand der HRC-Schicht von ca. 50 MΩ zwischen dem Anschluß der Hochspannungsplatte und dem der Elektrode an der Kante zum Strahlrohr würde sich ein Gesamtspannungsabfall von 0,15V ergeben. Es wurde eine Spannung von 0,5 V angelegt, damit das Verhältnis zwischen der zu messenden Spannung und Rauschspannung nicht zu groß ist. Mit einem hochohmigen Meßgerät (1 GΩ) wurden nun Äquipotentiallinien auf der Oberfläche gesucht. Bild 5.16 zeigt den Verlauf in Abhängigkeit von der Geometrie des Meßpunktes auf der Platte der durch Inhomogenitäten des Widerstandes der Schicht beeinflusst ist.

<sup>4</sup>IF1E HV-Platte Nr. 13



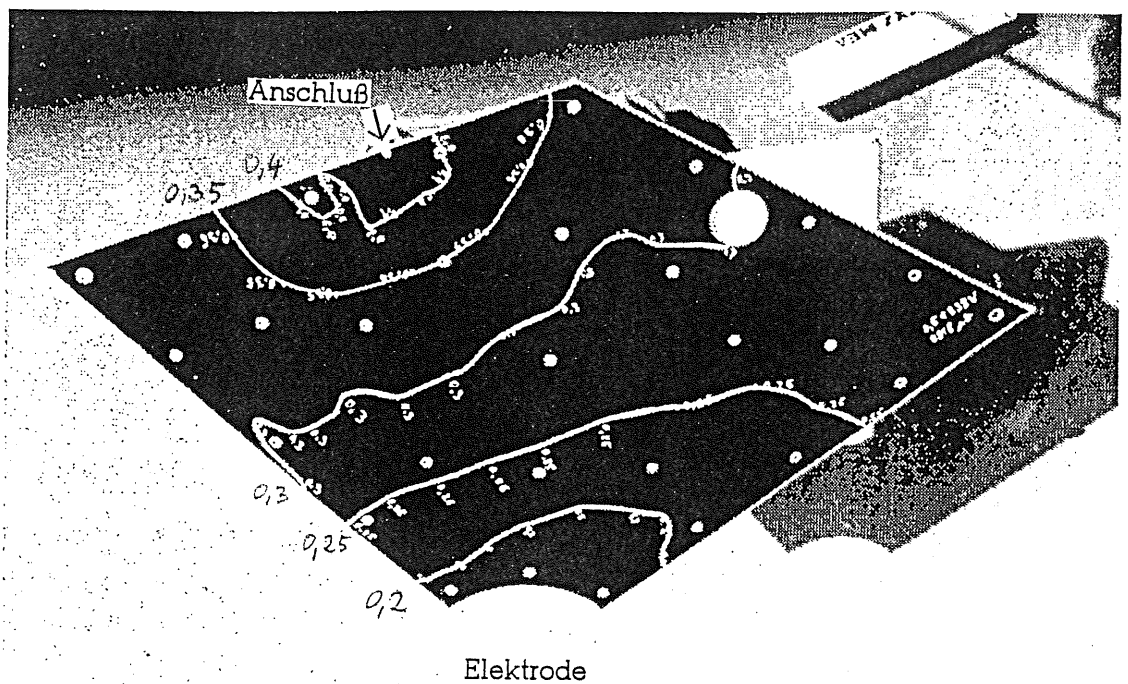


Abbildung 5.16: Verlauf der Äquipotentiallinien auf einer Hochspannungsplatte

Diese Variationen sind aber ohne große Bedeutung. Bei einem größten angenommenen Strom von ca. 3 nA pro Pad während 10  $\mu$ s [FLA87], ergibt sich aus der Kapazität des über dem Pad liegenden der Padgröße äquivalenten Stücks der HV-Platte (ca. 10 pF) ein Spannungsabfall von:

$$U = \frac{\tau \cdot I}{C} \quad (5.15)$$

$$\frac{10 \cdot 10^{-6} \text{ sec} \cdot 3 \cdot 10^{-9} \text{ A}}{10 \cdot 10^{-12} \text{ F}} = 0,003 \text{ V} \quad (5.16)$$

Im Verhältnis zur Betriebsspannung, die 2,5 kV beträgt, ist das sehr wenig.

#### Widerstandsverlauf auf der Oberfläche einer IF1E-HV-Teststackplatte

In Abbildung 5.17 ist der Widerstand zwischen dem Anschluß und der jeweiligen Position auf der Oberfläche der Platte zu sehen, die schon im vorherigen Abschnitt untersucht wurde. Es ist zu erkennen, wie unterschiedlich der Widerstand der Schicht ist, die in einem Arbeitsgang mit ein und derselben Mischung aus Corax-L und Epoxyd-Harz hergestellt wurde. Aufgrund dieser starken Variationen, ist eine Messung des Widerstandes an verschiedenen Stellen auf der Platte, vor dem Zusammenbau des Stacks, notwendig. Abb. 5.18 zeigt die an unterschiedlichen Stellen auf den Plattenoberflächen der IF1E-Hochspannungsplatten gemessenen Flächenwiderstände. Hauptursache der Variationen sind die großen

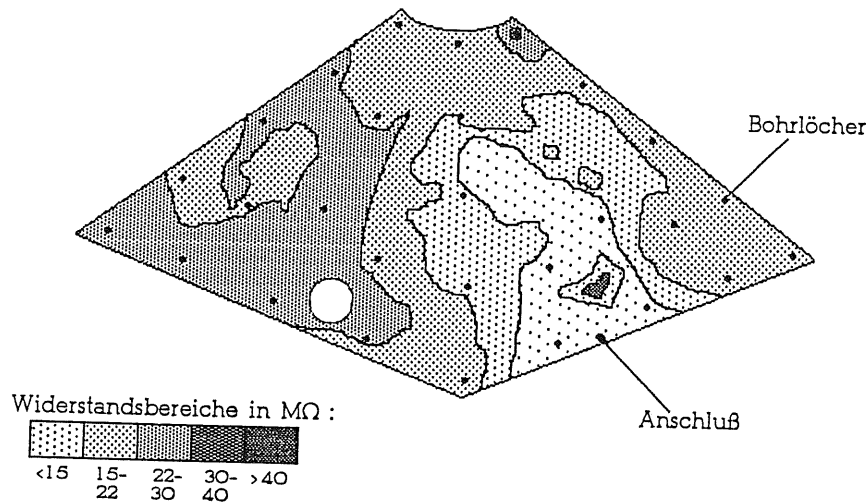


Abbildung 5.17: Verlauf der Linien gleichen Widerstandes auf einer Hochspannungsplatte

Unterschiede der Flächenwiderstände auf den Oberflächen der einzelnen Platten. Bild 5.19 zeigt den Widerstandsverlauf abhängig von der Mischung. Als gestrichelte Linie ist der Verlauf des Widerstandes einer Epoxyd-Corax-L Mischung eingezeichnet. Der bei F21 verwendete Widerstandsbereich ist eingekreist. Es ist deutlich zu erkennen, daß in diesem Bereich kleine lokale Änderungen des Mischungsverhältnisses (im Prozentbereich) große Änderungen des Widerstandes bewirken. Hinzu kommt, daß die Schicht durch das Auftragen mit der Rolle keine gleichmäßige Dicke aufweist, sie variiert beim IF1E-Stack um ca. 20%. Der Widerstand ist umgekehrt proportional zur Dicke. Außerdem spielen noch die Aushärtezeit und -temperatur eine große Rolle. Sie beeinflussen den Kristallisationsgrad des Epoxyd-Harzes in der Schicht und damit ebenfalls den Widerstand. Bei der Zusammensetzung von HRC können sicherlich noch einige Verbesserungsmöglichkeiten untersucht werden, um eine gleichmäßigere Widerstandsverteilung zu erzielen. Als leitendes Material in der HRC Mischung ist der Einsatz eines hochohmigeren Stoffes als Kohle besser, da der Widerstand dann nicht mehr in erster Linie von dem Mischungsverhältnis bestimmt wird, sondern vom Widerstand des Leitmaterials. Die Verwendung von Materialien wie Tantalkarbid, Titanitrit und Wolfram-Karbid kann untersucht werden.

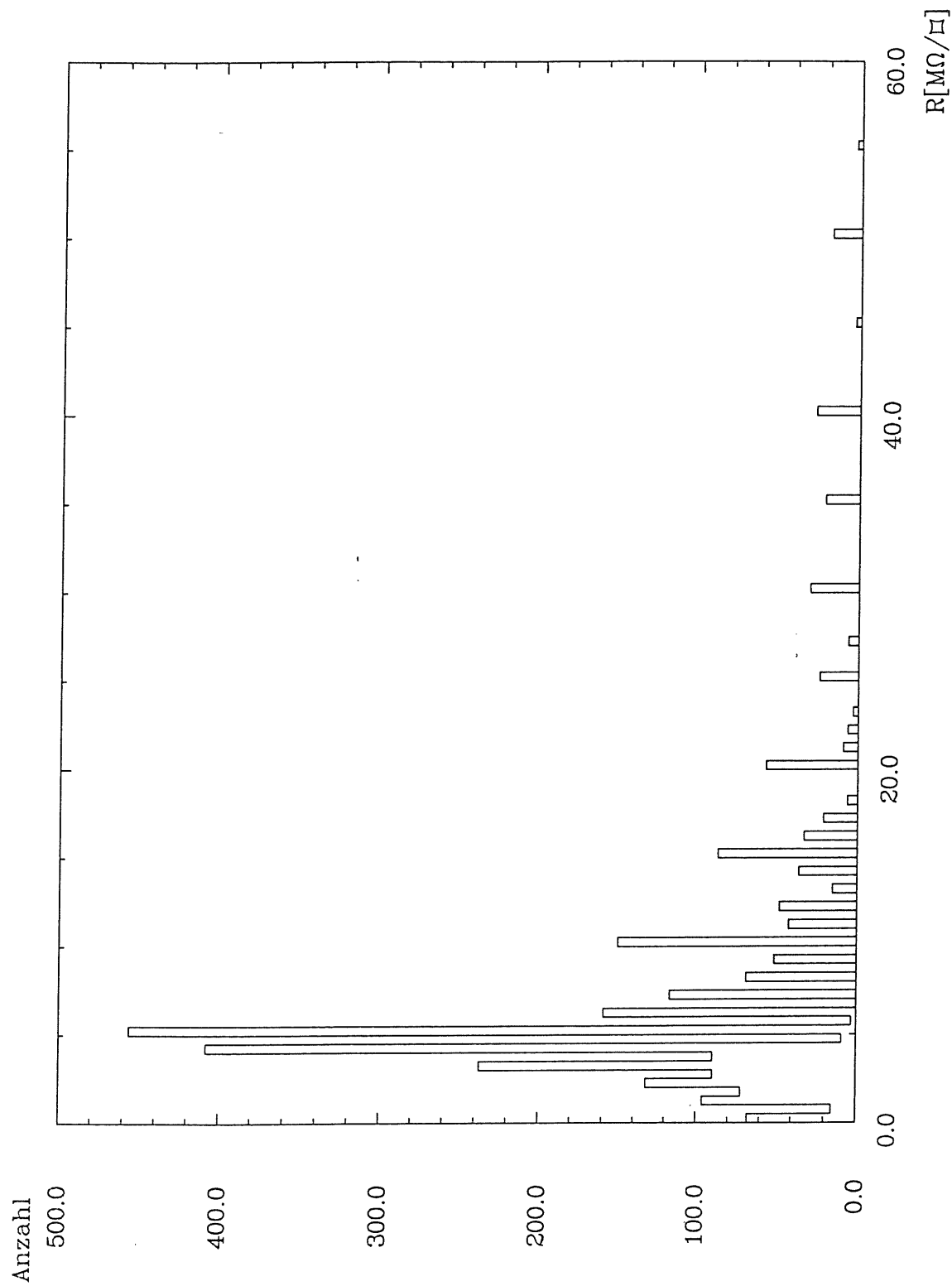


Abbildung 5.18: Verteilung der gemessenen HRC-Flächenwiderstände verschiedener Platten

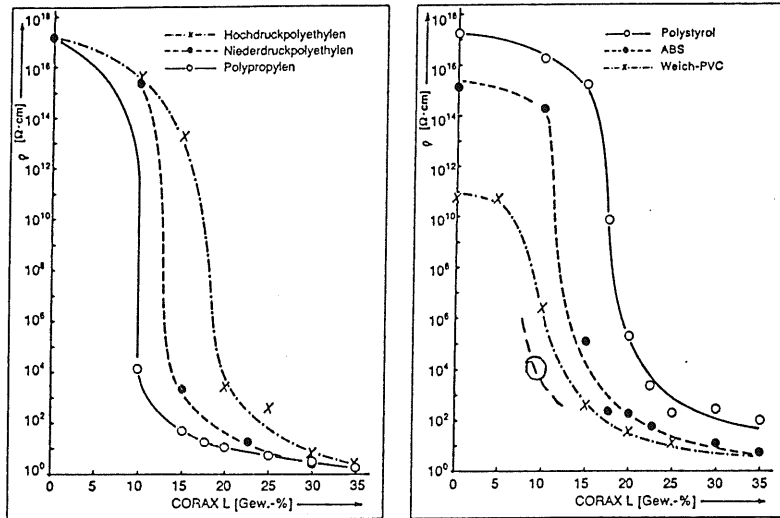


Abbildung 5.19: Verlauf des Widerstandes abhängig vom Mischungsverhältnis von Corax-L mit verschiedenen Polymeren.

### 5.3 Ultraschalltest

Aus einigen anderen Experimenten, die ebenfalls mit flüssigem Argon arbeiten, ist bekannt, daß (luftgefüllte) Hohlräume in verwendeten Materialien zu Schäden führen können. Bei den Kalorimeterplatten können solche Hohlräume in den Prepregschichten auftreten. Bestimmte Bestandteile der in den Hohlräumen vorhandenen Luft gefrieren bei Temperaturen in der Nähe des Siedepunktes von Argon, und es entsteht ein Unterdruck. Sind in der Klebeschicht Risse, die mit der Plattenoberfläche, den Kanten oder den Bohrlöchern in Verbindung stehen, so füllt sich der Hohlraum mit flüssigem Argon. Dieses Argon verdampft in dem Moment, wenn der Kryostat über den Siedepunkt des Argons erwärmt wird. Es entsteht ein Überdruck, weil das Argon nicht schnell genug entweichen kann, und die Platte kann an dieser Stelle platzen.

Um solche Hohlräume zu finden, wurde nach einem geeigneten Verfahren gesucht. Es gab 2 Methoden, die diskutiert wurden:

1. Infrarot
2. Ultraschall

Die zweite Methode wurde gewählt, weil ein großflächiges Testgerät bei MBB-Stade zur Verfügung stand. Mit ihr wurden Fehlstellen in den Klebungen eigens dafür präparierter Platten gefunden. Mit dieser Methode wurden danach auch einige Kalorimeterplatten geprüft. In Abbildung 5.21 sieht man die durch Trennfolie erzeugten Fehlstellen in der Klebung. Darüber sind die Teile der Platten vor

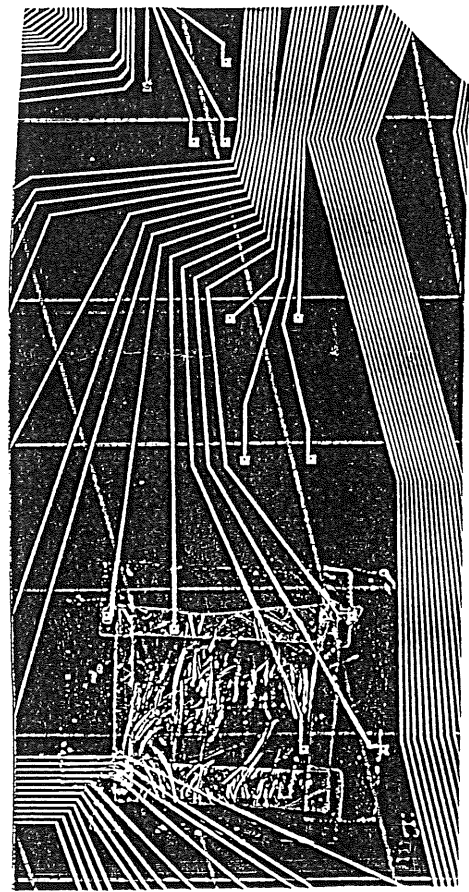
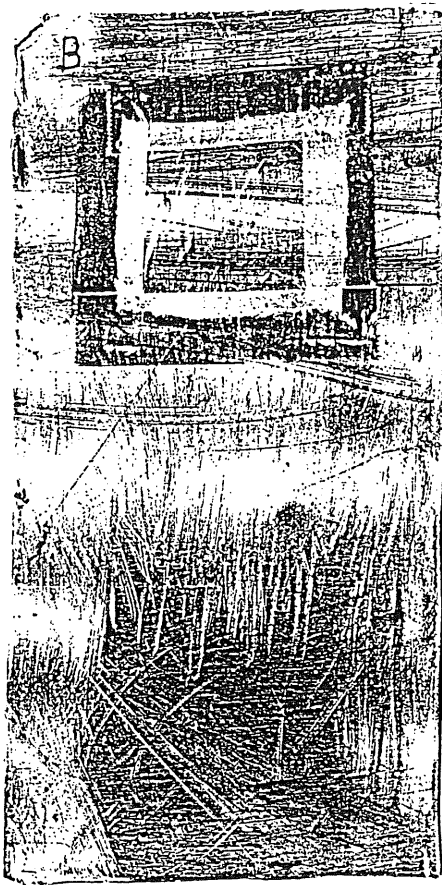


Abbildung 5.20: Eine präparierte Platte

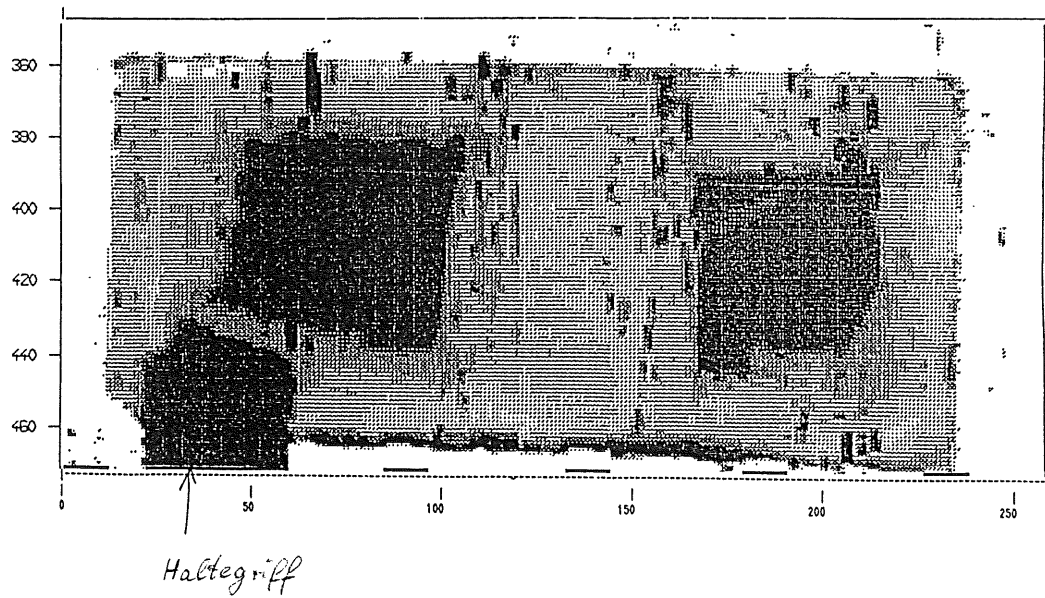


Abbildung 5.21: Ergebnis eines Ultraschalltests

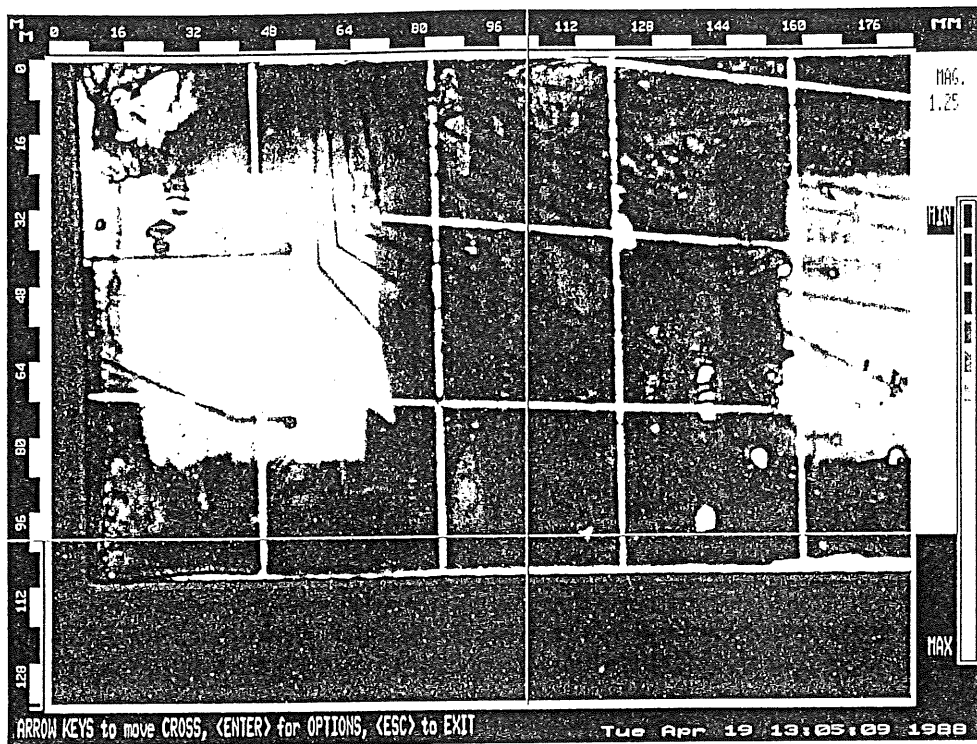


Abbildung 5.22: Ergebnis eines Ultraschalltests mit hoher Auflösung ( Fehlstellen hell )

dem Zusammenkleben mit der aufgeklebten Trennfolie abgebildet. In Abb. 5.23 ist das Ergebnis der Untersuchung einer IF1E Padplatte zu sehen. Die dunklen Stellen sind Fehlstellen(Delaminationen) in der Klebung.

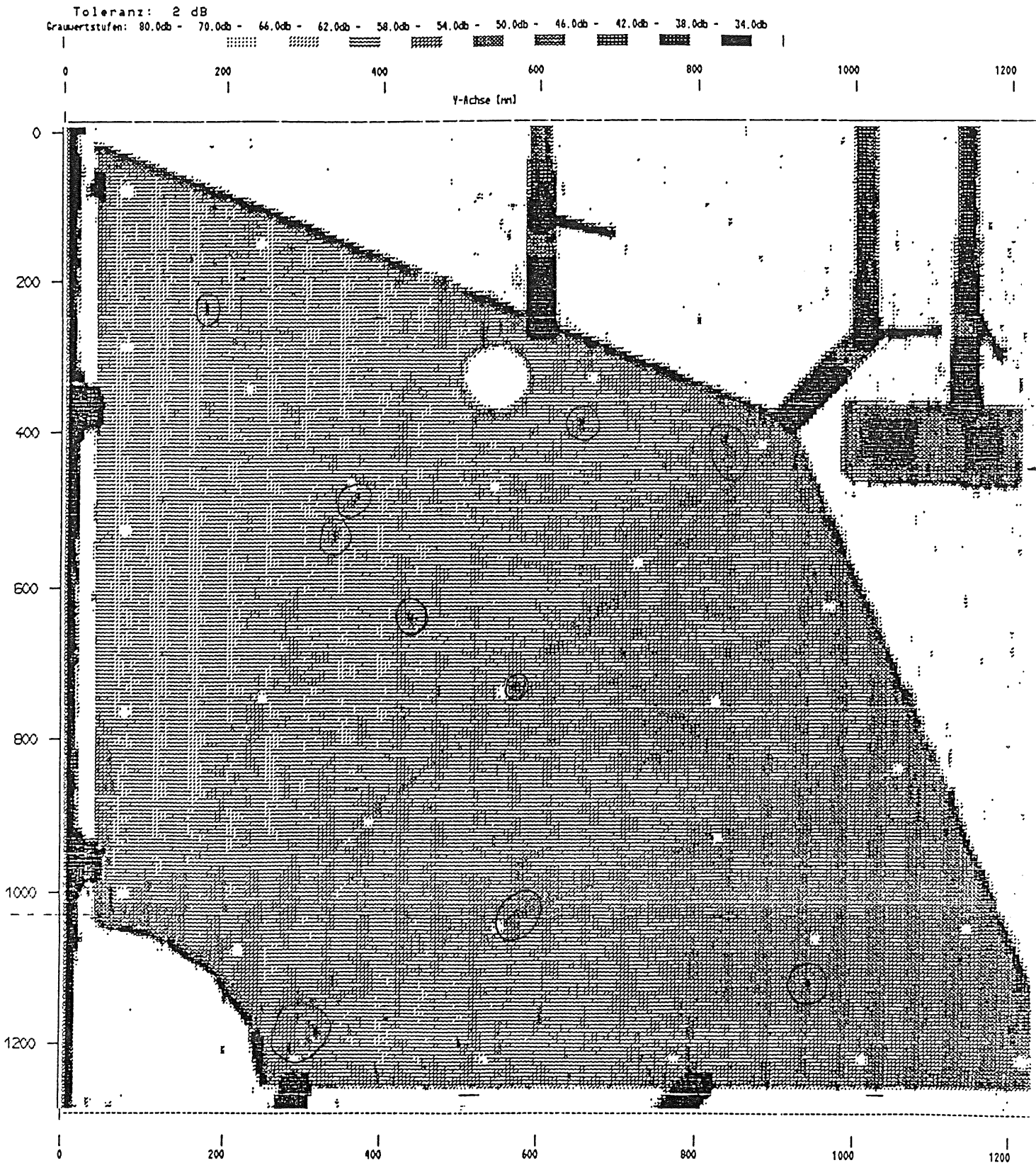


Abbildung 5.23: Ergebnis eines Ultraschalltests mit einer IF1E Padplatte (Die Fehlstellen sind eingekreist)

## Kapitel 6

# Auswertung der Meßdaten

Am CERN wurde das Kalorimeter getestet und Meßdaten ermittelt. In dieser Arbeit wird die Auswirkung toter Zonen auf die Signale untersucht. <sup>1</sup>

### 6.1 Der Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau im CERN ist in Abb. 6.1 dargestellt. In der Abbildung sind die verschiedenen Komponenten des Triggersystems zu erkennen. Die Vielfachdrahtkammer (MWPC) mit einer aktiven Fläche von 25,4 cm im Quadrat war in einer Entfernung von 255 cm vom Teststack aufgestellt. Ihre Funktion wird später erklärt. Die Szintillatoren B1 und B2 dienten dazu festzustellen, ob ein einfallendes Teilchen auch wirklich aus dem Strahl stammt. Damit Teilchen die im Material des Strahlenganges vor dem Kalorimeters eine Wechselwirkung hatten, nicht in die Datennahme eingingen, durfte der Lochzähler HOLE (Szintillator mit einem Loch von  $\varnothing$  2 cm in der Strahlmitte) und die Vetowand VM kein Signal liefern. Die 40 cm dicke Eisenwand absorbierte aus dem Kryostaten zurückgestreute Teilchen. Die Bleiwand (Pb-WALL) schirmt die Vetowand vor niederenergetischen Photonen aus dem Strahl. In Strahlrichtung hinter den Kryostaten befinden sich die beiden Szintillatorwände M1 und M2 die zur Myonidentifikation dienten. Der Tailcatcher T.C. sollte die Energie von herausleckenden hadronischen Schauern absorbieren und messen, er lieferte jedoch keine reproduzierbaren Ergebnisse. Die Eisenbetonmauer DUMP absorbiert alle Teilchen, die im Tailcatcher nicht absorbiert werden.

### 6.2 Die Auswirkung toter Zonen auf Signalamplituden und Energieauflösung

Am CERN sind Elektronen definierter Energie ( $50 \pm 0,4$  GeV) auf einen Bereich des Detektors geschossen worden (Spacerscan), in dem sich eine Haltestange mit Spacern befindet und die Ladungssammlung gestört ist. Dabei wurde der Einschußpunkt des Strahls, sowohl durch Änderung des Stromes eines Ablenkmagneten, als auch durch Verschieben des Kryostaten, mit dem Kalorimeter, variiert. In Tabelle 6.1 ist die geometrische Anordnung der einzelnen Einschußpunkte

<sup>1</sup>Weitere Untersuchungen bei E.Binder und A.Nau.



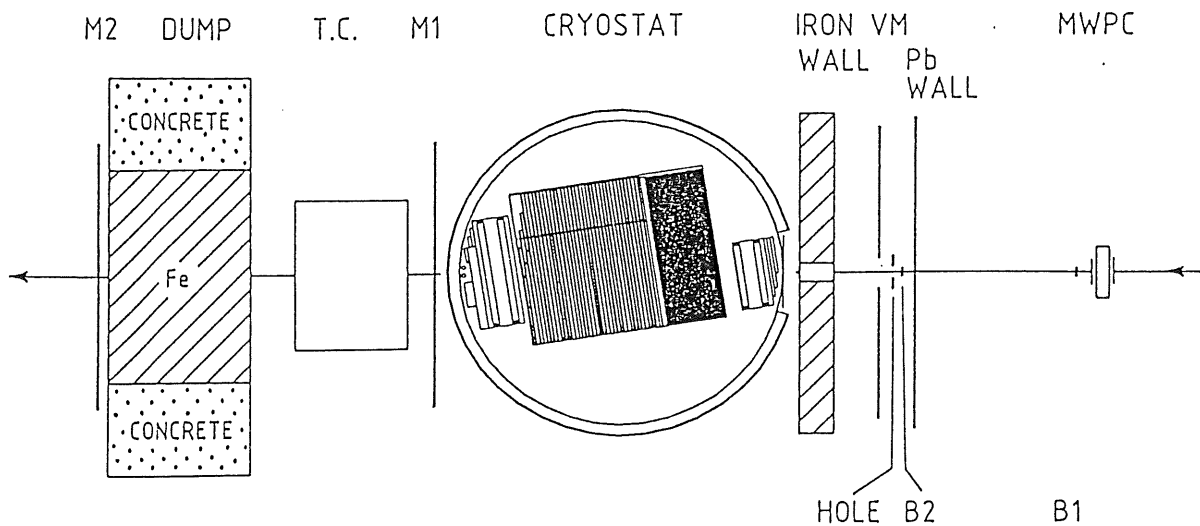


Abbildung 6.1: Versuchsanordnung im CERN

mit Angabe der Runnummer dargestellt. Alle Ereignisse eines Runs haben den selben Einschußpunkt.

Der Strahl hatte einen Durchmesser von ungefähr 32 mm in vertikaler Richtung und 20 mm in horizontaler Richtung.

Betrachtet man zunächst die Energieauflösung und die Relation zwischen Signal und Energie, erhält man die in Tabelle 6.2 zusammengestellten Ergebnisse. Zur Energieeichung wurde Run 1138 verwendet, der im nicht von Stangen und Spacern gestörten Bereich liegt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die gemessenen Mittelwerte der Energie im gestörten Bereich kleiner als 50 GeV sind, und die Breite der Energieverteilung stark zunimmt. Der statistische Fehler der Mittelwerte ist aufgrund der hohen Teilchenzahl immer kleiner als 0,16 GeV.

Um den Signalverlust durch den toten Bereich rings um eine Tragestange der Detektorplatten als Funktion des Ortes genau zu bestimmen, war es jedoch nicht ausreichend, die Signalantwort des Detektors auf alle "Events" (registrierten Teilchen), einer bestimmten Strahlposition zu verwenden. Das so zu erhaltende Raster wäre viel zu grob gewesen, um detaillierte Aussagen machen zu können. Um eine sehr genaue Ortsauflösung des Signalverlustes zu bekommen, wurden

Koordinate-(vertikal)	Koordinate-(horizontal)				
	120 mm	90 mm	60 mm	30 mm	0 mm
40 mm	1128	1129*	1134*	1135	
20 mm	1127	1130*	1133*	1136	
0 mm	1126	1131	1132	1137	1138

Tabelle 6.1: Geometrische Anordnung der Einschußpunkte mit Angabe der Runnummer (\* gestörter Bereich)

Run Nr.	Koordinate horizontal [mm]	Koordinate vertikal [mm]	$\bar{E}$ [GeV]	$N$ (Anz. d. Elektr.)	$\frac{\sigma}{\sqrt{E}}[\sqrt{E}]$
1126	120	0	$50,5 \pm 0,04$	828	$\pm 14,0\%$
1127	120	20	$50,6 \pm 0,05$	508	$\pm 15,1\%$
1128	120	40	$49,9 \pm 0,04$	829	$\pm 16,0\%$
1129*	90	40	$48,4 \pm 0,09$	568	$\pm 31,0\%$
1130*	90	20	$43,8 \pm 0,15$	957	$\pm 70,2\%$
1131	90	0	$51,6 \pm 0,05$	619	$\pm 15,9\%$
1132	60	0	$48,9 \pm 0,05$	796	$\pm 18,4\%$
1133*	60	20	$45,2 \pm 0,11$	702	$\pm 44,0\%$
1134*	60	40	$48,2 \pm 0,06$	736	$\pm 22,2\%$
1135	30	40	$50,7 \pm 0,07$	269	$\pm 15,4\%$
1136	30	20	$49,3 \pm 0,04$	743	$\pm 15,9\%$
1137	30	0	$49,6 \pm 0,04$	828	$\pm 15,1\%$
1138	0	0	$50,0 \pm 0,05$	828	$\pm 14,4\%$

Tabelle 6.2: *Daten des Spacerscans (\*gestörter Bereich)*

deshalb Daten von der Multiwire - Proportionalchamber (MWPC) zu Hilfe genommen (siehe Abb. 6.1). Diese war vor dem Detektor aufgestellt worden, damit man bei den anderen Messungen, die gemacht wurden, eine Möglichkeit hatte zu erkennen, ob ein oder mehrere Teilchen in den Detektor gefallen waren. Die Kammer liefert Daten über die Position des Einschußpunktes in einem Raster von 2·2 mm. Die Haltestange (Stahl) selbst hat einen Durchmesser von 5 mm, hinzu kommt noch ein Bereich von ca. 2 cm im Durchmesser, in dem das Signal durch die fehlende Beschichtung rings um die Bohrlöcher in den Hochspannungsplatten (Kap. 3) und Spacerscheiben beeinträchtigt wird. In Abb. 6.2 ist die beschriebene Anordnung zu sehen. Der Strahl trifft auf diesen Bereich in einen Winkel von  $8,9^\circ$  auf die Oberfläche des Detektors, was annähernd den Verhältnissen im Betrieb bei HERA ( $9,7^\circ$ ) entspricht. Bild 6.3 zeigt die Geometrie der Anordnung (Run 1130(GEANT)) beim Einschuß eines 50 GeV Elektrons.

Abb. 6.4 zeigt die mittlere Energie pro Drahtkreuz, abzüglich 30 GeV, in einem ungestörten Bereich des Kalorimeters. In der Mitte des Strahls ist die Teilchendichte größer als am Rand, deshalb ist der Fehler des am Rand des Teferbereiches gemessenen Mittelwertes größer. In Abb. 6.5 ist die mittlere registrierte Energie pro Drahtkreuz (minus 30 GeV) im gestörten Bereich, in der Nähe der Stahlstange, zu sehen.

Da die Stahlstange eine größere Strahlungslänge als Blei und Argon (im Verhältnis 1/1) hat, und die aus dem Wechselwirkungspunkt heraus gestreuten Teilchen in einem Winkel auf die Haltestange treffen, geht die Energie von Teilchen, die diese Stelle des Kalorimeters treffen, für die Messung nicht vollständig verloren, sondern wird in tieferen Bereichen des Kalorimeters zum Teil meßbar.<sup>2</sup>

In Bild 6.7 und Bild 6.6 ist die Höhe des Signalverlustes in Abhängigkeit vom Einschußpunkt des Primärteilchens (50 GeV  $e^-$ ) zu sehen. Als Nullpunkt der Fläche wurde wieder das unbeeinflusste Signal für 50 GeV verwendet. Wird die

<sup>2</sup>Siehe Bild 6.11.

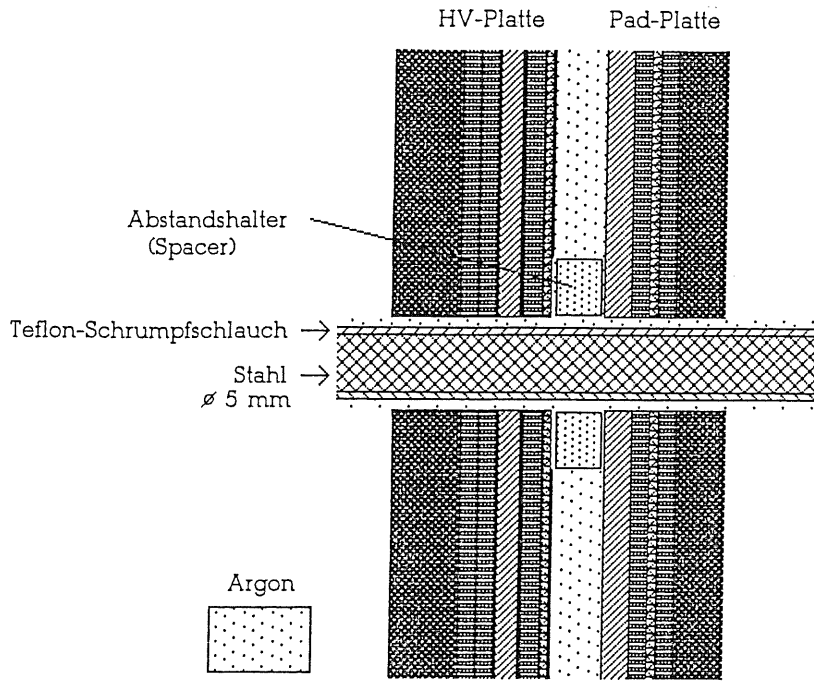


Abbildung 6.2: Eine Stahlstange im IFE-Stack

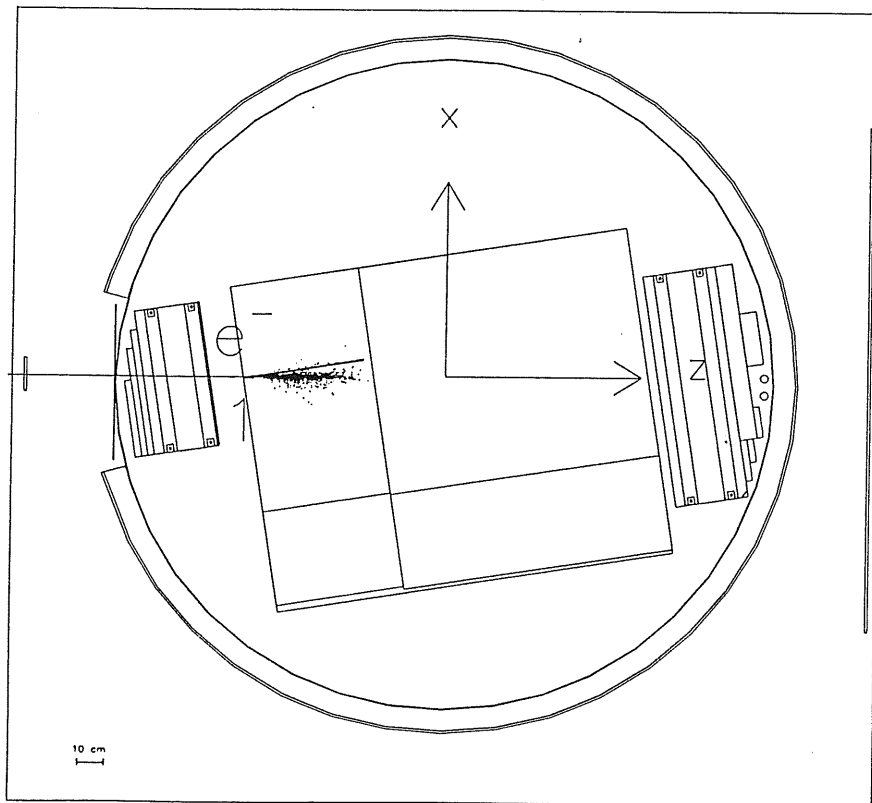


Abbildung 6.3: Kalorimeter beim Einschluß eines 50 GeV Elektrons

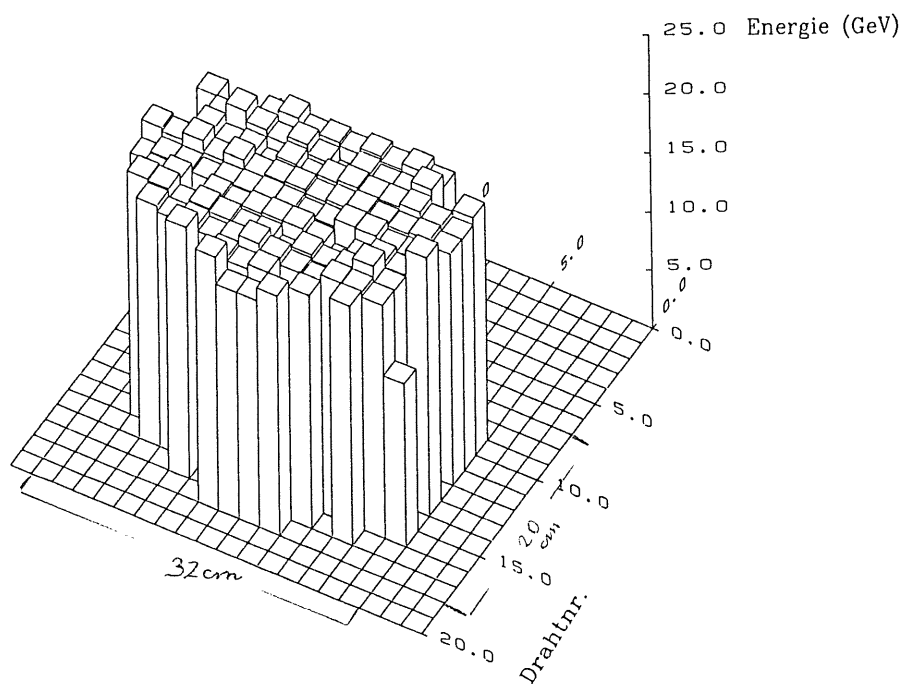


Abbildung 6.4: *Ungestörter Einschubbereich (Run 1122) mittlere Energie pro Drahtkreuz - 30 GeV*

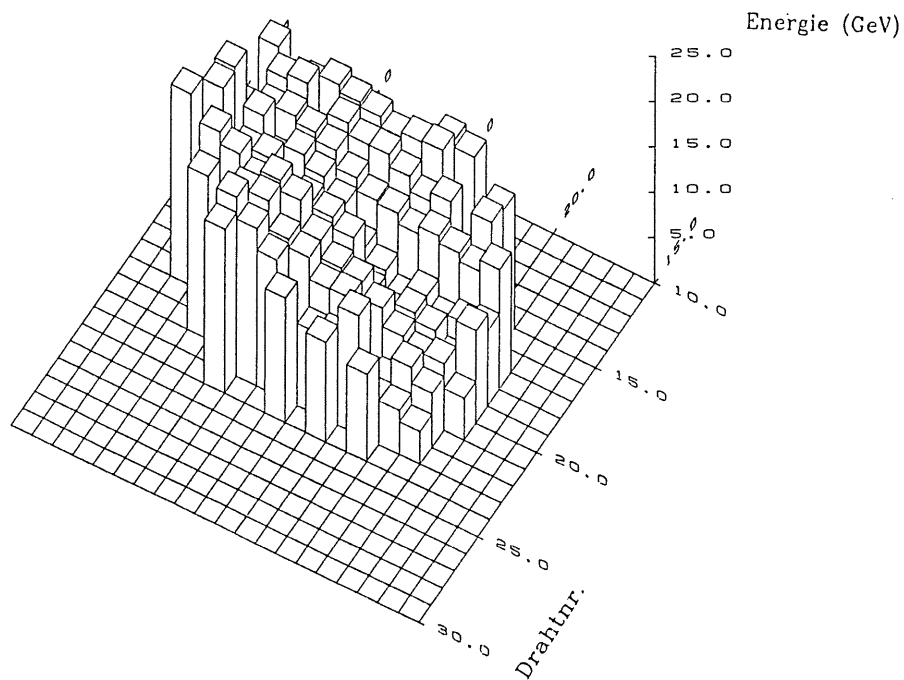


Abbildung 6.5: *Gestörter Einschubbereich (Run 1130) mittlere Energie pro Drahtkreuz - 30 GeV*

Run Nr.	$\bar{E}$ [GeV]
1126	50,5 $\pm$ 0,09
1131	51,6 $\pm$ 0,05
1137	49,6 $\pm$ 0,04
1138	50,0 $\pm$ 0,05

Tabelle 6.3: *Ungestörter Bereich*

Fläche umgedreht, so kann man erkennen, daß an einer Stelle die Signale zu hoch sind. Das kann an der Methode der Bestimmung der Nullpunkte und der Steigung der ADCs sowie an der unzureichenden Kalibrierung und an Instabilitäten der Elektronik liegen. Die Variationen der Signale könnten auch auf Inhomogenitäten im Detektor zurückzuführen sein.

In Abb.6.6 sind auch die Positionen der einzelnen Einschußpunkte zu erkennen (vgl. Tabelle 6.2).

Bei Elektronen mit einer Primärenergie von 50 GeV werden ca. 98% der Energie in einen 16 cm tiefen Bereich des Kalorimeters deponiert (s.u.). Einer Variation des Signals von 4% ( Tabelle 6.3 ) im ungestörten Bereich des Spacerscans würde eine Gapdickenvariation von 96  $\mu\text{m}$  entsprechen. Vor dem Zusammenbau wurde aber nur ca. 1% (=24 $\mu\text{m}$ ) gemessen. In Bild 6.8 bis 6.11 ist der Signalverlust noch einmal layerweise gezeigt. Es wurde immer ungefähr die mittlere Energie pro Layer abgezogen. Es ist deutlich zu erkennen, daß in Layer 2 an einer Stelle mehr Energie deponiert wird, als auf der übrigen Fläche, weil sich in den Layern 0 und 1 die Stahlstange (größeres  $X_0$ ) in Strahlrichtung über dieser Stelle befindet.

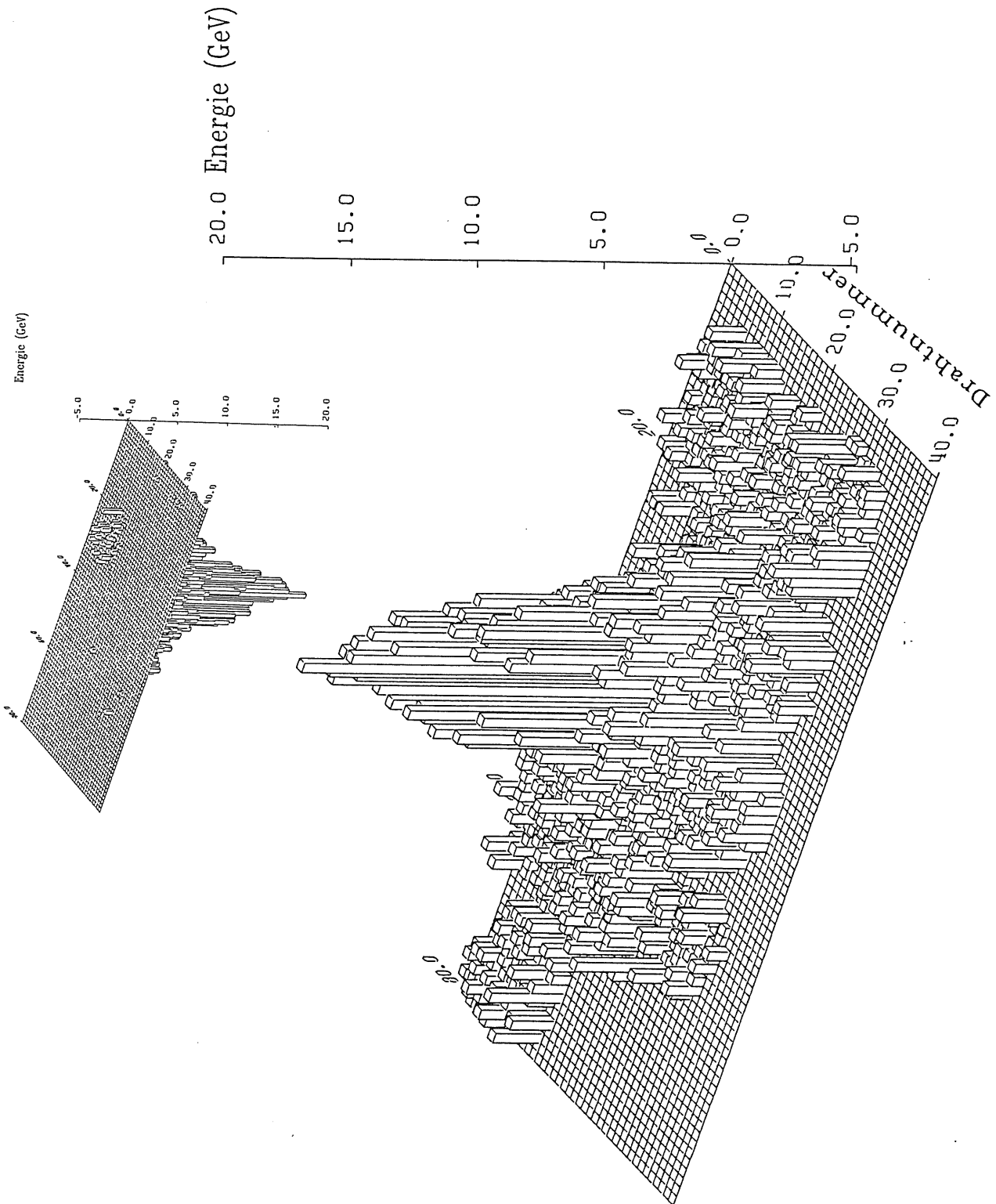


Abbildung 6.6: Signalverlust im Bereich einer Eisenstange (1.) (50 GeV - mittlere Energie pro Drahtkruz)

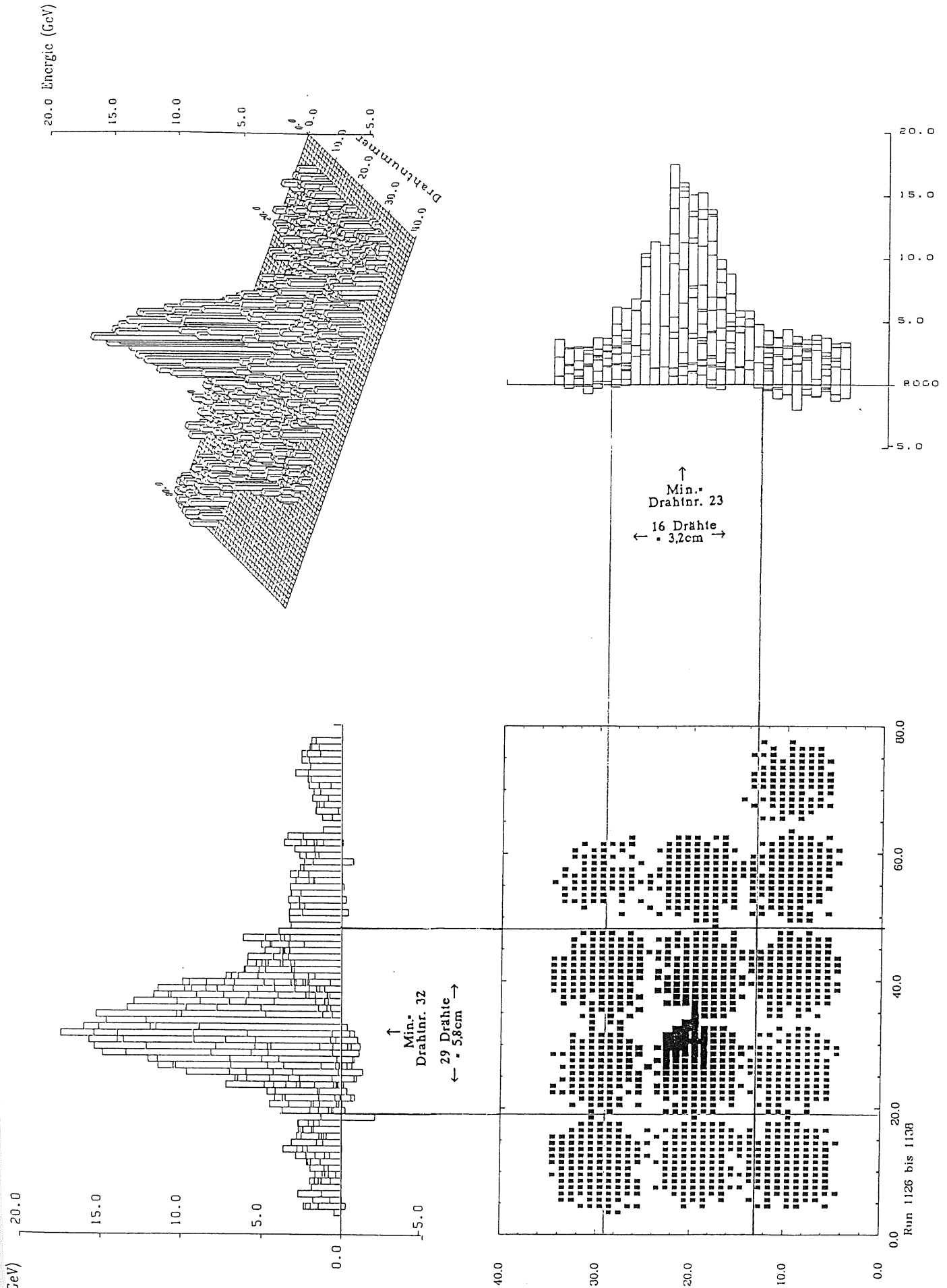


Abbildung 6.7: Signalverlust im Bereich einer Eisenstange (2.) (50 GeV - mittlere Energie pro Drahtkreuz)

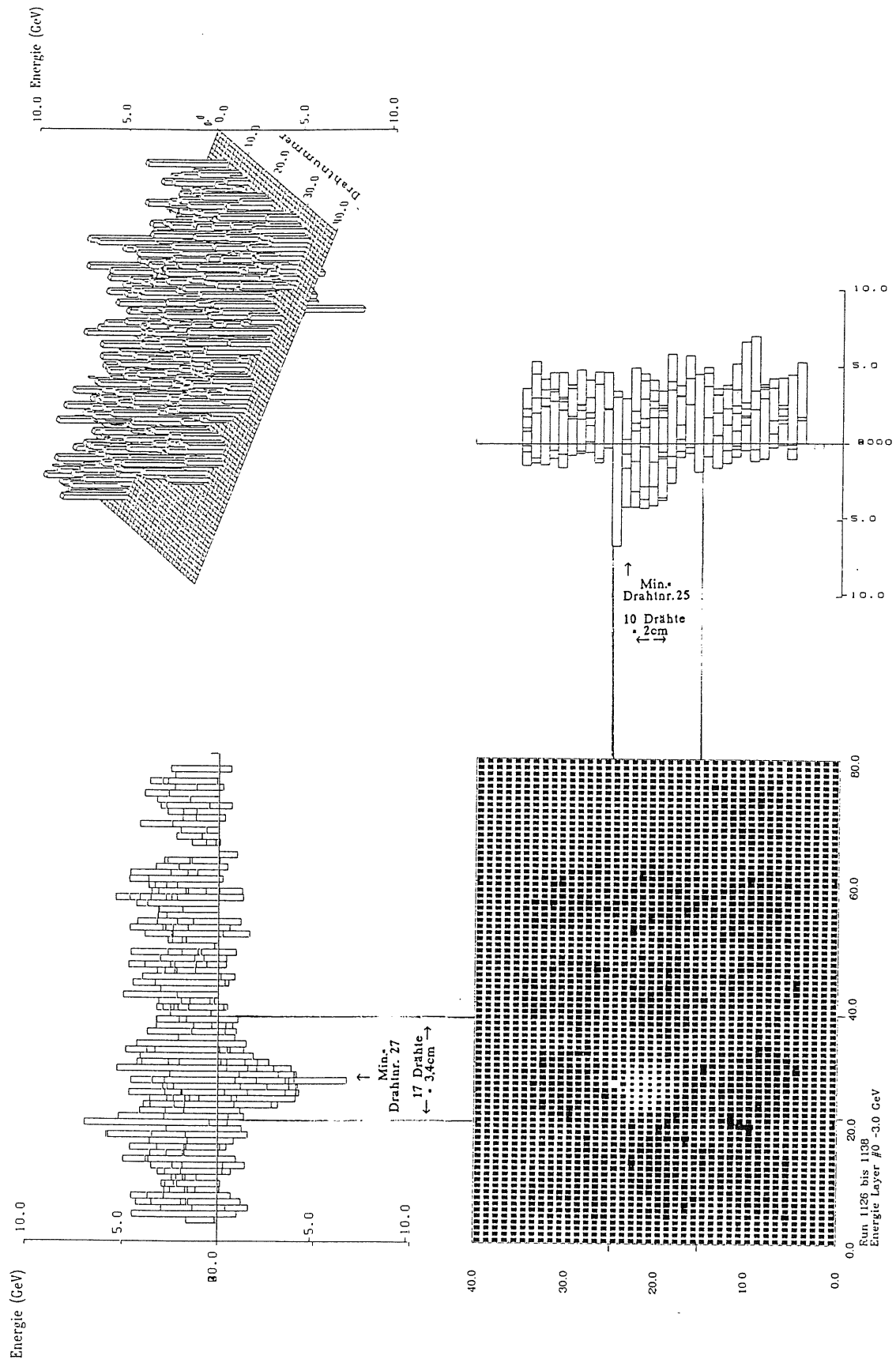


Abbildung 6.8: Signal im Bereich einer Eisenstange in Layer 0



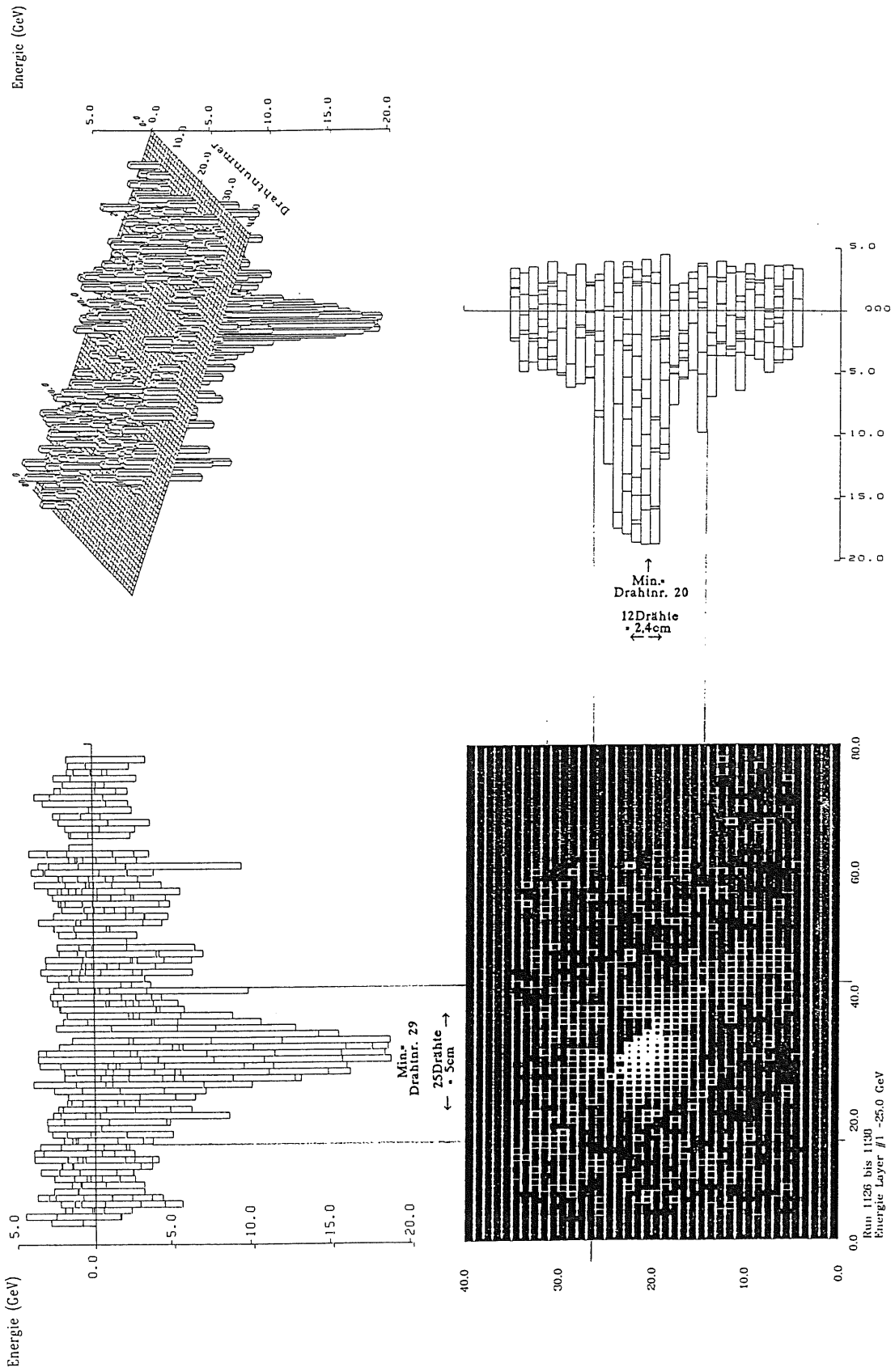


Abbildung 6.9: Signal im Bereich einer Eisenstange in Layer 1

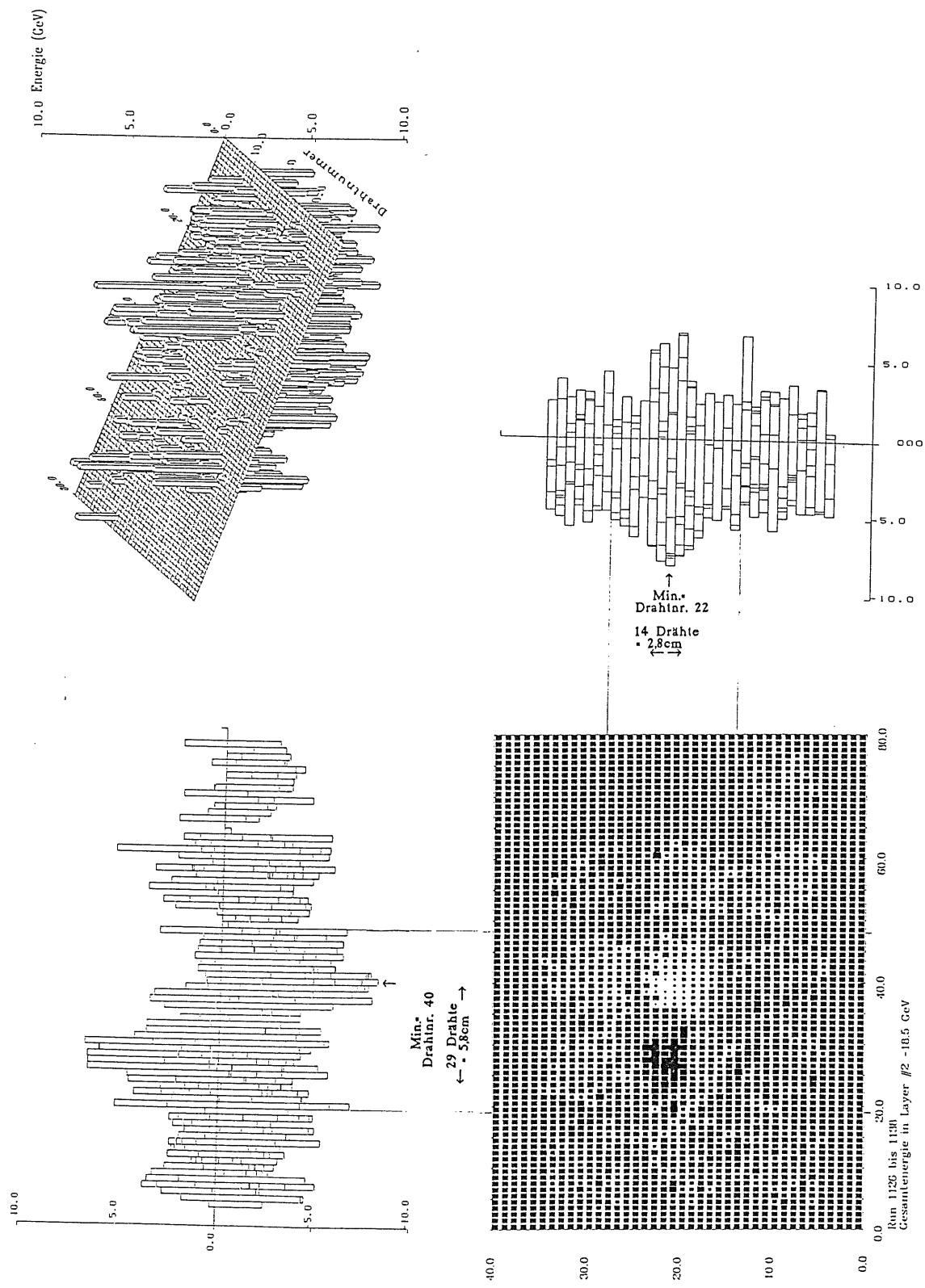


Abbildung 6.10: Signal im Bereich einer Eisenstange in Layer 2

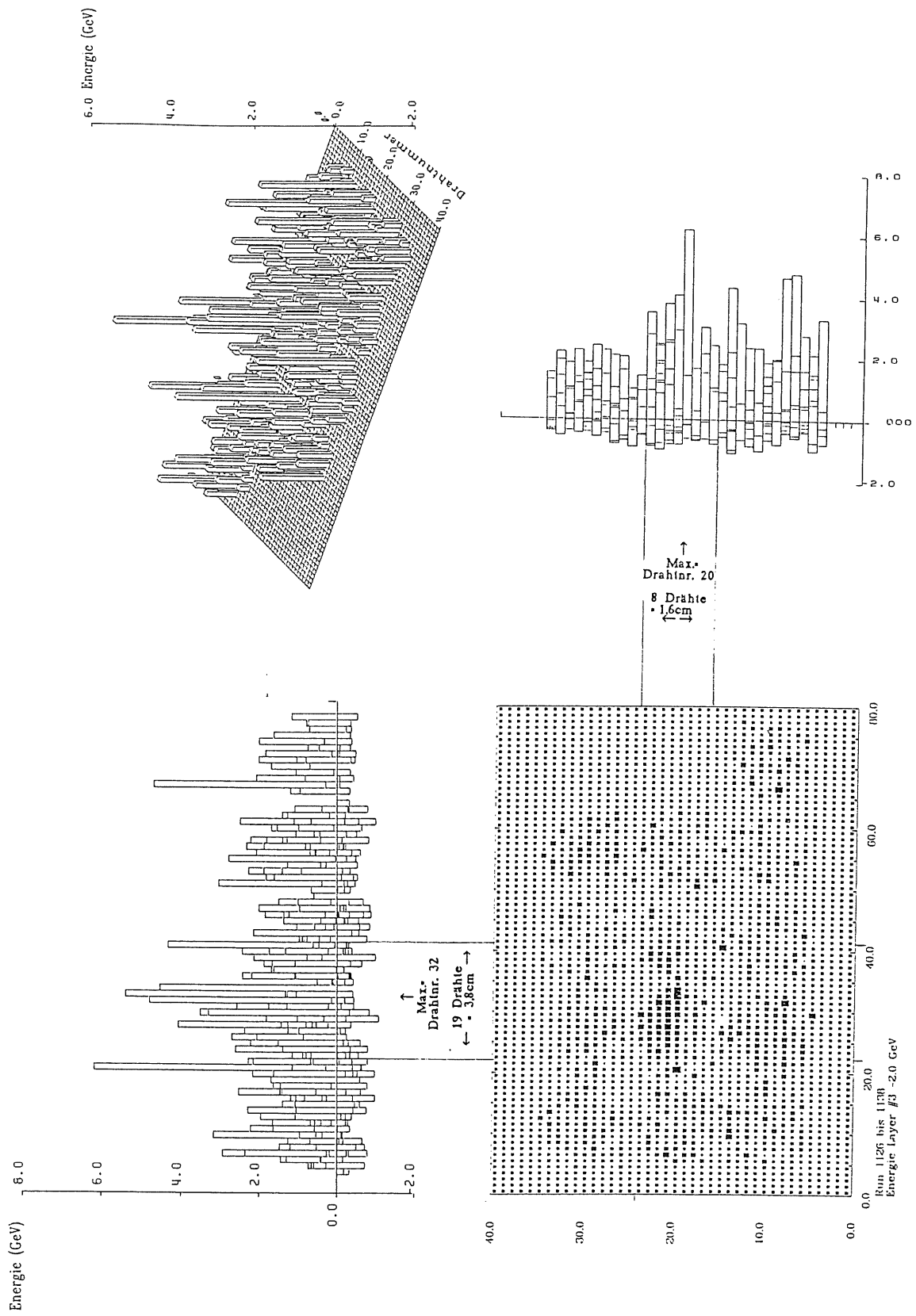


Abbildung 6.11: Signal im Bereich einer Eisenstange in Layer 3

Für das Kalorimeter wird absolute Kalibrierung von 1% angestrebt. Als ein durch Spacer gestörter Bereich wurde deshalb der Bereich definiert, indem das Signal des Detektors, beim Einschuss eines 50 GeV Elektrons, nicht weniger als 49,5 GeV entsprechen durfte. Es ergibt sich ein Bereich von

$$F \cong \pi \cdot 2,9 \text{ cm} \cdot 1,6 \text{ cm} = 14 \text{ cm}^2 \quad (6.1)$$

in Form einer Ellipse (siehe Abb.6.6). Die Größe des Bereichs hängt von der Schauerlänge und damit von der Energie des Primärteilchens ab, da die Stange in einem Winkel getroffen wird. Mit der durchschnittlichen Schauerlänge für Elektronen in Gleichung (1.12) läßt sich ausrechnen, wie lang der Teil der Stange ist, der von 50 GeV Schauern getroffen werden kann.

$$\begin{aligned} L_{98\%}(\text{Pb,Ar,G10}) &\cong 33 \text{ cm} \text{ (Mischungsverhältnis 1:1:1,4)} \\ L_{98\%}(\text{Fe}) &\cong 41 \text{ cm} \end{aligned}$$

Der beeinflusste Bereich wächst proportional zur Schauerlänge. Aus der Schauerlänge ergibt sich theoretisch eine zusätzliche Breite des beeinflussten Bereichs von 4,1 cm in Richtung des Winkels (mit der Schauerlänge für Blei ect.).

Im Experiment wurden jedoch nur 5,8 cm - 3,2 cm = 2,6 cm gemessen (siehe Abb. 6.6). Die Differenz erklärt sich daraus, daß:

1. der Anteil am Signalverlust, den der tote Bereich bei unterschiedlichen Tiefen im Kalorimeter hat, verschieden ist.
2. die Schauerbreite größer als der tote Bereich ist;

Aus den experimentellen Daten (50 GeV  $e^-$ ) ergibt sich eine effektive Stangenlänge von 16 cm.

Damit läßt sich die Reduktion der Signale für die übrigen Teile der Aufhängung abschätzen, und der gesamte betroffene Bereich bestimmen. Es gibt insgesamt 27 Bohrlöcher  $\varnothing$  11 mm für 5 mm Stahlstangen, mit 18 mm Spacern. Davon sind:

- 3 an der Strahlrohr,
- 5 haben den selben Raumwinkel wie der der untersuchten Stange,
- 3 haben das 1,5fache dieses Raumwinkels,
- 9 haben den doppelten,
- und 7 den 2,22 fachen Raumwinkel.

Es kommen noch 2 Bohrlöcher  $\varnothing$  16 mm für 10 mm Stangen mit  $\varnothing$  23 mm Spacern, und ein Loch mit  $\varnothing$  8 cm und  $\varnothing$  9,7 cm Spacern hinzu. Hier läßt sich der Bereich abschätzen, indem die Differenz zwischen Spacerdurchmesser und beeinflusster Zone bei den 5 mm Stangen zuhulfe genommen wird.

Sie ist: 3,2 cm - 1,8 cm = 1,4 cm

Um diesen Betrag ist höchstwahrscheinlich auch der beeinflusste Bereich bei den anderen Stangen größer als der Spacer.

Von der gesamten Oberfläche des Kalorimeters von  $\cong 1 \text{ m}^2$  ( $0,037\pi$ ) sind somit

$$\begin{aligned} &632 \text{ cm}^2 \text{ (5 mm Stangen)} \\ + &47 \text{ cm}^2 \text{ (10 mm Stangen)} \\ + &213 \text{ cm}^2 \text{ (9 cm Rohr)} \\ = &892 \text{ cm}^2 \text{ (0,0033}\pi) \end{aligned}$$

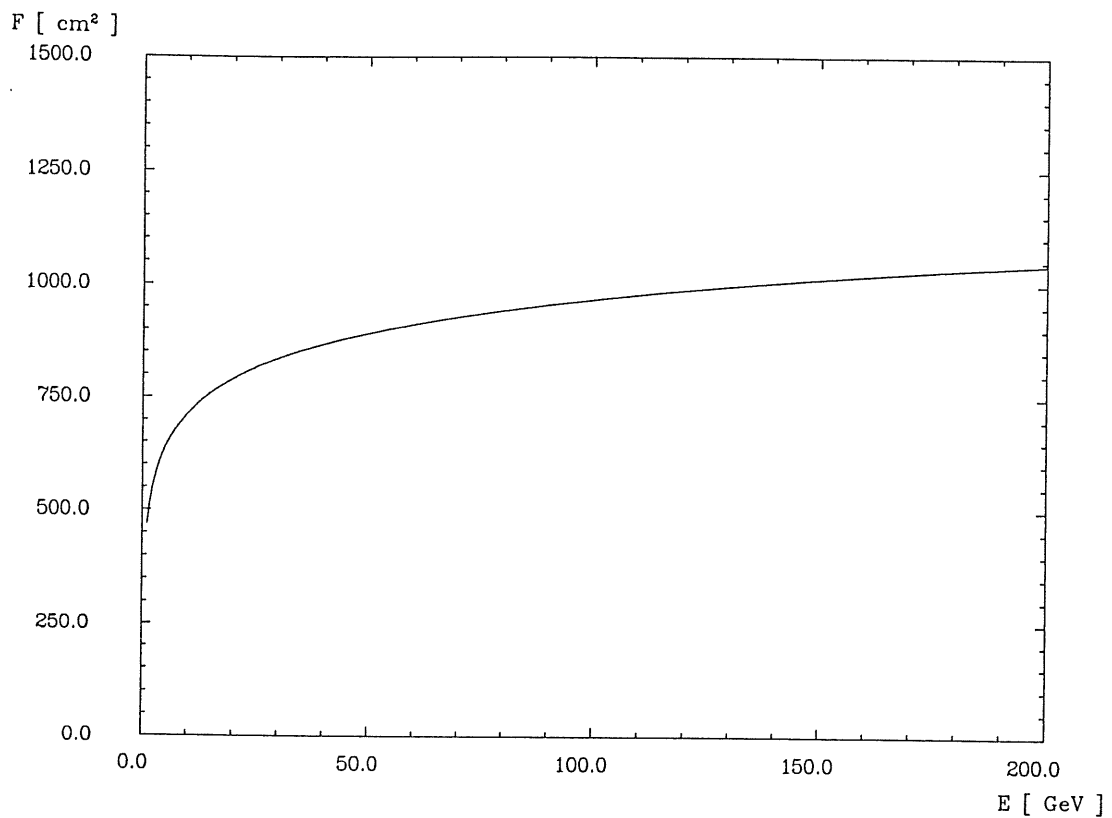


Abbildung 6.12: *Der gesamte Bereich mit Signalverlust durch die Stahlstangen bei unterschiedlichen Energien*

(bei 50 GeV) von der Aufhängung beeinflusst. Das sind ungefähr 10% der Oberfläche.

Aus dem gemessenen Verhältnis des Bereichs zur Schauerlänge, für 50 GeV, läßt sich der Bereich bei anderen Energien abschätzen. In Figur 6.12 ist dieser Zusammenhang dargestellt.

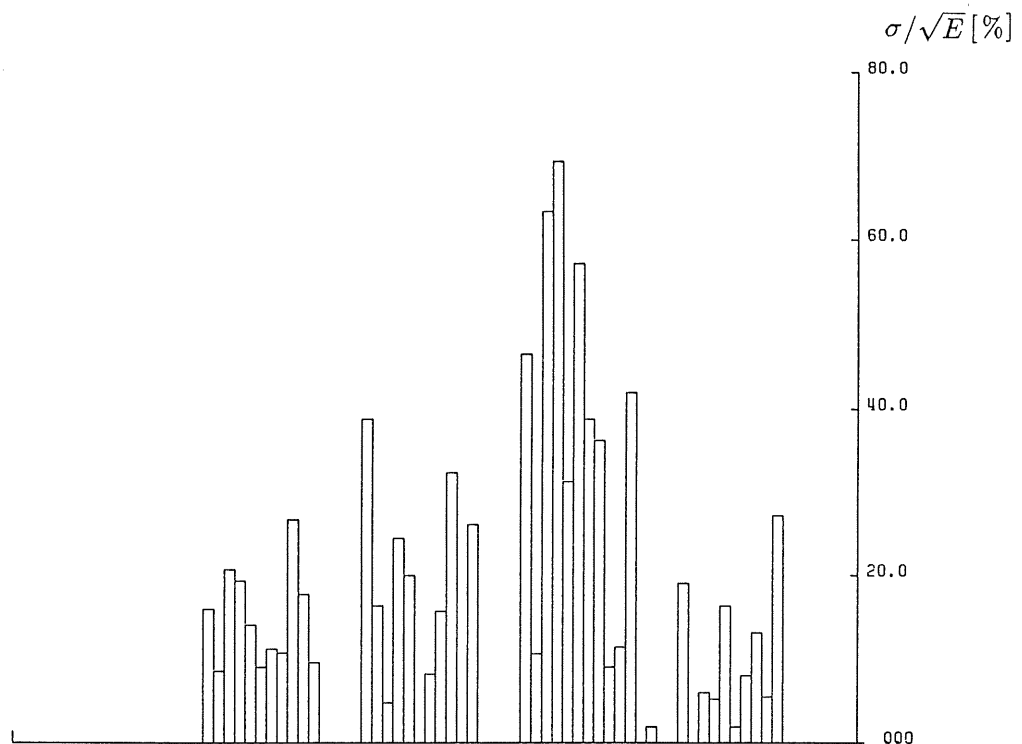


Abbildung 6.13: *Energieauflösung in Abhängigkeit vom Einschußort*

Weil jetzt der Signalverlust im Bereich einer Stahlstange in Abhängigkeit von Energie und Winkel abgeschätzt werden kann, sind Anhaltspunkte für die bei HERA gemessene Daten gegeben, die dann entsprechend korrigiert werden können. Die Energieauflösung wird jedoch an den Stellen, an denen sich die Stangen befinden, schlechter.

In Bild 6.13 ist Veränderung der Auflösung als Funktion des Einfallsortes zu sehen.

# Danksagung

Für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung meiner Arbeit und möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Gruppe F21 bedanken.  
Insbesondere danke ich:

W. Flauger, J. Gayler, V.Korbel, J. Koll, H. Küster, P. Loch und K. Thiele  
sowie meinen Mitdiplomanden E. Binder und A. Nau,

für die Möglichkeit, dieses interessante Thema im Team der experimentier-  
erfahrenen Gruppe F21 zu bearbeiten.  
Gedankt sei auch meinen Aufgabenstellern F. Brasse und H. Spitzer.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller verwendeter Referenzen  
selbstständig angefertigt zu haben.  
Hamburg, den 16. Mai 1989

(Wulf Schlüter)

# Literaturverzeichnis

- [ALB87] M.G. Albrow,  
Issues of Calorimetry,  
Nuclear Physics A461 (1987) 417c-430c
- [ALL80] W.W.M. Allison and J.H. Cobb,  
Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss,  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol. 30 (1980)
- [AMA80] Ugo Amaldi,  
Fluctuations in Calorimetry Measurements,  
CERN-EP/80-212(1980)
- [AMA81] Ugo Amaldi,  
Fluctuations in Calorimetry Measurements,  
Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [BRA87] W. Braunschweig et al.,  
Results from a Test with Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter,  
DESY 87-098, August 1987
- [BRA88] W. Braunschweig et al.,  
Performance of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter with an Iron Streamer Tube Tail Catcher,  
DESY 88-073, June 1988
- [BRÜ87] H. Brückmann et al.,  
On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters  
DESY 87-064, Hamburg 1987
- [ENG84] J. Engler,  
Electromagnetic Calorimeter  
Invited Talk, Novosibirsk, March 15-21, 1984
- [FAB85] C.W. Fabjan,  
Calorimetry in High-Energy Physics,  
CERN-EP/85-54
- [FU81] R. Schiffel,  
Technische Arbeitsblätter,  
Funkschau 7/81, 3.4.81



- [FLA87] W. Flauger ,  
Int. Rep.  
H1-1/87-56
- [GER58] Ch. Gerthsen ,  
Physiklehrbuch  
5. Auflage Springer Verlag 1958
- [H1C87] H1-Collaboration,  
Results from a test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter  
DESY 87-098, Hamburg 1987
- [H1TP] H1-Collaboration,  
Technical Proposal for the H1-Detector,  
March 25, 1986
- [JL87] J. Lechner,  
Modellrechnungen zum Hochenergieverhalten  
von Teilchenkaskaden  
und deren Überprüfung anhand  
experimenteller Daten  
Diplomarbeit Uni. München 1987
- [KK87] K. Kleinknecht,  
Detektoren für Teilchenstrahlung,  
Teubner 1987
- [LOH81] E. Lohrmann,  
Hochenergiephysik,  
Teubner 1981
- [LOH83] E. Lohrmann,  
Einführung in die Elementarteilchenphysik,  
Teubner 1983
- [PAR84] Particle Data Group,  
Review of Particle Properties,  
Reviews of Modern Physics, Vol. 56, No.2, Part2, April 1984
- [PAR88] Particle Data Group,  
Review of Particle Properties,  
Physics Letters B, Volume 240, 14 April 1988
- [PER82] D.H. Perkins,  
Introduction to high energy physics,  
Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc. 1982
- [PH87] R. D. Peceei,  
Proceedings of the HERA Workshop  
Hamburg 12-14, 1987

- [RR87] R. Rückl,  
Physics at HERA  
Desy 87-021
- [WIL74] W. Willis, V. Radeka,  
LAr Ionization Chambers as Total-Absorption Detectors,  
Nuclear Instruments and Methods, 120(1974) 221-236
- [WIG86] R. Wigmans,  
On the Energy Resolution of Uranium and Other Hadron Calorimeters  
CERN/EF 86-18, Genf 1986
- [WIG87] R. Wigmans,  
Energy Loss of Particles in Dense Matter – Calorimetry  
NIKHEF-H/87-12, Amsterdam 1987
- [RUD89] M. Rudowicz,  
Algorithmen zur Kalorimetersimulation  
mit parametrisierten Schauern  
am Beispiel des H1-Detektors  
Diplomarbeit Uni. Hamburg 1989