

Messung der Bauparameter eines elektromagnetischen Kalorimeters im H1-Detektor

von

Ingolf Giesgen ✓

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Oktober 1990

angefertigt im

III. Physikalischen Institut B, Prof. Dr. G. Flügge

Gewidmet meiner Mutter

Ria Giesgen †

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	8
2	Funktionsweise von Schauern	10
2.1	Allgemeines	10
2.2	Energieverlust von Elektronen in Materie	10
2.2.1	Bremsstrahlung	11
2.2.2	Ionisation	11
2.3	Energieverlust von Photonen in Materie	13
2.3.1	Paarbildung	13
2.4	Elektromagnetische Schauer	14
2.5	Hadronische Schauer	18
2.6	Schauerzählertypen	19
2.6.1	Sandwich-Schauerzähler	19
2.6.2	Homogene Schauerzähler	20
2.7	Eigenschaften und Energieauflösung von Kalorimetern	20
2.8	Anmerkungen	23
3	Kalorimeter im H1-Detektor	25
3.1	Allgemeines	25
3.2	Aufbau des H1-Kalorimeters	27
3.3	Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters FB1E	28
3.4	Aufbau der verschiedenen Detektorelemente	29
3.4.1	Ausleseplatten	29
3.4.2	Hochspannungsplatten	31
3.4.3	Spezielle Ausleseplatten	32
3.4.4	Spezielle Hochspannungsplatten	32
3.5	Datenverarbeitung der FB1E-Signale	34
3.5.1	Signalerzeugung	34
3.5.2	Signalverarbeitung	35
3.5.3	Signalführung	38
3.6	Tests der Detektorelemente	38
4	Testverfahren und deren Auswertung	40
4.1	Allgemeines	40
4.2	Dickenmessung	40
4.2.1	Bleiplatten	41
4.2.2	Ausleseplatten	42
4.2.3	Hochspannungsplatten	43
4.2.4	Hochspannungsplatten	44
4.2.5	Ausleseplatten	46
4.2.6	Spezielle Hochspannungsplatten	46
4.2.7	Spezielle Ausleseplatten	46
4.2.8	Zusammenfassung der Dickenmessung	48

4.3	Kapazitätsmessungen	49
4.4	Messung des Oberflächenwiderstandes der Hochspannungsplatten . .	53
4.5	Hochspannungstest	57
4.6	Tests in Flüssigstickstoff	58
4.7	Zusammenbau und Tests am fertigen Modul	60
	4.7.1 Kapazitätsmessung	61
	4.7.2 Hochspannungstest	61
	4.7.3 Messung der Breite der Flüssigargon-Ionisationskammern . . .	63
5	Datenanalyse	74
5.1	Allgemeines	74
5.2	Aufbau des Testexperimentes	74
5.3	Durchgeführte Messungen	78
5.4	Ergebnisse	78
6	Zusammenfassung	91
	Literaturverzeichnis	92
	Abbildungsverzeichnis	94
	Tabellenverzeichnis	97
	Danksagungen	99

1 Einleitung

Die Anfänge der Teilchenphysik lagen in den 90er Jahren des letzten Jahrhunderts. Damals fand J. J. Thomson heraus, daß der Kathodenstrahl in den Crookeschen Röhren die Gasmoleküle ionisiert und sie somit zum Leuchten anregt. Thomson konnte nachweisen, daß der Kathodenstrahl in den Röhren aus negativ geladenen Teilchen bestand, die durch das elektrische Feld zwischen der negativ geladenen Kathode und der positiv geladenen Anode beschleunigt wurden. Er nannte diese Teilchen "Elektronen".

Wenig später untersuchten viele Physiker den Aufbau von Atomen mittels geladener Teilchenstrahlen, zumeist bestehend aus α -Teilchen (Helium-Kernen) oder Elektronen, die aus natürlichen Zerfällen stammten.

Ende der 20er Jahre dieses Jahrhunderts wurden die ersten Linearbeschleuniger von J. Cockcroft und E. Walton gebaut, in denen Elektronen beschleunigt wurden.

Zu Beginn der 30er Jahre entwickelte E. O. Lawrence einen Beschleuniger, der annähernd ringförmig angelegt war, das Zyklotron. In diesem Beschleuniger können die Teilchen eine Beschleunigungsstrecke viele Male durchlaufen und somit ihre Energie bei jedem Umlauf steigern. Wenn sie nun eine gewisse Energie haben, können sie auf ein Wechselwirkungsmaterial (Target) "geschossen" werden, sogenannte "Fix-Target-Experimente".

Um immer kleinere Substrukturen auflösen zu können, benötigte man immer größere Schwerpunktsenergien¹. So regten, unabhängig voneinander, Ende der 50er Jahre einige Wissenschaftler an, zwei gegenläufige Teilchenstrahlen zur Kollision zu bringen.

Zunächst baute man zwei voneinander unabhängige Beschleuniger, bis im Jahre 1959 eine Gruppe italienischer Physiker begann, ein Synchrotron zu bauen, in dem sowohl Elektronen, als auch ihre Antiteilchen, Positronen, gleichzeitig beschleunigt werden können. Die Elektronen wurden beispielsweise in einem Magnetfeld linksherum beschleunigt, wohingegen die Positronen, die sich nur durch ihre entgegengesetzte Ladung von Elektronen unterscheiden, im selben Magnetfeld rechtsherum beschleunigt wurden. Die Schwerpunktsenergie setzt sich dann aus der Summe der einzelnen Teilchenstrahlenergien zusammen, in diesem Fall zu 1 GeV.

Zwischen 1978 und 1981 wurde im CERN unter Leitung von C. Rubbia und S. van der Meer der erste Proton-Antiproton-Beschleuniger gebaut. Dabei wurden sowohl die Protonen als auch die Antiprotonen auf ca. 315 GeV beschleunigt, so daß die Schwerpunktsenergie bei 630 GeV liegt. Zum Vergleich müßte ein Protonenstrahl bei einem "Fix-Target-Experiment" eine Energie von 400 000 GeV besitzen.

Die größten momentan in Europa betriebenen bzw. im Bau befindlichen Beschleuniger sind der **Large-Electron-Positron-Collider** (LEP) am **Conseil Europeenne pour la Recherche Nucleaire** (CERN) bei Genf und die **Hadron-Elektron-Ring-Anlage** (HERA) beim **Deutschen-Elektron-Synchrotron** (DESY) in Hamburg.

¹ die Schwerpunktsenergie ist die Energie, die zur Produktion neuer Teilchen zur Verfügung steht

LEP ist ein Elektron-Positron Beschleuniger. Beide Teilchenstrahlen haben die gleiche Energie von 50 GeV, so daß die Schwerpunktsenergie bei der Kollision 100 GeV beträgt.

Bei HERA sollen Elektronen auf eine Energie von 30 GeV beschleunigt werden und mit Protonen der Energie 820 GeV kollidieren. Die Schwerpunktsenergie beträgt hier 314 GeV. Da es sich hier um zwei sehr unterschiedliche Teilchen handelt, müssen bei HERA zwei Ringe gebaut werden, die sich jedoch in einem gemeinsamen Tunnel befinden.

Elektron und Proton kollidieren an mehreren Wechselwirkungspunkten. Um zwei dieser Punkte herum sind die beiden Experimente bzw. Detektoren "H1" und "Zeus" aufgebaut.

Zur Rekonstruktion der einzelnen Ereignisse werden an die Detektoren hohe Anforderungen gestellt, da sehr viele Teilchen mit zum Teil großen Impulsen entstehen können.

Hier seien einige der wichtigsten Anforderungen erwähnt, die im Verlauf dieser Arbeit noch weiter erklärt werden:

- 1) *Teilchenidentifizierung*
- 2) *Impulsauflösung (Spurrekonstruktion)*
- 3) *Vertex-Bestimmung (Entstehungsort der Teilchen)*
- 4) *Energiemessung*

Daher werden verschiedene Arten von Detektoren zu einem großen Detektor zusammengebaut. Aus der Verknüpfung der einzelnen Informationen können so obige Größen bestimmt werden.

Zur Energiemessung dienen beispielsweise sogenannte Kalorimeter, die jedoch auch Aussagen über die anderen Größen machen.

Die Entwicklung und den Bau eines der Kalorimeter im H1-Detektor hat das III. Physikalische Institut Lehrstuhl B der RWTH Aachen übernommen.

Mit den Messungen der Bauparameter dieses Kalorimeterrings FB1E, sowie mit den daraus entstehenden Datenanalysen beschäftigt sich diese Diplomarbeit.

Die hierfür notwendigen theoretischen Grundlagen werden in Kapitel 2 erläutert, während in Kapitel 3 der Aufbau des Kalorimeterrings und die dabei verwendeten Detektorelemente beschrieben werden. Während und nach der Produktion der Detektorelemente und Module wurden ständige Funktionskontrollen durchgeführt, mit deren Testverfahren und Auswertung sich Kapitel 4 beschäftigt. Am **Super-Proton-Synchrotron** (SPS) im CERN wurde mit dem ersten Serienmodul des FB1E-Kalorimeterrings ein Testexperiment durchgeführt, dessen Daten in Kapitel 5 bezüglich ihrer Zusammenhänge mit den in Kapitel 4 ausgewerteten Bauparametern untersucht werden. Zusammenfassend gibt Kapitel 6 einen Überblick der in dieser Arbeit gewonnen Erkenntnisse.

² **FB** steht für **F**orward **B**arrel; **1**, da es sich um das erste Kalorimeter im FB vom Wechselwirkungspunkt in Protonrichtung gesehen handelt, und **E** steht für **E**lektromagnetisches Kalorimeter

2 Funktionsweise von Schauerzählern

2.1 Allgemeines

Mit Hilfe von Schauerzählern kann die Energie hochenergetischer Teilchen bestimmt werden.

Da unterschiedliche Teilchensorten auch unterschiedliche Wechselwirkungen mit Materie besitzen, unterscheidet man zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauerzählern.

Elektromagnetische Schauerzähler dienen der Energiebestimmung sowohl hochenergetischer Elektronen bzw. Positronen, als auch hochenergetischer Photonen. Elektronen als auch Photonen wechselwirken elektromagnetisch mit anderen Teilchen.

Zur Energiebestimmung von Hadronen werden hadronische Schauerzähler verwendet. Hadronen weisen, im Gegensatz zu Elektronen und Photonen, eine innere Substruktur auf. Sie bestehen aus " Quarks ". Diese Quarks wechselwirken zusätzlich " stark " mit Materie.

Da die Teilchen, die im Schauerzähler nachgewiesen werden sollen, in den meisten Fällen sehr hochenergetisch sind, kann ihre Energie nicht direkt gemessen werden. Daher erzeugt man beispielsweise aus einem hochenergetischen Elektron oder Photon, aufgrund ihrer Wechselwirkung mit der Materie des Schauerzählers, eine Vielzahl niederenergetischer Elektronen und Positronen, einen sogenannten " Schauer ". Mißt man nun die Summe aller in diesem Schauerzähler durch das einfallende Elektron deponierten Energien, so kann man auf die Energie des primären Elektrons schließen.

Die genaue Bestimmung der Energie des einfallenden Teilchens ist sowohl von der Teilchensorte und der damit verbundenen Art der Wechselwirkung als auch von der Bauart des Schauerzählers abhängig.

Es wird im Folgenden zunächst auf die verschiedenen Teilchensorten, deren Arten der Wechselwirkung und danach auf die verschiedenen Bauarten von Schauerzählern genauer eingegangen.

2.2 Energieverlust von Elektronen in Materie

Elektronen gehören zur Familie der Leptonen. Der Energieverlust von Elektronen³ und Photonen in Materie basiert nur auf der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Elektronen verlieren ihre Energie im wesentlichen durch Bremsstrahlung und Ionisation, während der Energieverlust von Photonen, die zur Familie der Bosonen gehören, von drei Effekten bestimmt wird, dem Photoeffekt, dem Compton-Effekt und der Paarbildung.

³ Da der Energieverlust von Positronen sich nicht wesentlich von dem der Elektronen unterscheidet, wird im Folgenden nicht zwischen Elektronen und Positronen unterschieden

2.2.1 Bremsstrahlung

Der Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung dominiert bei hohen Energien und wird durch die Coulombwechselwirkung der Elektronen mit den Atomkernen hervorgerufen. Durch die Geschwindigkeitsänderung des Elektrons werden Photonen, sogenannte Bremsquanten, abgestrahlt. Zur Beschreibung dieses Energieverlustes bedient man sich einer materialabhängigen Größe, der Stahlungslänge X_0 .

Als Definition der Stahlungslänge verwendet man: [PE 87]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Bremsstr.}} = \frac{E}{X_0} \quad (1)$$

Beziehungsweise nach Integration:

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (2)$$

Das bedeutet, daß ein Elektron nach einer Absorberdicke X_0 im Mittel die Energie

$$E_0 - E \Big|_{x=X_0} = E_0 \left(1 - e^{-\frac{x}{X_0}} \Big|_{x=X_0}\right) = E_0 - \frac{E_0}{e} \quad (3)$$

in Form von Bremsstrahlung verloren hat.

Der Zahlenwert für die Stahlungslänge X_0 ergibt sich nach präziseren Rechnungen zu: [KL 84]

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

Z = Kernladungszahl des Absorbers

A = Massenzahl des Absorbers

N_0 = Avogadrokonstante

m_e = Masse des Elektrons

Strahlungslängen für einige ausgesuchte Materialien sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Bei niedrigen Energien dominiert, bezüglich des gesamten Energieverlustes, die Ionisation von Atomen.

2.2.2 Ionisation

Der Energieverlust durch Ionisation kann mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung berechnet werden: [BE 53]

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion.}} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4 Z}{m_e v^2 A} \left[\ln\left(\frac{2\gamma m_e v^2}{I}\right) - \beta^2 \right] \quad (5)$$

N_0 = Avogadrokonstante

z = Teilchenladung in Einheiten der Elementarladung

e = Elementarladung aus $e^2 := \frac{e' e'}{4\pi\epsilon_0}$; $e' \triangleq$ Elementarladung in Coulomb

Z = Kernladungszahl des Absorbers

m_e = Masse des Elektrons

v = Geschwindigkeit des Elektrons

c = Lichtgeschwindigkeit im Vacuum

β = $\frac{v}{c}$

γ = $\frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} = \frac{E}{m_e c^2}$

A = Atomgewicht des Absorbers

I = effektives Ionisierungspotential

Abbildung 1 zeigt die verschiedenen Anteile der einzelnen Energieverlustarten zum gesamten Energieverlust am Beispiel von Blei als Absorbermaterial.

Es zeigen sich die aus den Formeln erwarteten Verläufe der Kurven für den Energieverlust durch Bremsstrahlung, proportional zur Energie E des einfallenden Teilchens, bzw. für den Energieverlust durch Ionisation, proportional $\ln(\frac{E}{mc^2})$.

Aus der Abbildung ist weiterhin zu entnehmen, daß ein Schnittpunkt der beiden oben erwähnten Energieverlustkurven existiert. Die Energie, bei der sich dieser Schnittpunkt befindet, nennt man kritische Energie E_c . Unterhalb der kritischen Energie dominiert der Energieverlust durch Ionisation, d.h. es werden keine neuen Photonen gebildet. Oberhalb dieser kritischen Energie verlieren die Elektronen ihre Energie hauptsächlich durch Bremsstrahlung, d.h. es werden neue Photonen gebildet. Welchen Prozessen diese Photonen unterworfen sind, wird im Folgenden beschrieben.

Die kritischen Energien E_c für einige ausgesuchte Materialien sind ebenfalls in Tabelle 1 aufgeführt.

Material	Z	E_c [MeV]	X_0 [$\frac{g}{cm^2}$]	X_0 [cm]
Wasserstoff fl.	1	340	61,28	865
Helium fl.	2	220	94,32	755
Kohlenstoff	6	103	42,70	18,8
Aluminium	13	47	24,01	8,9
Argon fl.	18	35	19,55	14,0
Eisen	26	24	13,84	1,76
Blei	82	6,9	6,37	0,56
Uran	92	6,5	6,00	$\approx 0,32$
Bleiglas	-	$\approx 11,8$	9,60	-
Plexiglas	-	80	40,55	$\approx 34,4$
NaJ(Tl)	-	12,5	9,49	2,59
$Bi_4Ge_3O_{12}$	-	7	7,98	1,12

Tabelle 1: Kritische Energien E_c , Kernladungszahl Z und Strahlungslängen X_0 einiger Materialien [PH 88, KL 84]

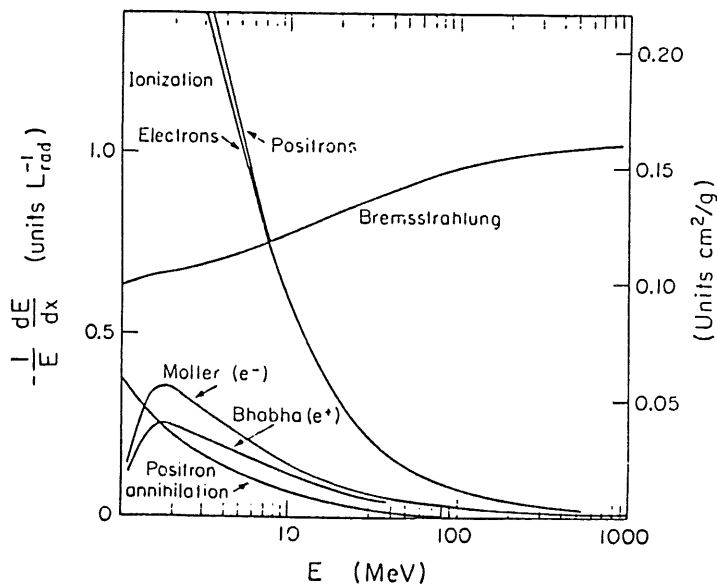


Abb. 1: Energieverlust von Elektronen bzw. Positronen in Blei [PH 88]

2.3 Energieverlust von Photonen in Materie

Wie oben schon erwähnt, liegen drei Effekte dem Energieverlust von Photonen in Materie zugrunde: Photo-Effekt, Compton-Effekt und Paarbildung.

Jeder dieser Effekte liefert, analog zum Energieverlust von Elektronen in Materie, einen energieabhängigen Beitrag zum gesamten Energieverlust. (Abb. 2)

Für Photonen mit einer Energie kleiner als 100 keV dominiert der Photo-Effekt, d.h. ein Elektron des Absorbermaterials absorbiert das einfallende Photon. Das durch diesen Effekt freiwerdende Elektron nennt man Photo-Elektron.

Bei Photon-Energien um 1 MeV ist die Compton-Streuung der dominante Effekt. Der Compton-Effekt bezeichnet die inelastische Streuung von Photonen an Elektronen. Der wesentliche Unterschied zum Photo-Effekt liegt darin, daß das Photon nach dem Stoß zwar Energie verloren hat, jedoch noch vorhanden ist.

Ist die Energie des Photons größer als $E = 2 m_0 c^2 = 1,02 \text{ MeV}$, setzt die Paarbildung ein, d.h. die Konversion eines Photons in ein Elektron und ein Positron. Da dieser Effekt in einem elektromagnetischen Schauerzähler die wichtigste Rolle spielt, wird er im folgenden Abschnitt genauer beschrieben.

2.3.1 Paarbildung

Durchquert ein Photonenstrahl der Intensität I_0 eine Schichtdicke x , so sinkt die Intensität auf

$$I = I_0 e^{-\mu x'} \quad (6)$$

wobei x' die Massenbelegung ($x' = \rho x$) und μ der Massenabsorptionskoeffizient ist, der wiederum vom entsprechenden Wirkungsquerschnitt σ abhängt.

Ist die reduzierte Photonenenergie ($\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$) wesentlich größer als $\frac{137}{Z^{1/3}}$, so kann man den Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung σ_p wie folgt schreiben:⁴

$$\sigma_p = r_0^2 4\alpha Z^2 \left[\frac{7}{9} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) - \frac{1}{54} \right] \quad (7)$$

Damit erreicht der Massenabsorptionskoeffizient, unter Vernachlässigung des letzten Terms, bei hohen Energien asymptotisch den Grenzwert: (Abb. 2)

$$\mu_{\max} = \frac{\sigma_p N_0}{A} = \frac{7}{9} \frac{1}{X_0} \quad (8)$$

Abbildung 2 zeigt die verschiedenen Anteile der drei Effekte am gesamten Massenabsorptionskoeffizienten μ in Abhängigkeit von der Photonenenergie E_γ , am Beispiel von Blei als Absorbermaterial.

Für die Intensität I als Funktion der durchquerten Schichtdicke x ergibt sich somit:

$$I = I_0 e^{-\frac{7x'}{9X_0}} \quad (9)$$

Es zeigt sich, daß die Strahlungslänge X_0 sowohl den Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung, als auch den Energieverlust von Photonen durch Paarbildung bestimmt. Sie ist somit eine sehr praktische Größe zur Beschreibung eines elektromagnetischen Schauers.

⁴ Die in diesem Abschnitt behandelten Formeln sind, falls nicht gesondert erwähnt, aus [KL 84]

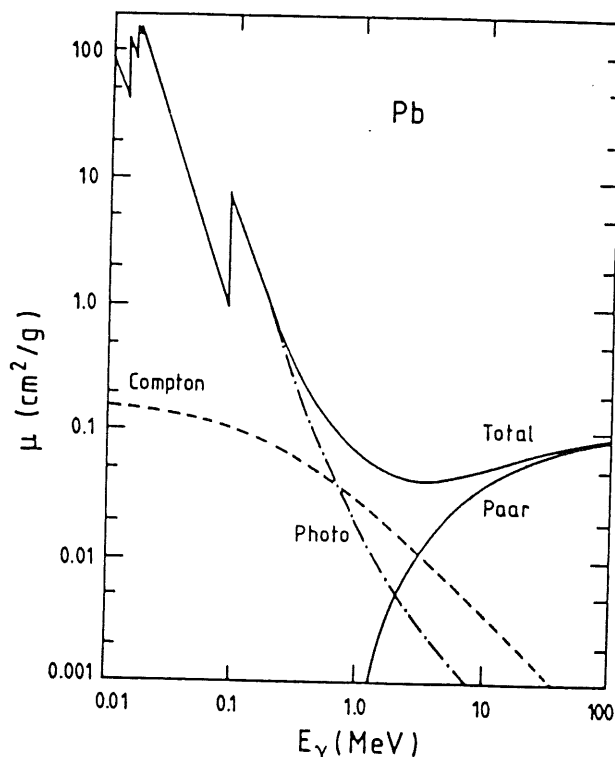


Abb. 2 : Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Blei [KL84]

2.4 Elektromagnetische Schauer

Ein elektromagnetischer Schauer kann sowohl durch ein einfallendes Elektron oder Positron, als auch durch ein Photon hervorgerufen werden. Der Ablauf eines solchen Schauers kann an einem einfachen Modell verdeutlicht werden und soll im Folgenden am Beispiel eines primären Elektrons erläutert werden.

In Abbildung 3 ist dieses Modell schematisch dargestellt.

Durchquert ein primäres Elektron mit der Energie E_0 eine Strahlungslänge, so verliert es die Energie $E_0(1 - \frac{1}{e})$ in Form eines Bremsquants. In einer weiteren Strahlungslänge konvertiert das Bremsquant mit 54% Wahrscheinlichkeit in ein Elektron-Positron-Paar, welche jeweils die Hälfte der Photonenergie besitzen. Das primäre Elektron strahlt, falls seine Energie größer ist als die kritische Energie, in dieser Strahlungslänge wieder ein Photon mit der Energie $E_0(\frac{1}{e} - \frac{1}{e^2})$ ab. Somit existieren nach zwei Strahlungslängen im Mittel vier Teilchen mit einer Energie von ungefähr $\frac{E_0}{4}$. Ist diese Energie größer als die kritische Energie, so beginnen obige Prozesse für jedes Teilchen erneut.

Sinkt die Energie der entstandenen Elektronen bzw. Positronen unterhalb der kritischen Energie, können keine neuen Photonen gebildet werden, da sie ihre Energie von nun an hauptsächlich durch Ionisation verlieren. Da die kritische Energie für alle Materialien, siehe Tabelle 1, größer als 1,022 MeV ist, können die zuletzt entstandenen Photonen noch in jeweils ein Elektron und ein Positron konvertieren, bevor der Schauer abrupt abbricht.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß ein elektromagnetischer Schauer nach n Strahlungslängen im Mittel aus 2^n Teilchen, mit einer mittleren Energie von $\frac{E_0}{2^n} \approx E_c$, besteht.

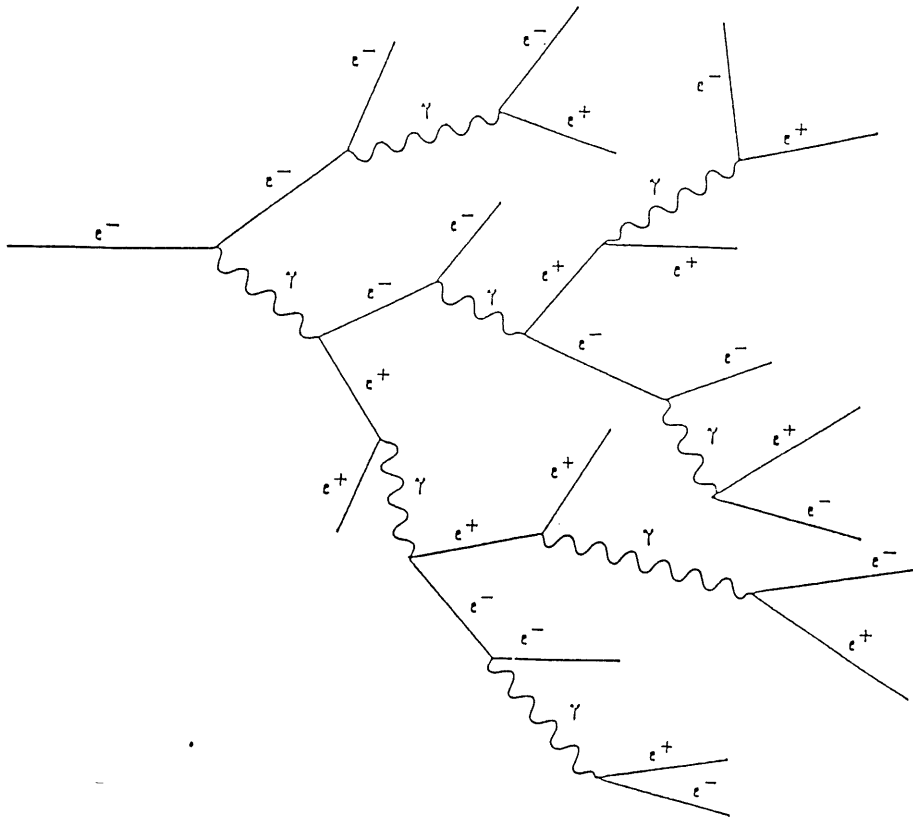


Abb. 3: *Schauerentwicklung eines elektroninduzierten elektromagnetischen Schauers [SA 89]*

Für die Anzahl der, in diesem Schauer vorhandenen, Generationen n gilt dann:

$$n = \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)}{\ln 2}, \quad (10)$$

und die Gesamtzahl der Teilchen N_p lautet:

$$N_p = 2^n = \frac{E_0}{E_c} \quad (11)$$

Integriert man die Wegstrecke aller geladenen Teilchen auf, so erhält man die Länge des Schauers L in Einheiten der Strahlungslängen:

$$L = \frac{2}{3} \int_0^{n_{\max}} N_p \, dn = \frac{2}{3 \ln 2} \frac{E_0}{E_c} \quad (12)$$

Unter Berücksichtigung der energieabhängigen Wirkungsquerschnitte für obige Prozesse liefern Monte-Carlo-Rechnungen die genauesten Ergebnisse, die man wie folgt zusammenfassen kann:

- die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum ist proportional zur Energie E_0 des primären Teilchens
- die Schichtdicke X_{\max} , in der sich das Schauermaximum befindet, steigt logarithmisch mit E_0
- die Länge des Schauers L ist proportional zu E_0

Abbildung 4 zeigt die longitudinale Verteilung des Energieverlustes in einem elektromagnetischen Schauer, der durch ein Elektron der Energie $E_0 = 6 \text{ GeV}$ induziert wurde, im Vergleich zu Monte-Carlo-Rechnungen [BA 70].

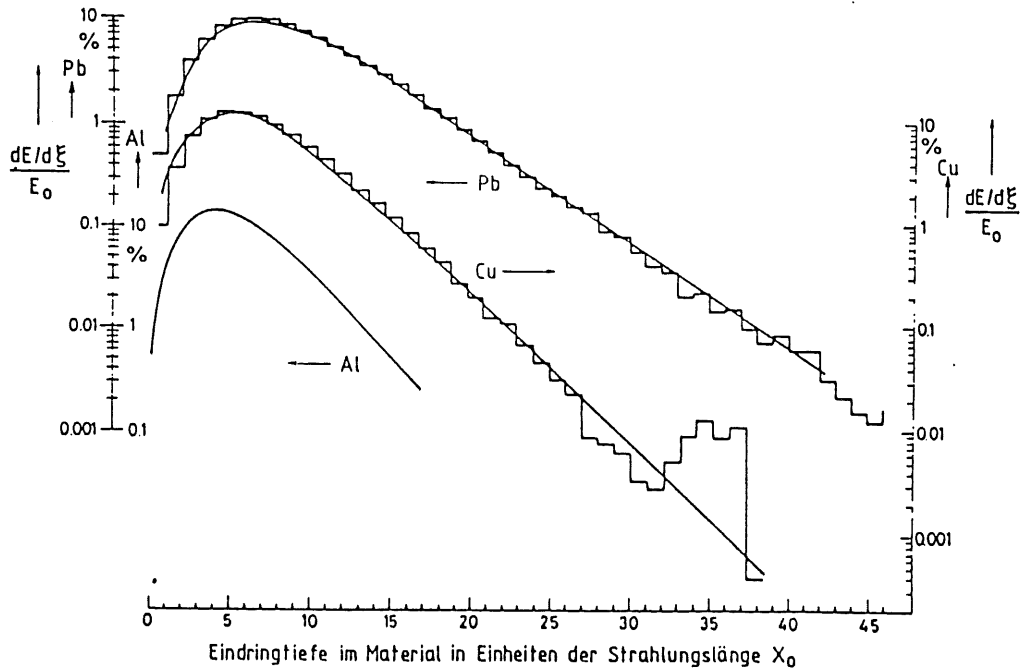


Abb. 4: Longitudinale Energieverlustverteilung eines Schauers, der durch ein Elektron mit einer Energie von 6 GeV induziert wurde, für die Materialien Blei (Pb), Kupfer (Cu) und Aluminium (Al), in Einheiten der Eindringtiefe ξ , mit $\xi = \frac{X}{X_0}$. (Die Linie zeigt die Messung, das Histogramm zeigt Monte-Carlo-Rechnung nach [BA 70])

Wie man Abbildung 4 entnehmen kann, steigt mit wachsender Eindringtiefe auch der Energieverlust stark an, bis er nach wenigen Strahlungslängen sein Maximum erreicht, um dann langsam bis zur vollständigen Absorption der sich im Schauer befindlichen Teilchen abzusinken.

Weiterhin stellt man fest, daß der Schauer nicht, wie in dem vereinfachten Modell angenommen, abrupt abbricht, sondern nur langsam, weil nur im Mittel alle Teilchen die kritische Energie erreichen. Es existieren also immer noch Teilchen, die ihre Energie durch Bremsstrahlung verlieren und somit neue sekundäre Teilchen produzieren, im Gegensatz zu anderen, die so niederenergetisch sind, daß sie absorbiert werden können.

Die longitudinale Schauerentwicklung kann gut durch die nachfolgende empirische Gleichung [PH 88] beschrieben werden. Sie beschreibt die mittlere Zahl von Elektronen bzw. Positronen deren Energie größer als 1,5 MeV ist, d.h. Comptonstreuung und Ionisation werden vernachlässigt, da ihr Beitrag zum Energieverlust oberhalb von 1,5 MeV sehr klein ist (vergl. Abb. 1).

$$\frac{dN}{dx} = N_0 x^\alpha e^{-\beta x} \quad (13)$$

$$\alpha = 2,0 - \frac{Z}{340} + (0,664 - \frac{Z}{340}) * \ln(E [\text{GeV}]) ; \text{ für } Z \geq 26$$

$$\beta = 0,634 - 0,0021 * Z$$

$$N_0 = 5,51 * E[\text{GeV}] * \sqrt{Z} * \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)}$$

und x die Schichtdicke in Einheiten der Strahlungslänge.

Die transversale Aufweitung des Schauers kommt durch Vielfachstöße niederenergetischer Elektronen zustande.

Um die transversale Verteilung der Teilchen in einem elektromagnetischen Schauer zu beschreiben, bedient man sich einer materialabhängigen Größe, dem Moliere-Radius R_m . Er beinhaltet alle relevanten Materialeigenschaften und kann mittels folgender Gleichung berechnet werden:

$$R_m = 21 \text{ MeV} * \frac{X_0}{E_c} \quad (14)$$

Die transversale Verteilung der Schauerteilchen für einige Materialien wird, abhängig vom Moliere-Radius, in Abbildung 5 gezeigt.

Wie man dieser Abbildung entnehmen kann, wird 99% der Schauerenergie in einem Zylinder mit einem Radius von ungefähr $3 R_m$ deponiert.

Tabelle 2 zeigt die Moliere-Radien für verschiedene ausgesuchte Materialien.

Material	Aluminium	Argon (fl.)	Eisen	Kupfer	Blei
Ordnungszahl Z	13	18	26	29	82
$R_M [\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}]$	10,7	12,34	12,11	12,28	19,4
$R_M [\text{cm}]$	3,97	8,82	1,54	1,37	1,71

Tabelle 2: Moliere-Radien für einige Materialien [SA 89]

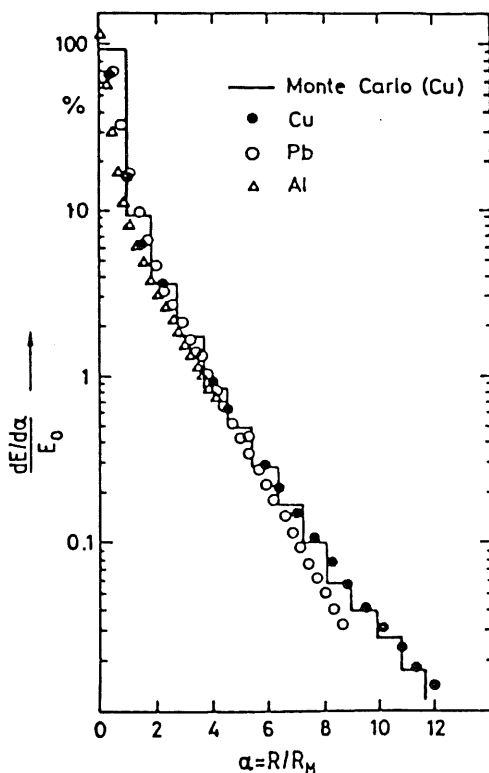


Abb. 5: Transversale Verteilung des Energieverlustes eines elektroneninduzierten Schauers, mit einer Primärenergie des Elektrons von 6 GeV, für verschiedene Materialien, in Abhängigkeit von $\alpha = \frac{R}{R_m}$. (Die Linie zeigt wiederum die Messung, das Histogramm die Monte-Carlo-Rechnungen nach [BA 70]).

2.5 Hadronische Schauer

Bei der Primärreaktion der beschleunigten Teilchen am Wechselwirkungspunkt entstehen neben den im vorigen Kapitel schon besprochenen Elektronen und Photonen auch Hadronen.

Hadronen, bzw. ihre Bestandteile, die Quarks, sind stark wechselwirkende Teilchen und erzeugen beim Eintritt in Materie durch inelastische Stöße mit den Nukleonen des Absorbermaterials in hadronischen Kalorimetern sekundäre Hadronen, die wiederum in der Lage sind tertiäre Hadronen zu bilden.

Diese Kaskade, genannt hadronischer Schauer, bricht erst dann ab, wenn die Energie der Hadronen so klein geworden ist, daß sie vollständig abgebremst oder absorbiert werden können.

Im Wesentlichen entstehen bei solchen Reaktionen sowohl geladene als auch ungeladene Pionen. Es besteht ebenfalls die Möglichkeit, daß Nukleonen aus den Kernen des Absorbermaterials herausgeschlagen werden oder induzierte Kernspaltungen stattfinden, deren Folge das Auftreten von Kernfragmenten ist. Letzteres findet jedoch nur in geringem Maße statt.

Die Verteilung der Primärenergie des Hadrons auf die einzelnen Reaktionsprodukte ist stark energieabhängig.

Neutrale Pionen haben nur eine kurze Lebenszeit (10^{-16} s) und zerfallen dann in zwei Gammaquanten, die, wie oben schon beschrieben, einen elektromagnetischen Schauer, in einem hadronischen Schauerzähler induzieren.

Geladene Pionen zerfallen in Myonen und Neutrinos. Da der Wirkungsquerschnitt für Myonen und Neutrinos sehr klein ist, können diese Teilchen in den meisten Fällen ohne weitere Wechselwirkung den hadronischen Schauerzähler verlassen.

Thermische Neutronen können wie die durch Ionisation abgebremsten Protonen in Kernprozessen eingefangen werden, jedoch können auch einige von Ihnen aus dem Detektor entweichen.

Somit stehen am Ende eines solchen hadronischen Schauers einerseits Elektronen, Positronen und Photonen aus den sekundär induzierten elektromagnetischen Schauern. Andererseits weitere Elektronen und Photonen, resultierend aus Kernprozessen, die durch tiefionisierende Teilchen, wie Protonen oder geladene Kerfragmente, induziert werden. Weitere Endprodukte sind Myonen, Neutrinos und Neutronen aus Zerfällen.

Da die Beschreibung eines solchen Schauers wesentlich komplexer als die eines elektromagnetischen Schauers ist, existiert kein einfaches Modell zur Beschreibung eines hadronischen Schauers.

Zur Beschreibung der räumlichen Ausdehnung eines solchen hadronischen Schauers verwendet man, analog zur Strahlungslänge X_0 bei elektromagnetischen Schauern, die materialabhängige Wechselwirkungslänge λ_0 .

Die Wechselwirkungslänge λ_0 beschreibt den Weg eines Hadrons in Materie, auf dem im Mittel eine Wechselwirkung zwischen dem Hadron und einem Kern des Absorbermaterials stattfindet.

Die Wechselwirkungslängen λ_0 einiger ausgesuchter Materialien sind in Tabelle 3 aufgeführt. Zum Vergleich sind für diese Materialien nochmals die Strahlungslängen X_0 angegeben.

Wie man der Tabelle entnehmen kann, ist die Wechselwirkungslänge λ_0 für gleiche Materialien wesentlich größer als die Strahlungslänge X_0 . Daher müssen hadronische Schauerzähler erheblich größer als elektromagnetische Schauerzähler dimensioniert werden.

Material	Z	$X_0 \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right]$	$X_0 \text{ [cm]}$	$\lambda_0 \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right]$	$\lambda_0 \text{ [cm]}$
Aluminium	11	24,01	8,90	106,4	39,40
Argon (fl.)	18	19,55	14,00	117,2	83,71
Eisen	26	13,84	1,76	131,9	16,76
Blei	82	6,37	0,56	194,0	17,095
Uran	92	6,00	≈ 0,32	199,0	≈ 10,50
$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	-	7,98	1,12	156,0	21,97

Tabelle 3: Wechselwirkungslängen λ_0 und Strahlungslängen X_0 für einige Materialien [RI 89]

2.6 Schauerzählertypen

Sowohl für elektromagnetische Schauerzähler, als auch für hadronische Schauerzähler, unterscheidet man grundsätzlich zwei Arten von Schauerzählern:

- i) Sandwich-Schauerzähler
- ii) homogene Schauerzähler

2.6.1 Sandwich-Schauerzähler

Ein Sandwich-Schauerzähler besteht aus mehreren Schichten, wobei eine Schicht inaktives Absorbermaterial von einer aktiven Detektormaterials abgelöst wird:

Im Absorbermaterial werden neue Teilchen erzeugt, so daß das primäre Teilchen seine Energie teilweise verliert.

Für Absorbermaterialien in elektromagnetischen Schauerzählern eignen sich besonders gut Materialien mit einer hohen Ordnungszahl Z, da der Energieverlust von Elektronen und Photonen in Materie, siehe Gleichungen (1), (5) und (9), mit wachsendem Z zunimmt.

Das Detektormaterial dient der Sammlung bzw. dem Nachweis der geladenen Teilchen, die das Absorbermaterial verlassen. Als Detektormaterial können Ionisationskammern, Vieldrahtproportionalkammern oder auch Szintillatoren verwendet werden.

Aus dem Aufbau eines solchen Sandwich-Schauerzählers wird klar, daß die Energie nicht kontinuierlich, sondern nur stichprobenartig gemessen wird.

Der Anteil, der in der Detektorschicht gemessenen Energie, wird " Sampling-Fraction " genannt und muß für verschiedene Teilchen, wie Elektronen e, Myonen μ , Protonen p oder Pionen π , unterschieden werden.

Sie lautet:

$$R_{\text{sampling}} = \frac{E_{\text{aktiv}}(i)}{E_{\text{aktiv}}(i) + E_{\text{inaktiv}}(i)} \quad i = e, \mu, p, \pi, \dots \quad (15)$$

E_{aktiv} bzw. E_{inaktiv} bezeichnen die Energiebeiträge, die in den aktiven bzw. inaktiven Schichten des Sandwich-Schauerzählers deponiert werden.

Diese Sampling-Fraction ist von besonderer Bedeutung bei der Interkallibration einzelner Kalorimeter. Da die in den einzelnen Schichten deponierte Energie sowohl von der Teilchensorte, als auch von der Energie des Teilchens abhängt, und somit für einzelne Teilchen unterschieden werden muß, verwendet man häufig die Sampling-Fraction eines sogenannten " minimal ionisierenden Teilchens (mip) ". Ein solches idealisiertes Teilchen besitzt einen Energieverlust, der dem Minimum der Bethe-Bloch-Gleichung (5) entspricht.

Die Sampling-Fraction eines mip's ergibt sich dann zu,

$$R_{\text{sampling}} = \frac{d_a * \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{aktiv}}}{d_a * \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{aktiv}} + d_i * \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{inaktiv}}} \quad (16)$$

wobei d_i bzw. d_a die Dicken der aktiven bzw. inaktiven Detektorschichten bezeichnen.

Eine Aussage über die Energie eines primären Teilchens, das eine bestimmte Ladung in den Detektorschichten deponiert hat, erhält man, wenn man das Kalorimeter zunächst mit Teilchen bekannter Energie eicht.

Zur Messung der transversalen Energieverteilung können die Ausleseeinheiten in geeigneter Weise segmentiert werden, d.h. in transversaler Richtung bestehen die Ausleseeinheiten aus elektrisch getrennten Segmenten, die getrennt ausgelesen werden können. Dies dient zur späteren Rekonstruktion der Schauerachse und des Auftreffpunktes des primären Teilchen im Kalorimeter und somit zu einer guten Ortsauflösung.

2.6.2 Homogene Schauerzähler

In homogenen Schauerzählern unterscheiden sich Detektor- und Absorbermaterial nicht voneinander.

Solche Schauerzähler bestehen aus optisch transparenten Kristallen, wie Natriumjodid NaJ oder Wismutgermaniumoxid $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (abgekürzt BGO), an denen schnelle und lichtempfindliche Detektoren, sogenannte Photomultiplier angebracht sind.

In homogenen Schauerzählern kann also die gesamte deponierte Energie nachgewiesen werden. Diese Energie ist gleich der Gesamtenergie des einfallenden Teilchens.

Eine Ortsauflösung homogener Schauerzähler erreicht man durch eine geeignete Granularität des Kalorimeters, d.h. es werden beispielsweise viele Einzelkristalle verwendet, die getrennt ausgelesen werden können.

Die beiden Typen von Schauerzählern zeigen durch ihre verschiedenen Arten der Energiemessung des einfallenden Teilchens auch Unterschiede in ihren Energieauflösungen (vergl. Tabelle 4).

2.7 Eigenschaften und Energieauflösung von Kalorimetern

Die Energieauflösung eines homogenen Kalorimeters mit einer unendlichen Ausdehnung ist bestimmt durch die statistische Schwankung der Teilchenzahl im Schauer. Diese Teilchen haben irgendwann eine so kleine Energie, daß sie vom Kalorimeter nicht mehr nachgewiesen werden können. Daher muß eine sogenannte untere Abschneideenergie E_A berücksichtigt werden.

Unter Berücksichtigung einer kritischen Energie E_c von 11,8 MeV, einer Abschneideenergie E_A von 0,5 MeV und einer Schauerlänge von $176 \frac{\text{cm}}{\text{GeV}}$, ergibt sich die Energieauflösung eines solchen Kalorimeters zu:⁵

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,7\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (17)$$

Für reale Schauerzähler kommen weitere Effekte hinzu, deren Anteile auf die gesamte Energieauflösung unterschiedlich sind.

Die oben gemachte Annahme der unendlichen Ausdehnung eines homogenen Schauerzählers kann für reale Schauerzähler natürlich nicht erreicht werden. Daher kann es vorkommen, daß einige Schauerteilchen und damit verbundene Teile der Schauerenergie den Schauerzähler verlassen. Diese Verluste nennt man "Leakage". Sie können sowohl longitudinal als auch transversal zur Schauerachse auftreten. Messungen ergaben jedoch, daß das longitudinale Leakage sich nachteiliger auswirkt als das transversale, da niederenergetische Teilchen transversal zur Schauerachse große Wege zurücklegen können, wohingegen longitudinales Leakage auch Teilchen beinhalten kann, die sich in der Nähe der Schauerachse befinden, so daß diese auch sehr hochenergetisch sein können.

Eine Abschätzung der longitudinalen Energieänderung lautet:

$$\sigma(E) = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{x_0} \sigma(x_{\text{max}}) \quad (18)$$

wobei der erste Term die Schauerenergie pro Schichtdicke am Ende des Detektors beschreibt, x_0 die Position der letzten Detektorschicht in Einheiten der Strahlungslänge und $\sigma(x_{\text{max}})$ die longitudinale Fluktuation des Schauermaximums bezeichnen.

Wendet man dies auf Photonen mit der Energie 1 GeV, für die $\sigma(x_{\text{max}}) = 1$ ist, an, ergibt sich der Beitrag zur Energieauflösung durch longitudinales Leakage zu:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{long. Leakage}} = 0,06 x_0 e^{-\frac{x_0}{2}}$$

Die Energieauflösung eines Schauerzählers wird zusätzlich durch die statistischen Schwankungen in der beobachteten Anzahl von Photoelektronen N_p verschlechtert.

Ihr Beitrag zur gesamten Energieauflösung beträgt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1}{\sqrt{N_p}} \quad (20)$$

Die oben genannten Beiträge zur Energieauflösung gelten sowohl für homogene als auch für Sandwich-Kalorimeter. Für die Verschlechterung der Energieauflösung von Sandwich-Kalorimetern müssen jedoch noch weitere Quellen berücksichtigt werden. Diese werden im folgenden kurz behandelt.

Die vorher schon erwähnte stichprobenartige Messung der Schauerenergie, und die damit verbundenen statistischen Schwankungen der in der aktiven Detektorschicht gemessenen geladenen Teilchen N , die sogenannte Sampling-Fluktuation, liefert einen weiteren Beitrag: [AM 81]

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{sampling}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (21)$$

⁵ Alle in diesem Kapitel behandelten Formeln stammen, falls nicht ausdrücklich erwähnt, aus [KL 84]

Die Teilchenzahl N ist abhängig von der gesamten Spurlänge S und der Schichtdicke d des aktiven Detektormaterials:

$$N = \frac{S}{d} = \frac{E_0 X_0 F(z)}{E_c d} \quad (22)$$

mit $F(z) = e^z (1+z \ln(\frac{z}{1,526}))$ und $z = 4,58 \frac{Z E_A}{A E_c}$

Die transversale Ausbreitung der Schauer, infolge der Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen für Absorbermaterialien mit großer Ordnungszahl Z , ist gegeben durch:

$$\frac{R_m}{X_0} = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} \approx 0,04 Z \quad (23)$$

Durch diese transversale Aufweitung des Schauers müssen die Teilchen am Rand des Schauers eine um den Faktor $(\langle \cos \Theta \rangle)^{-1} \approx 1,75$ größere Schichtdicke durchqueren.

Insgesamt erhält man so aus einer Monte-Carlo-Rechnung für ein Sandwich-Kalorimeter, bestehend aus 1 mm dicken Bleiplatten, unter der Annahme, daß die Abschneideenergie $E_A = 0$ ist, den Anteil für die Sampling-Fluktuationen von:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{sampling}} = \frac{4,5\%}{\sqrt{E [\text{GeV}]}} \quad (24)$$

Ist die aktive Detektorschicht in einem Sandwich-Kalorimeter aus Gas, so ergibt sich eine weitere Verbreiterung der Energieauflösungsfunktion. Die sogenannte " Spurlängen-Fluktuation ".

Sie entsteht durch die Tatsache, daß niederenergetische Elektronen senkrecht zur Schauerachse lange Wege in der Detektorschicht zurücklegen können.

Weiterhin führen Ionisationsprozesse mit hohem Energieübertrag auf das Elektron, sogenannte δ -Elektronen und die damit verbundene " Landau-Fluktuation " in solchen Prozessen, zu Energieauflösungsverlusten.

Die Anteile der einzelnen Fluktuationen (Sampling, Landau und Spurlängen) zur relativen Energieauflösung am Beispiel eines elektromagnetischen Blei-Flüssigargon-Kalorimeters (Pb/LAr-Kalorimeter) sind in Abb. 6 dargestellt. Die gesamte berechnete Energieauflösung beträgt, für diesen Fall:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E [\text{GeV}]}} \quad (25)$$

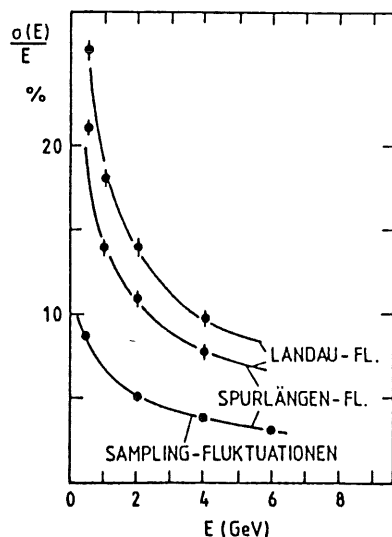


Abb. 6: Sampling-, Spurlängen- und Landau-Fluktuationen und ihre berechneten Beiträge zur relativen Energieauflösung eines elektromagnetischen Blei-LAr-Kalorimeters [KL 84]

Die Energieauflösung hadronischer Kalorimeter ist wesentlich schlechter als die elektromagnetischer Kalorimeter, da für sie noch andere Prozesse eine wesentliche Bedeutung haben.

Der vorher schon erwähnte Effekt, daß entstandene Myonen, Neutrinos und Neutronen das hadronische Kalorimeter verlassen können, bringt nur einen kleinen Anteil (ca. 1% bei 140 GeV Primärenergie) zur Energieauflösung hadronischer Kalorimeter. Im speziellen werden in HERA die entstandenen Pionen nachgewiesen, da deren durch die Zeitdilatation größere Lebenszeit im Laborsystem dies ermöglicht. Den größten Anteil liefern niederenergetische γ -Strahlung und Kernfragmente. Sie entstehen aus der Anregung oder Spaltung von Kernen des Absorbermaterials durch Schauerteilchen.

Diese niederenergetische γ -Strahlung und Kernfragmente haben so geringe Reichweiten, daß sie im Absorbermaterial steckenbleiben und somit keine sichtbare Energie hinterlassen. Ihr Anteil zur gesamten Energieauflösung ist abhängig von der Primärenergie des Hadrons und liegt zwischen 15% und 30%. Dieser Anteil kann jedoch durch geeignete Methoden drastisch gesenkt werden. Genauere Beschreibungen dazu findet man in [KL84].

2.8 Anmerkungen

Sandwich-Schauerzähler werden häufig verwendet, da sie sich durch eine sehr kompakte Bauweise auszeichnen.

Dies erkennt man an den kleineren Strahlungslängen X_0 und Wechselwirkungslängen λ_0 , die für die verschiedenen Arten von Schauerzählern verwendeten Materialien.

Beispielsweise sind die Strahlungslänge X_0 und die Wechselwirkungslänge λ_0 für Blei 0,56 cm/17,2 cm, wohingegen sie für Natriumjodid NaJ 2,59 cm/41,42 cm betragen.

Erst mit dem neu entwickelten BGO werden Werte erreicht ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ Strahlungslänge $X_0 = 1,12$ cm/Wechselwirkungslänge $\lambda_0 = 21,97$ cm), die es ermöglichen, homogene Schauerzähler, die eine wesentlich bessere Energieauflösung bieten, in Hochenergieexperimenten sinnvoll einzusetzen. Durch den hohen Preis dieser Kristalle sind solche Schauerzähler jedoch wesentlich teurer als ein Sandwich-Schauerzähler.

Die häufigste Verwendung fanden bisher Kalorimeter, die als Ionisationskammer ($\hat{=}$ aktive Detektorschicht) eine Schicht flüssig Argon verwendeten.

Der besondere Vorteil einer flüssig Argon (LAr) Ionisationskammer liegt in ihrer Langzeitstabilität. Da Argon sehr reaktionsträge ist, unterliegt es keinen nennenswerten Alterungsprozessen, im Gegensatz zu den sowohl bei homogenen als auch bei Sandwich-Schauerzählern verwendeten Szintillatoren und Photomultipliern. Daher können Ergebnisse eines Kalorimeters mit LAr-Ionisationskammer auch nach langer Zeit reproduziert werden. Voraussetzung ist, daß die Verunreinigungen im Argon über lange Zeit möglichst klein sind.

In Tabelle 4 sind einige Experimente mit den verwendeten Kalorimetern und deren Schichtdicken, sowie deren Energieauflösungen aufgeführt.

Die recht guten Energieauflösungen für Pb/LAr-Kalorimeter sind durch Optimierung von Absorberschichtdicke und Detektorschichtdicke erreicht worden.

Detektor	Absorber Schichtdicke [mm]	Detektor Schichtdicke [mm]	Gesamt Dicke [X ₀]	Energie- auflösung [%/√E]
ARGUS	1,0 Pb	5,0 Sc	12,5	8
CELLO	1,2 Pb	3,6 LAr	20,0	13
MARK II	2,0 Pb	3,0 LAr	15,0	13
MARK III	2,8 Pb	12,7 PWC	12,0	18
Tagged γ	1,6 Pb	12,7 LSc	19,0	12
TASSO	2,0 Pb	5,0 LAr	14,0	11
UA-1	3,0 Pb	2,0 Sc	26,0	15
AFS	1,6 U	2*2,5 Sc	19,5	11
UA-2	3,5 Pb	4,0 Sc	17,0	14
Crystalball		NaJ (Tl)	16,0	2,8 E ^{1/4}
Koba. et al.		BGO	—	2,5

Tabelle 4: Auflistung der bei einigen Experimenten verwendeten elektromagnetischen Kalorimetern, sowie deren Eigenschaften [FE 86, RI 89]
 Abkürzungen: PB ≙ Blei; Sc ≙ Plastikscintillator; LSc ≙ Flüssigscintillator;
 LAr ≙ flüssig Argon; PWC ≙ Proportional-Drahtkammer

3 Kalorimeter im H1-Detektor

3.1 Allgemeines

Da in HERA Elektronen mit einem Impuls von 30 GeV/c auf Protonen mit 820 GeV/c geschossen werden, zeigt der prinzipielle Aufbau des H1-Detektors (siehe Abb. 7) eine Asymmetrie bezüglich des Wechselwirkungspunktes (WWP), der in der Abbildung mit einem Kreuz gekennzeichnet ist.

Direkt um den WWP befinden sich die zentralen bzw. Vorwärtsspurkammern mit dem Übergangsstrahlungsmodul (2,3). Um sie herum liegt die innere Kryostatenwand, die zusammen mit der äußeren einen vakuumisolierten Kryostaten (15) bildet. In diesem Kryostaten sind sowohl der elektromagnetische (4) als auch der hadronische Teil (5) des H1-Kalorimeters untergebracht.

Den Kryostaten umschließt eine supraleitende Spule (6), die im Drahtkammerbereich ein Magnetfeld mit einer Feldstärke von maximal 1,2 T erzeugt.

Es folgt eine Schichtung von mehreren Eisenplatten zwischen denen sich Streamerrohr-Detektoren befinden, das sogenannte "Instrumentierte Eisen" (10). Die Eisenplatten dienen ebenfalls als Rückflußjoch für die supraleitende Spule. Die Streamerröhren dienen unter anderem dem Nachweis von Teilchen, die im hadronischen Schauer erzeugt wurden, jedoch das hadronische Kalorimeter verlassen konnten, wie beispielweise Myonen.

Sowohl nach innen, als auch nach außen, wird dieses Eisenjoch mit Myon-Kammern (9) abgeschlossen.

Eine Betonabschirmung verschließt den Detektor nach außen.

Ergänzt werden diese Detektoren noch durch ein spezielles Kupfer-Silizium Vorwärts-Kalorimeter⁶ (13), einen Myon-Toroid-Magneten (11) und einem warmen elektromagnetischen Sandwich-Schauerzähler (12), bestehend aus Blei als Absorbermaterial und Szintillatoren als Detektormaterial.

Die Kalorimeter im H1-Detektor Sandwich-Schauerzähler, mit Flüssigargon-ionisationkammern als aktives Detektormaterial. Als Absorbermaterialien verwendet man in den elektromagnetischen Teilen Blei und in den Hadronischen Eisen.

Für diese Sandwich-Schauerzähler erwartet man Energieauflösungen von:

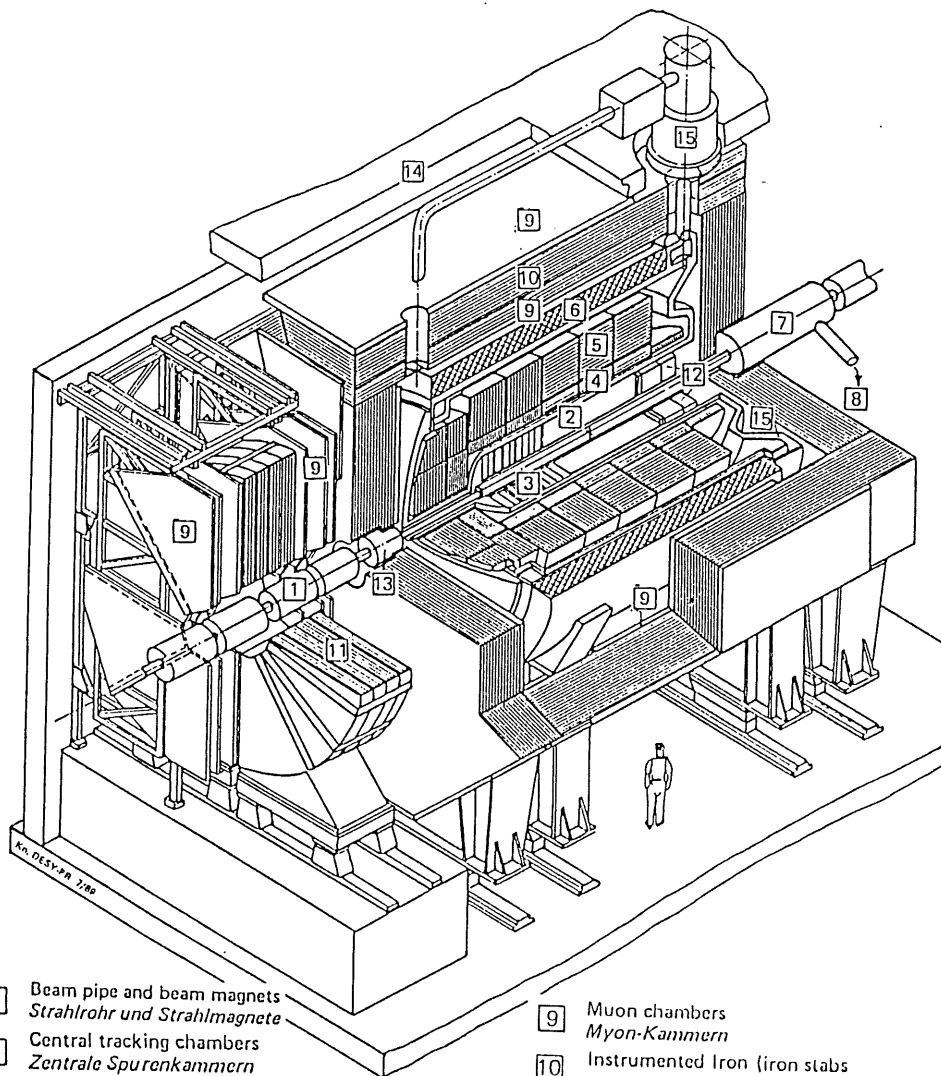
$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{FB/LAR} \approx \frac{10\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (26)$$

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{FB/LAR} \approx \frac{55\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (27)$$

Im Folgenden wird kurz der Aufbau des H1-Kalorimeters beschrieben.

Im Anschluß daran wird im speziellen auf den Aufbau des FB1E-Kalorimeters eingegangen. Danach wird die Entstehung der Signale, sowie deren weitere Verarbeitung, als auch die Verkabelung der Einzelmodule besprochen. Zum Schluß dieses Kapitels wird die Notwendigkeit verschiedener Tests zur Funktions- und Qualitätskontrolle aufgezeigt.

⁶ Vorwärts bzw. vorderer Teil bezieht sich auf die Flugrichtung der Protonen



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

Abb. 7: Schematischer Aufbau des H1-Detektors bei HERA (DESY) [DE 89]

3.2 Aufbau des H1-Kalorimeters

Das H1-Kalorimeter wird grundsätzlich in drei verschiedene Bereiche aufgeteilt: in den hinteren Teil, genannt backward barrel (BB), den zentralen Teil central barrel (CB) und den vorderen Teil, der wiederum in zwei Bereiche aufgeteilt ist, in den forward barrel (FB) und in den inner bzw. outer forward (IF bzw. OF).

Jeder dieser Teilbereiche besteht aus einer verschiedenen Anzahl von Ringen, BB besteht aus einem Ring, CB aus drei (1-3), FB aus zwei (1-2) und IF bzw. OF aus jeweils zwei (1-2).

Diese Ringe sind wiederum in unterschiedliche Anzahlen von Supermodulen unterteilt. Die BB-, CB- und FB-Ringe bestehen aus jeweils acht Supermodulen, wohingegen sowohl die IF- als auch die OF-Ringe nur aus jeweils zwei sogenannten "Halbringen" bestehen.

Jedes Supermodul besteht seinerseits wiederum aus einem elektromagnetischen (E) und einem hadronischen (H) Modul, sogenannte "Stacks".

Es gibt jedoch einige Ausnahmen dieser Regel. Wie die BB-Supermodule, besitzen auch die IF1-Supermodule nur einen elektromagnetischen Teil (BBE, IF1E), wohingegen die IF2-, OF1- und OF2-Supermodule nur einen hadronischen Teil besitzen.

Somit besteht das H1-Kalorimeter aus 50 elektromagnetischen und 46 hadronischen, also zusammen 96 Einzelmodulen.

In Abbildung 8 ist der schematische Aufbau des H1-Kalorimeters dargestellt.

Abbildung 9 zeigt das H1-Kalorimeter in Einheiten der Strahlungslängen X_0 und Wechselwirkungslängen λ_0 .

Die Entwicklung und der Bau des elektromagnetischen Kalorimeterringes FB1E waren eine der Aufgaben, die das III. Physikalische Institut B der RWTH Aachen im Rahmen der H1-Kollaboration übernommen hat.

Im Folgenden wird genauer auf den Aufbau der elektromagnetischen Module des FB1-Ringes (FB1E) eingegangen.

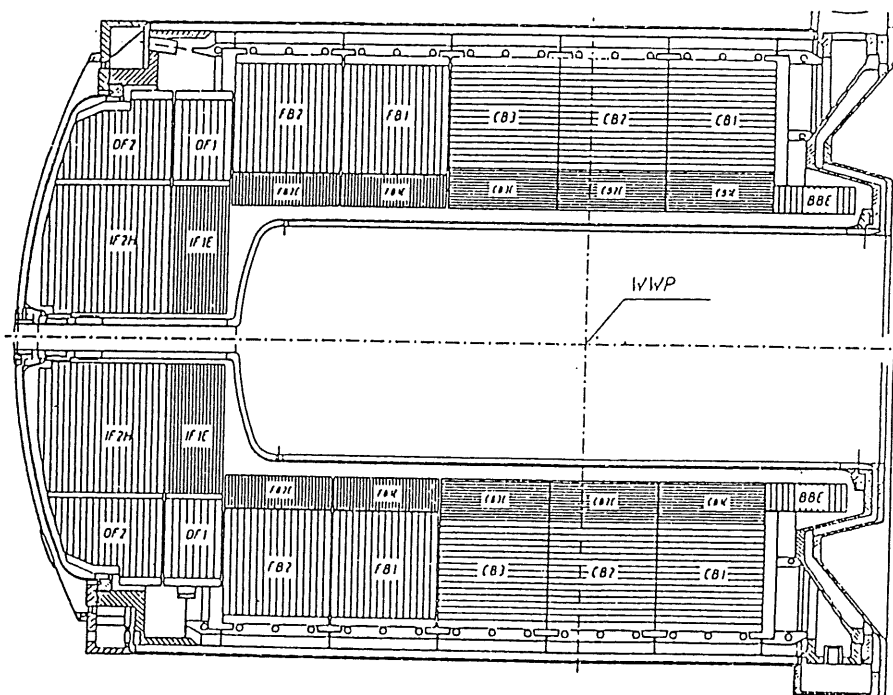


Abb. 8: Schematische Darstellung der Kalorimeter im H1-Detektor

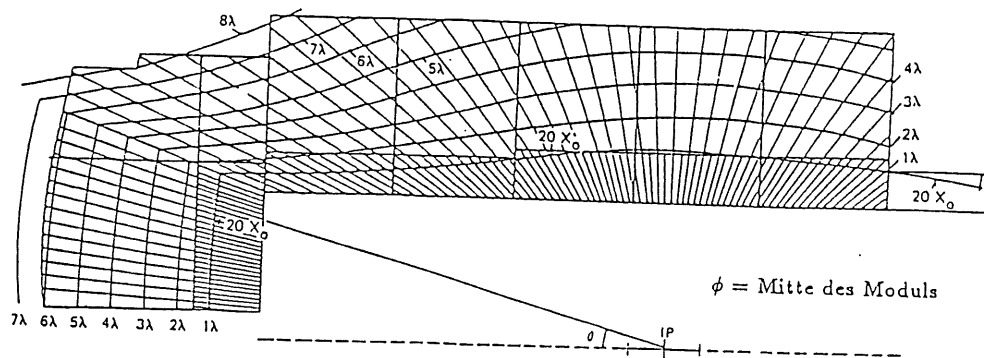


Abb. 9: Abmessungen des HI-Kalorimeters in Einheiten der Strahlungslängen X_0 und Wechselwirkungslängen λ_0 [SA 89]

3.3 Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters FB1E

Da der Aufbau des FB1-Ringes sich nicht wesentlich von dem des FB2-Ringes unterscheidet, wurde die Entwicklung, als auch die Herstellung einiger Teile, in Kooperation mit den anderen Instituten vorgenommen. Die hadronischen Module für FB1 bzw. FB2 wurden im MPI München gebaut, wohingegen die Module für FB1E in Aachen und die Module für FB2E an der Universität Dortmund gebaut wurden.

Man unterscheidet bei den Detektoreinheiten zwischen Hochspannungsplatten (Highvoltage-Boards) und Ausleseplatten (Readout-Boards), die abwechselnd in einem Modul angeordnet sind.

Das Stahlgehäuse, in dem diese Platten angebracht sind, besteht aus einer jeweils 6 mm dicken Vorder-, Mittel- und Rückwand, die jeweils mit neun Löchern versehen sind. Durch diese Löcher werden teflonbeschichtete Stahlstangen geschoben, die es erlauben, zwischen zwei Platten einen GIO-Ring⁷ zu schieben, der den Abstand zweier Platten und somit die Größe der Ionisationskammer definiert. Dieser Hohlraum, genannt "Gap", wird später mit Flüssigargon gefüllt.

Zur Versteifung dieser Konstruktion wurden noch Seitenwände angeschweißt.

Diese Konstruktion ist, durch das Gewicht des Bleis, keine selbsttragende Konstruktion. Durch das Anschrauben der elektromagnetischen Module an ihr hadronisches Pendant, das hauptsächlich aus Eisen besteht, wird die Konstruktion erst stabil.

Die insgesamt acht FB1E-Module bestehen jeweils aus 114 "normalen" Platten, und sieben "spezial" Platten. Diese sind senkrecht zur Protonenrichtung angebracht.

Ihre senkrechte Stellung ergibt sich aus der Lage des FB1E-Kalorimeters zum Wechselwirkungspunkt und der damit verbundenen Flugrichtung und Energie der zu erwartenden Teilchen. FB1E überdeckt einen Winkelbereich in Θ zwischen 30° und 45° . (siehe Abb. 8)

In den acht Ecken, die sich aus der zylindrischen Form der inneren Kryostatwand und der oktantischen Form des FB1E-Rings ergeben, befinden sich Rohacellstücke, die die Aufgabe haben, dort das Flüssigargon zu verdrängen, da Flüssigargon größere Strahlungslängen bzw. Wechselwirkungslängen besitzt als Rohacell. Daher wird diese Konstruktion "Argonverdränger" genannt.

Die verwendeten Platten bestehen im wesentlichen aus einer Bleiplatte, auf die, je nach Art der Platten, verschiedene Platinen aufgeklebt werden.

⁷ GIO ist glasfaserverstärktes Epoxy

3.4 Aufbau der verschiedenen Detektorelemente

Zunächst muß jede Bleiplatte für die Klebung vorbereitet werden. Da Blei nur sehr schlecht mit anderen Materialien verklebt werden kann, wurde an unserem Institut eine spezielle Vorbehandlung der Bleiplatten entwickelt.

Die Bleiplatten werden beidseitig mit einer Mischung aus Kunststoffgranulat und Wasser gestrahlt, um ihre Oberfläche leicht aufzurauen und zu säubern. Die Oberfläche des Bleis darf dabei nicht zerstört werden, da sonst Bleistücke durch die Klebeschicht treten und Kurzschlüsse produzieren können. Weiterhin hat die Zertrümmerung der gewalzten Bleioberfläche den Verlust der Haftfähigkeit bei der Klebung zur Folge. Daher wird mit einem niedrigen Druck (ca. 1,8 bar) und unter einem kleinen Strahlwinkel (ca. 15°) gestrahlt. Danach werden die Platten mit Alkohol gesäubert und nach Trocknung in einem Vakuumofen beidseitig mit einem Lack auf Epoxidharzbasis (Primer) überzogen.

In einem weiteren Arbeitsgang werden die Bleiplatten nun beidseitig mit Hilfe des sogenannten "Prepregs", einem Epoxidharzkleber der auf Glasfasermatten aufgebracht ist, mit Platinen verklebt. Die Platten zeigten ihr größtes Festigkeitsverhalten wenn die Klebung bei einer Temperatur von ca. 140°C und einem Druck von ca. 7 bar durchgeführt wurde. Die hohe Temperatur hat zur Folge, daß sich der Kleber verflüssigt und dadurch jede, durch das Strahlen der Bleioberfläche entstandene, Vertiefung ausfüllt.

3.4.1 Ausleseplatten

Die Ausleseplatinen bestehen aus beidseitig kupferkaschiertem G10-Material. Auf der Außenseite ist die Kupferoberfläche in drei Reihen à jeweils 16, zusammen also 48, unterschiedlich großen Segmenten eingeteilt. Diese Segmente werden " Pads " genannt. Jedes Pad besitzt eine Durchkontaktierung auf die Rückseite der Platine, auf der dann die Leiterbahnen zu einer Kontaktleiste geführt werden (s. Abb. 10).

Der genaue Aufbau der einzelnen Pads, d.h. deren Größe und Abmessungen, ergibt sich aus der Projektivität der Pads bezüglich des Wechselwirkungspunktes, und ist in Abbildung 11 dargestellt.

Entscheidend an dieser Segmentierung ist die Tatsache, daß die Auslesekanäle projektiv in φ -Richtung sind. Eine Projektivität in Θ -Richtung würde bedeuten, daß jede Platte andere Padgrößen aufweisen müßte. Dies ist jedoch aus Produktionsgründen nicht möglich, so daß man sich auf drei Familien unterschiedlicher Padgrößen einigte. Genauer hierzu findet man in [SA 89,H1 86]. Um Kurzschlüsse zu verhindern, wurde auf die jeweilige Beschichtung rings um die neun Löcher, dort wo sich die G10-Ringe befinden, verzichtet.

Abbildung 10 zeigt den Verlauf der Leiterbahnen auf der Rückseite der Platinen und verdeutlicht die Zuordnung eines Pads zu einer Kontaktleiste.

Die Dicken der einzelnen Schichten und die daraus resultierende Gesamtdicke einer Ausleseplatte sind im Folgenden aufgelistet:

Blei	incl. Primer	2,4 mm
Prepreg	4x	0,13 mm
G10	2x	0,73 mm
Kupfer	4x	0,035 mm
Gesamtdicke	≈	4,52 mm

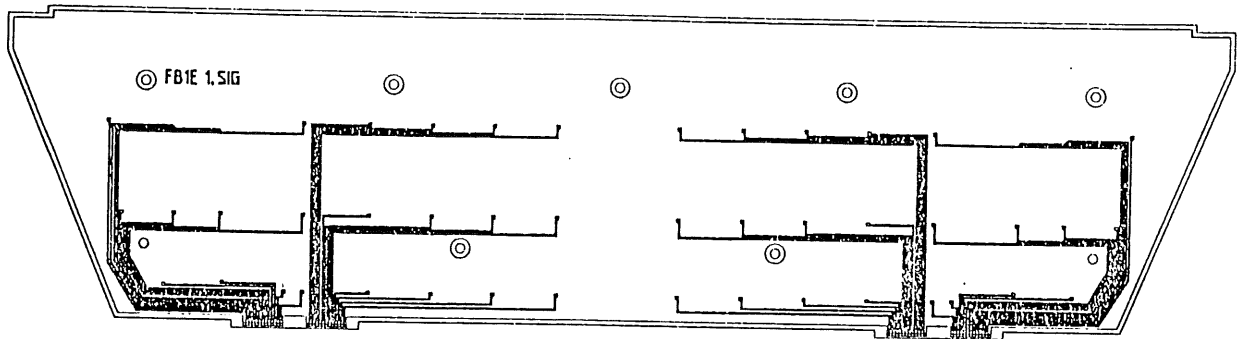
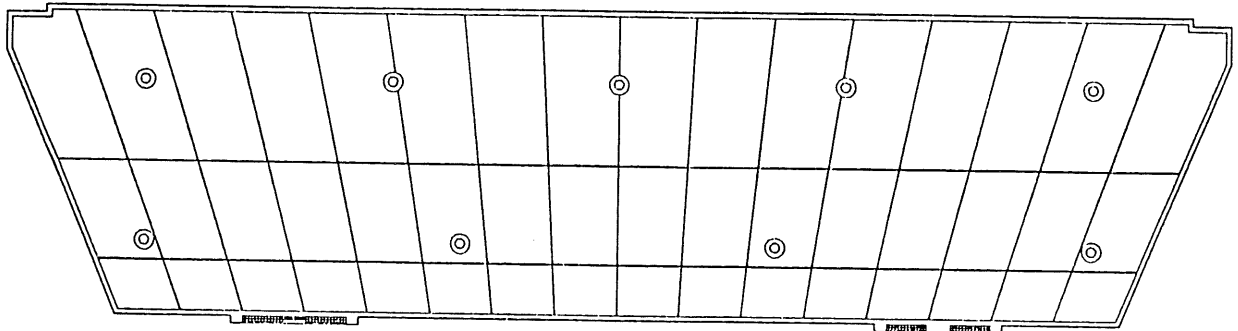
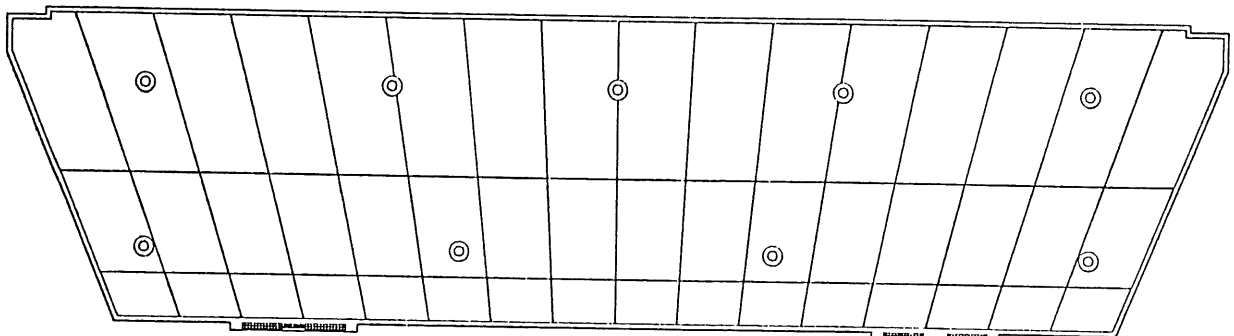


Abb. 10: Verlauf der Leiterbahnen vom Pad zur Kontaktleiste, auf der Rückseite der Platinen

FB1E 1.PAD



FB1E 2.PAD



FB1E 3.PAD

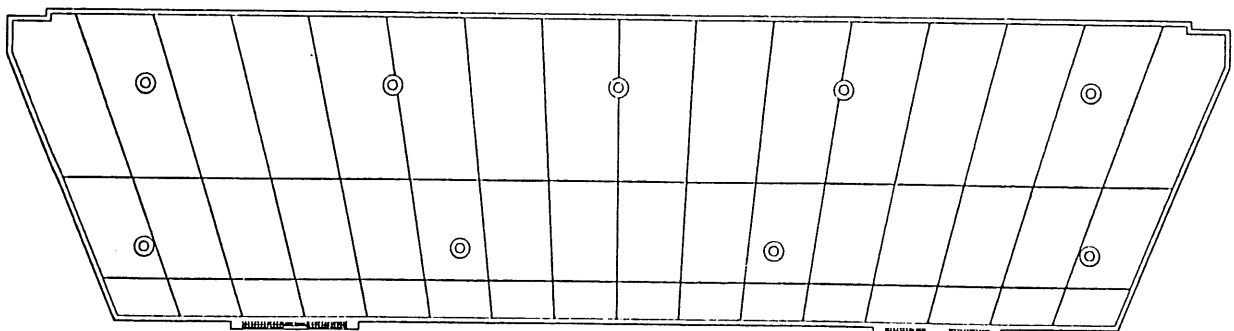


Abb. 11: Struktur der Pad-Segmentierung der drei Familien in FB1E

3.4.2 Hochspannungsplatten

Die Hochspannungsplatten besitzen ebenfalls den oben schon beschriebenen Bleikern. Auf die Bleiplatte wird dann eine beidseitig kupferkaschierte G10-Platine, die keine Segmentierung besitzt, aufgeklebt. Diese Platine beklebt man nun mit einer durchschlagfesten Folie (Kapton-Folie), auf die dann eine hochohmige Schicht, das High-Resistive-Coating (HRC), aufgebracht wird. Diese Schicht dient zur Einkopplung der Hochspannung.

Die Gesamtdicke einer Hochspannungsplatte ergibt sich aus den einzelnen Schichtdicken wie folgt:

Blei	incl. Primer	2,4 mm
G10	2x	0,73 mm
Kupfer	4x	0,035 mm
Prepreg	4x	0,13 mm
Kapton	2x	0,075 mm
HRC	2x	0,05 mm
Gesamtdicke		≈ 4,77 mm

Zwischen jeweils einer Ausleseplatte und einer Hochspannungsplatte befinden sich an neun Stellen G10-Ringe, mit einer Dicke von 2,4 mm, durch die die Stahlstangen geschoben werden.

Abbildung 12 zeigt den schematischen Aufbau einer, aus einer Hochspannungsplatte und einer Ausleseplatte bestehenden, normalen Auslesezone.

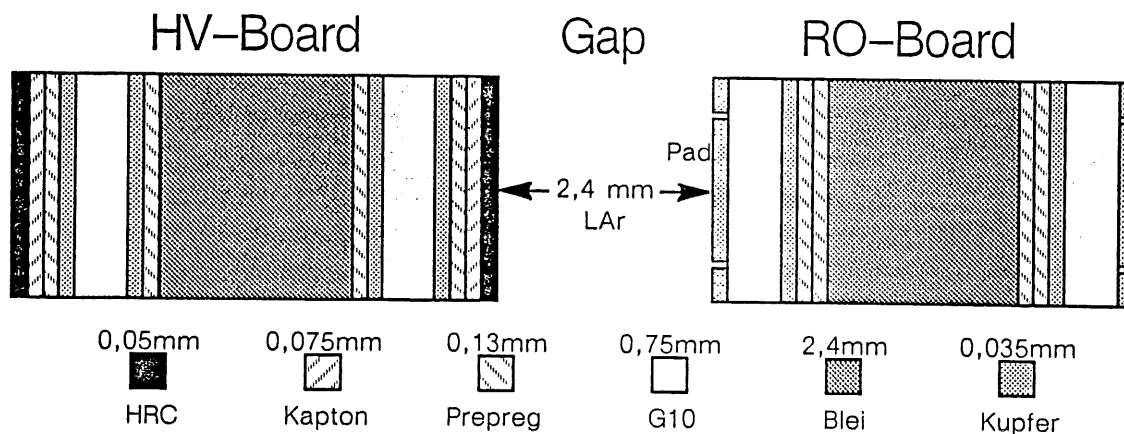


Abb. 12: Schematischer Aufbau einer Auslesezone, bestehend aus Hochspannungsplatte - Gap - Ausleseplatte

Um die, durch das Stahlgehäuse verursachten, zusätzlichen Strahlungslängen wieder auszugleichen, bedient man sich sogenannter "Spezial-Platten".

Dabei wird eine normale Ausleseeinheit, bestehend aus einer Hochspannungsplatte, einer Ausleseplatte und zwei Gaps, durch eine spezielle Ausleseeinheit ersetzt. Diese Ausleseeinheit besteht aus zwei speziellen Hochspannungsplatten, zwischen denen sich die Stahlwand befindet und einer speziellen Ausleseplatte, sowie zwei Gaps.

Durch Optimierung der Materialdicken der einzelnen Platten konnte erreicht werden, daß der Energieverlust eines mip's in dieser speziellen Ausleseeinheit genauso groß ist wie in einer normalen Ausleseeinheit.

3.4.3 Spezielle Ausleseplatten

Bei einer speziellen Ausleseplatte wird anstatt der Bleiplatte zwischen die beiden Ausleseplatten eine beidseitig kupferkaschierte G10-Platine geklebt. Die Dicke einer speziellen Ausleseplatte ergibt sich somit zu :

G10	3x	0,73 mm
Kupfer	6x	0,035 mm
Prepreg	4x	0,13 mm
Gesamtdicke		≈ 2,92 mm

3.4.4 Spezielle Hochspannungsplatten

Die speziellen Hochspannungsplatten werden auch " halbe Hochspannungsplatten " genannt, da sie nur aus einer beidseitig kupferkaschierten G10-Platine bestehen, die jedoch im Vergleich zu den sonst üblichen Platinen etwas dicker sind. Diese Platine wird nur einseitig mit der Kapton-Folie beklebt, auf die wiederum das HRC aufgebracht wird. Ihre Dicke ergibt sich somit zu:

G10		1,93 mm
Kupfer	2x	0,035 mm
Prepreg	1x	0,13 mm
Kapton	1x	0,075 mm
HRC		0,05 mm
Gesamtdicke		≈ 2,25 mm

Tritt ein Teilchen vorne in ein FBIE-Modul ein, so mußte es zunächst die Rückwand des vor diesem Modul sich befindenden CB3E-Moduls durchqueren. Die Strahlungslängen dieser Stahlwand müssen kompensiert werden. Daher wird jedem Modul eine Ausleseeinheit vorgelagert, das sogenannte " Independent-Readout-Board " (IRB). Es besteht aus zwei halben Hochspannungsplatten und einer dazwischenliegenden speziellen Ausleseplatte.

Innerhalb des Moduls befinden sich zunächst wiederum eine halbe Hochspannungsplatte und eine Ausleseplatte ohne Blei um die vordere Stahlwand des FBIE-Moduls zu kompensieren. Die Mittelwand des Moduls ist ebenfalls von zwei halben Hochspannungsplatten umgeben, denen in positiver z-Richtung (Proton-Flugrichtung) eine Ausleseplatte ohne Blei folgt.

Den genauen Aufbau des IRB's und eines Moduls zeigt Abbildung 13.

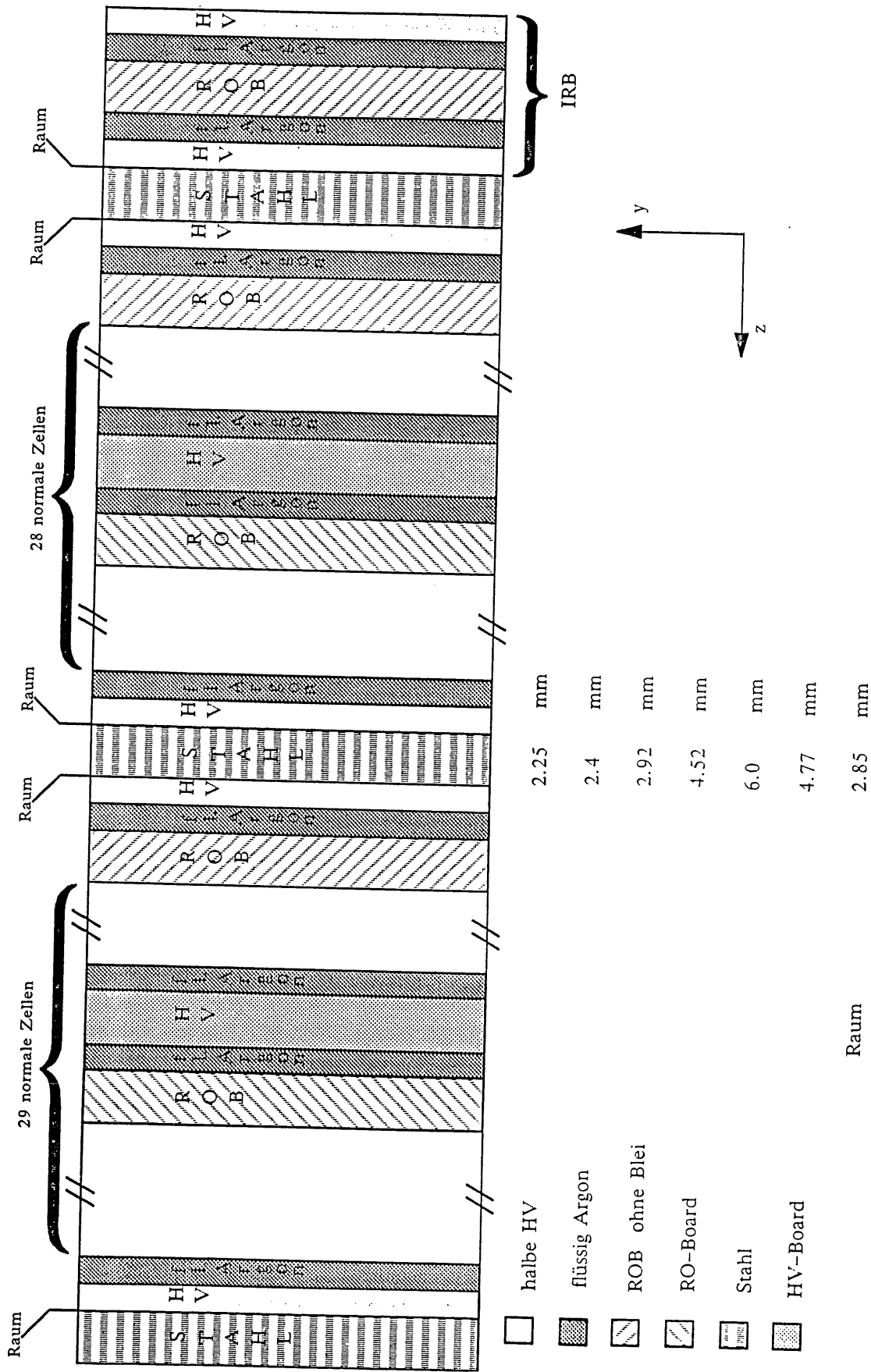


Abb. 13: Schematischer Aufbau eines Moduls

3.5 Datenverarbeitung der FBIE - Signale

3.5.1 Signalerzeugung

Die Schauerteilchen die die Absorberplatte verlassen, ionisieren Argonatome im nachfolgenden Flüssigargon-Gap und setzen somit Elektronen frei.

Der Plattenkondensator, der durch eine Hochspannungsplatte auf der einen Seite des Gaps und einer Ausleseplatte auf der anderen Seite gebildet wird, baut ein elektrisches Feld (ca. $1 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$) auf.

Die Elektronen driften nun, mit der, als konstant anzusehenden, für Argon typischen Driftgeschwindigkeit von ca. $5 \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$ bei $1 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$ zur Anode.

Um das gesammte Gap, der Breite d , zu durchqueren benötigen die Elektronen die Driftzeit t_d , sie ergibt sich zu:

$$t_d = \frac{d}{v_d}$$

Der durch diese Ladungssammlung messbare Strom beträgt zur Zeit $t < t_d$ nach Durchqueren des ionisierenden Teilchens: [WI 74]

$$I(t) = N e \frac{v_d}{d} \left(1 - \frac{t_d}{t}\right) \quad (28)$$

wobei N die Anzahl der freigewordenen Elektronen bezeichnet.

Die dann gesammelte Ladungsmenge ergibt sich zu:

$$Q(t) = N e \int_0^t I(t) dt = N e \left(\frac{t}{t_d} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_d}\right)^2\right) \quad (29)$$

Nach Ablauf der Driftzeit t_d ist die Ladungssammlung beendet. Die gesamte zu messende Ladung ergibt sich dann zu:

$$Q(t_d) = \frac{1}{2} N e \quad (30)$$

Das bedeutet, daß im Mittel nur die Hälfte der entstandenen Ladungen an der Anode zur Signalbildung beitragen.

Verunreinigungen im Argon, hauptsächlich O_2 , bewirken eine Anbindung der zur Signalerzeugung notwendigen Elektronen, so daß die oben ermittelte Anzahl von Elektronen, die zur Signalbildung beitragen, verkleinert werden könnte. Daher muß darauf geachtet werden, daß die Verunreinigungen im Argon möglichst gering bleiben.

Die mittlere freie Weglänge λ der Elektronen ist ein Maß für die Anbindung der Elektronen und reziprok proportional zur Konzentration der Verunreinigung k . Sie kann folgendermaßen parametrisiert werden: [KL 84]

$$\lambda = \alpha \frac{E}{k} \quad (31)$$

Bei elektrischen Feldstärken zwischen von $0,2 - 7 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$ ergibt sich die Empfangskonstante α nach Messungen [HO 76] zu:

$$\alpha = (15 \pm 3) 10^{-15} \frac{\text{m}^2}{\text{V}} \quad (32)$$

Die mittlere freie Weglänge ergibt sich somit zu einigen Millimetern, so daß dieser Einfluß in LAr-Ionisationskammern, mit einer Ausdehnung von wenigen Millimetern, sehr gering ist.

Die auf den "Pads" gesammelten Ladungen werden über die Rückseite der Platine zu einem der vier Anschlußleisten der Ausleseplatte geführt.

3.5.2 Signalverarbeitung

Das so entstandene Signal wird in einem, dem ladungsempfindlichen Verstärker nachgeschalteten, ADC (**A**nalog-**D**igital-**C**onverter) mit Hilfe eines Taktgebers, dem sogenannten "Trigger", über eine definierte Zeit, das sogenannte "Gate", integriert [BU 88, ZE 88].

Abbildung 14 zeigt das Ersatzschaltbild einer Auslesezelle.

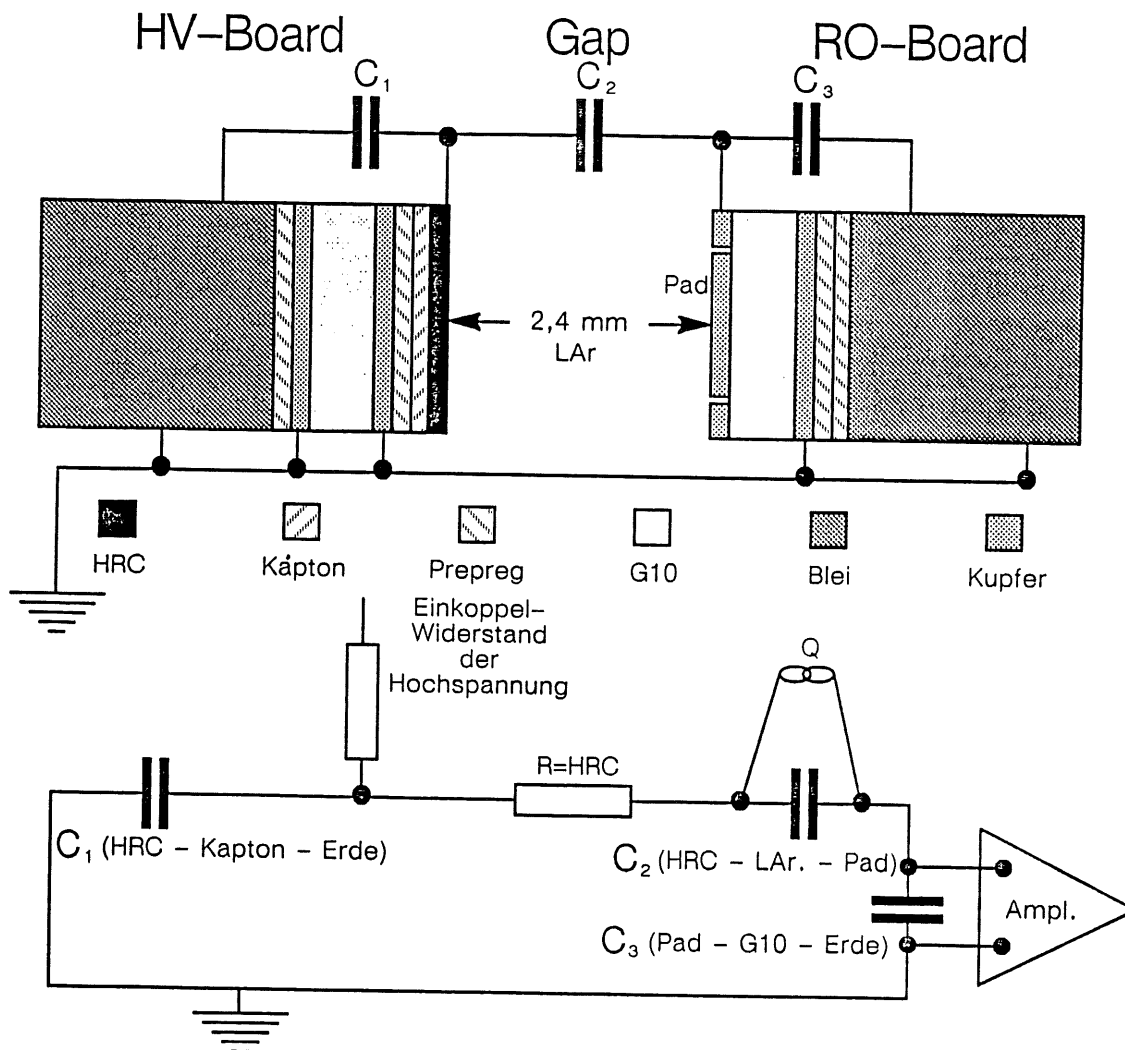


Abb. 14: Ersatzschaltbild einer Auslesezelle

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, besitzt eine Auslesezelle drei verschiedene Kapazitäten.

C_1 stellt dabei die Kapazität zwischen dem HRC und der, durch die Kaptonfolie, abgeschirmten, geerdeten Kupferbeschichtung der darunterliegenden Platine dar. Mit dieser Kapazität können Störungen in der Hochspannung unterdrückt werden, die zu Inhomogenitäten im elektrischen Feld führen würden.

Die zweite Kapazität, die zwischen dem HRC und dem Auslesepad über das LAr gebildet wird und in der Abbildung mit C_2 bezeichnet wird, stellt mit dem Widerstand des HRC's ein RC-Glied dar, das den Strom zum Signalverstärker begrenzt. Diese Kapazität ist jedoch für die Integration des Signals bedeutungslos. Für diese Integration ist nur die sogenannte Pad-Kapazität C_3 verantwortlich, die das Pad zur darunterliegenden, nur durch das Prepeg abgeschirmten, geerdeten Bleiplatte bildet.

Bei insgesamt acht Modulen mit jeweils 60 Ausleseplatten à 2 * 48 Pads würden insgesamt 46080 Auslesekanäle nur für FB1E existieren. Da dies jedoch zu viele Auslesekanäle sind, müssen diese in geeigneter Weise zusammengefasst werden.

Zunächst werden die beiden Platinen einer Ausleseplatte an den Kontaktleisten elektrisch verbunden, so daß zwei Pads an derselben Stelle zweier Gaps ein gemeinsames Signal liefern.

Weiterhin werden einige Pads^a, die in +z-Richtung an derselben Stelle verschiedener Gaps sind, zu einem sogenannten "Shower-Tower" zusammengefaßt. Dies entspricht einer Parallelschaltung der einzelnen Kapazitäten und erhöht somit die Zeitkonstante $R_1 C_3$ ($R_1 \hat{=}$ Innenwiderstand des Verstärkers), von der die Lage des Gates bei der Integration abhängig ist. Daher sollten die Schwankungen in den Padkapazitäten kleiner als 5-10% sein.

Ebenso ist durch die Erhöhung der Kapazität ein Anstieg des Rauschpegels zu erwarten. Damit dieser nicht zu groß wird, sollte die Gesamtkapazität kleiner als 10 nF sein.

Tabelle 5 zeigt die einzelnen Board-Familien und ihre Zusammenfassung, in positiver z-Richtung, zu z-Layern, sowie ihre einzelnen Padgrößen.

z-Layer	Familie	Anzahl der Platinen in einem Shower-Tower	Pad	Padhöhen [mm]
1	1	6 + (2 * IRB)	A	40
2	1		B	80
3	1		C	120
4	1			
5	2	10	A	35
6	2		B	80
7	2		C	125
8	2			
9	3	12	A	30
10	3		B	80
11	3		C	130
12	3			

Tabelle 5: Zusammenfassung der drei Board-Familien zu Shower-Towern, sowie ihre Lage in z-Richtung und die einzelnen Padhöhen

Durch eine Vorselektion der Daten kann erreicht werden, daß unerwünschte Ereignisse, wie zum Beispiel Ereignisse, die nicht durch die Reaktion von Elektron und Proton am WWP hervorgerufen wurden, nicht abgespeichert werden. Die Entscheidung, ob die Datennahme eines Signals erwünscht ist, wird in einem sogenannten "Trigger" getroffen. Er erhält Informationen von vielen Detektorelementen, so daß durch vorher eingestellte Verknüpfungen dieser Informationen, die Entscheidung getroffen wird, ob das Ereignis im Detektor ein Triggersignal erhält, d.h. ausgelesen wird oder nicht. Eine Information, die das Kalorimeter liefert, ist die Tatsache, daß die deponierte Energie größer ist als eine eingestellte

^a die genaue Zahl der zusammengefassten Pads ist aus Tabelle 5 ersichtlich

Schwelle. Da diese Entscheidung schnell getroffen werden muß, kann nicht jeder Kanal des Kalorimeters einzeln ausgelesen werden. Daher werden sogenannte " Trigger-Tower " gebildet. Die Einheiten eines Trigger-Towers werden gleichzeitig ausgelesen.

Ein Trigger-Tower für FBIE besteht aus 16 Signalen und zwar vier Shower-Tower in z - und vier in φ -Richtung. Dies bedeutet, daß die Signale der 576 Shower-Tower eines FBIE-Moduls zu 36 Trigger-Towern zusammengefaßt werden.

Abbildung 15 zeigt die Aufteilung der Trigger-Tower in einem FBIE-Modul.

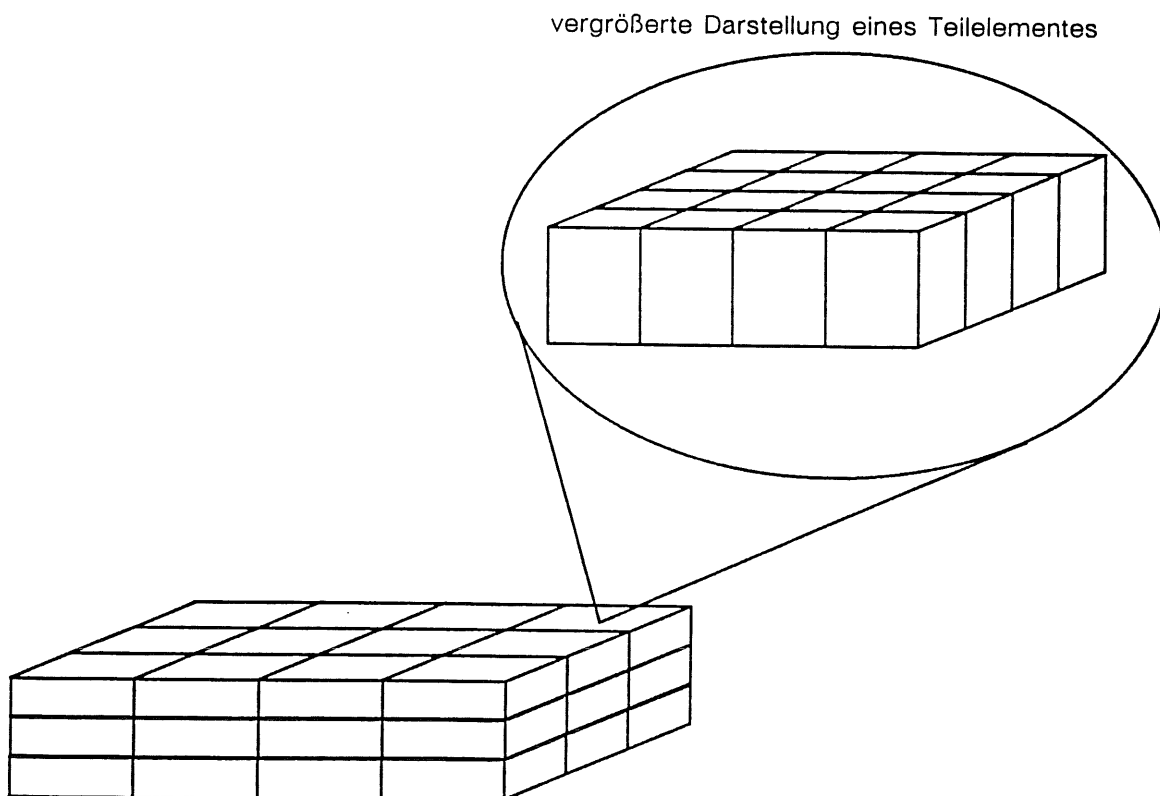


Abb. 15: Einteilung eines FBIE-Moduls in 36 Trigger-Tower, sowie die Einteilung eines Trigger-Towers in 16 Shower-Tower

3.5.3 Signalführung

Auf jeder Kontaktleiste einer Ausleseplatte liegen 12 Signale, entsprechend der 48 Pads pro Ausleseplatte (s. Abb. 10).

Um das Übersprechen (Cross-Talk) zwischen den einzelnen Kanälen zu vermindern, liegt zwischen zwei Signalen eine Erdungsleitung.

Das Zusammenfassen der verschiedenen Anzahlen von Ausleseplatten zu Shower-Towern, auch "Ganging" genannt, geschieht durch die Signalkabel, die mit dementsprechend vielen Steckern versehen sind. Dies bewirkt eine Parallelschaltung der Auslesekanäle.

Die hierfür verwendeten Flachbandkabel besitzen 26 Leitungen (12 x Signal, 14 x Masse), damit auch hier zwischen zwei Signalen jeweils eine Masseleitung liegt.

Daher verlaufen an der Unterseite der Module vier Bündel, entsprechend der vier Konnektoren, von jeweils 12 26-adrigen dünnen Signalkabeln.

Damit die zu einem Trigger-Tower gehörenden Signale auf einem Kabel den Kryostaten verlassen, ist eine Umsortierung der Signale von 48 26-adrigen Kabeln auf 36 20-adrige Kabel (16 Signale und 4 Massen) notwendig. Dies geschieht auf entsprechend ausgelegten Platinen, den sogenannten "Merging-Boards", die sich auf der Oberseite der hadronischen Module befinden.

Weiterhin sind auf diesen Merging-Boards Kalibrations-Kondensatoren angebracht, die es ermöglichen, mit Hilfe eines speziellen Impulsgebers definierte Ladungen auf die Pads zu induzieren, deren Signale man wiederum an den Analog-Digital Wandlern (ADC's) abgreifen kann, um somit eine Aussage zwischen Signalgröße und der ihr entsprechenden Ladung für jeden Kanal treffen zu können.

3.6 Tests der Detektorelemente

Um die in diesem Kapitel genannten Eigenschaften der Platten, bzw. ihrer Bestandteile sicherzustellen, bedarf es während der Produktion einer ständigen Kontrolle bestimmter Bauparameter. Diese Kontrolle ist notwendig, um sicherzustellen, daß alle Ausleseeinheiten zufriedenstellend funktionieren. Durch die Bestimmung der Bauparameter kann eine Aussage über die Homogenität zwischen den einzelnen Modulen getroffen werden.

Da das gesammte Kalorimeter sich in Flüssigargon bei einer Temperatur von ca. 90 K befindet, sollten verschiedene Tests mit ca. 10% der verwendeten Platten in Flüssigstickstoff (ca. 87 K) wiederholt werden, um auch die Funktionstüchtigkeit des Kalorimeters bzw. seiner Bestandteile bei Betriebstemperatur sicherzustellen.

Damit die Ergebnisse dieser Tests für die einzelnen Kalorimeterringe untereinander verglichen werden können, einigte man sich in der H1-Kollaboration auf einen einheitlichen minimalen Testkatalog. Die, aus diesem Katalog sich ergebenden Tests, sowie die bei FB1E durchgeführten Tests, sind in nachfolgender Tabelle 6 aufgelistet.

Auf den Aufbau dieser Tests, sowie deren Auswertung wird in Kapitel 4 genauer eingegangen.

Plattenart und Meßgröße	minimal Anforderung	Messung für FB1E
Hochspannungsplatinen * Dicke	Teilweise	Alle
Ausleseplatinen * Oberflächenkontrolle * Dicke * Kapazitäten * Kurzschlüsse	Alle Alle Alle Teilweise	Alle Alle Alle Alle: 800 V
Bleiplatten * Dicke	Alle	Alle: 2 Punkte
Hochspannungsplatten * Dicke * Widerstand des HRC - Oberflächenkontrolle * vor Kältezyklus * nach Kältezyklus - Hochspannung * bei Raumtemperatur * bei 87 K	Teilweise Teilweise Alle Teilweise Alle: 3 kV Teilweise: 3 kV	Alle: 8 Punkte Alle: 4 Punkte Alle Teilweise Alle: 3 kV Teilweise: 5 kV
Ausleseplatten * Dicke - Kapazitäten; Kurzschlüsse (Pad - Erde) * bei Raumtemperatur * bei 87 K - Oberflächenkontrolle * vor Kältezyklus * nach Kältezyklus	Alle Alle Teilweise Alle Teilweise	Alle: 8 Punkte Alle Teilweise Alle Teilweise
Flachbandkabel * Kapazitäten	Jeder Typ	Jeder Typ
Fertiges Modul - Kapazitäten; Kurzschlüsse * bei Raumtemperatur - Hochspannung * bei Raumtemperatur * bei 90 K - Gaps * Spacer * Gapgröße	Alle Alle Teilweise Alle Alle	Alle Alle nur Prototyp Alle Alle
Merging-Boards - Kapazitäten; Kurzschlüsse * bei Raumtemperatur * bei 90 K - Kalibrationskapazitäten * bei Raumtemperatur * bei 90 K	Alle Alle Alle Alle	Alle Alle Alle Alle

Tabelle 6: Notwendige Testverfahren für das FB1E-Kalorimeter, sowie dessen Bestandteile

4 Testverfahren und deren Auswertung

4.1 Allgemeines

Um die einwandfreie Funktion des elektromagnetischen Kalorimeterrings FB1E gewährleisten zu können, wird jede Platte, sowie deren einzelne Bestandteile getestet. Jedes aus diesen Platten gebaute Modul, sowie der daraus entstehende FB1E-Ring werden einer Funktionskontrolle unterzogen.

Im Folgenden wird zunächst der Aufbau der einzelnen Tests, sowie deren Ergebnisse für jeden Plattentyp vorgestellt.

Zuerst mußte jedoch jede Platte, bzw. Platine einer optischen Kontrolle unterzogen werden, um nicht verwendbare Platten auszusondern, die zum Beispiel mechanisch beschädigt waren.

4.2 Dickenmessung

Wie bereits erwähnt, sind alle Platten eines Moduls in einem Stahlgehäuse untergebracht, dessen Maße festgelegt sind. Deshalb sind für die folgenden Platten bzw. deren Bestandteile Soll-Dicken festgelegt worden, die durch die Dickenmessung kontrolliert werden:

- a) Bleiplatten
- b) Ausleseplatinen
- c) Hochspannungsplatten
- d) Ausleseplatten
- e) spezielle Hochspannungsplatten
- f) spezielle Ausleseplatten

Die Dickenmessung wurde mit Hilfe eines Präzisions-Bügels in den ein elektronischer Meßtaster eingebaut wurde, durchgeführt. Dieser Meßbügel stellt ein gekoppeltes System dar, welches den Vorteil hat, daß eine Messung von oben und unten, sowie die Bestimmung der Dicke durch Differenzbildung, entfällt. Der Meßbügel ist unempfindlich gegenüber thermischen Veränderungen und die Wiederholgenauigkeit der Messung liegt bei ca. $3\mu\text{m}$, unabhängig von Temperatur und Luftfeuchtigkeit.

Zur einfacheren Handhabung der Meßapparatur wurde dieser Meßbügel in eine Rollenbahn integriert, so daß jeder Punkt der Platten, bzw. Platinen vermessen werden kann. Mit Hilfe eines mechanischen Auslösers kann sichergestellt werden, daß der Anpreßdruck des Meßtasters sowohl sehr klein ist, um mechanische Deformierungen der Platten zu vermeiden, als auch immer konstant. Den Aufbau dieser Meßapparatur zeigt Abbildung 16.

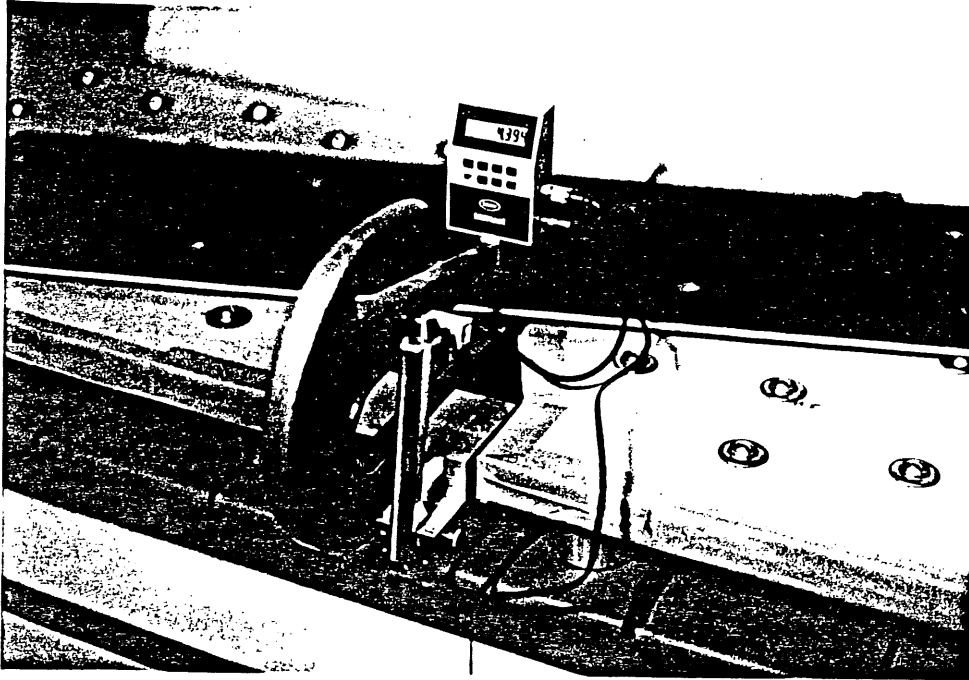


Abb. 16: Aufbau der Apparatur zur Dickenmessung

4.2.1 Bleiplatten

Es wurden ausschließlich Bleiplatten bearbeitet, deren Dicke zwischen 2,375 mm und 2,40 mm lag.

Nach Aufrauen und Lackieren der Oberfläche wurde die Dicke jeder Bleiplatte an zwei Punkten, die man Abbildung 17 entnehmen kann, gemessen.

Wie Abbildung 18 zeigt, bestehen keine signifikanten Abweichungen bezüglich der Plattendicke zwischen den beiden Meßpunkten. Die mittlere Bleidicke, nach der Vorbehandlung, beträgt 2,455 mm, mit einer Standardabweichung von 0,018 mm ($\approx 0,7\%$). Berücksichtigt man das Lackieren der Platten mit ca. $10\mu\text{m}$ pro Seite und das Aufrauen mit $20-25\mu\text{m}$ pro Seite, so ergibt sich die mittlere Bleiplattendicke zu etwa $(2,39 \pm 0,018)\mu\text{m}$. In Strahlungslängen umgerechnet, bedeutet dies, daß die mittlere Strahlungslänge einer Bleiplatte ungefähr $0,43 X_0 \pm 0,003 X_0$ beträgt. Diese geringe Abweichung ermöglicht es, daß man, beim Verkleben der Bleiplatten mit den Platinen zu einer fertigen Platte, die Bleidicke nicht gesondert zu protokollieren braucht.

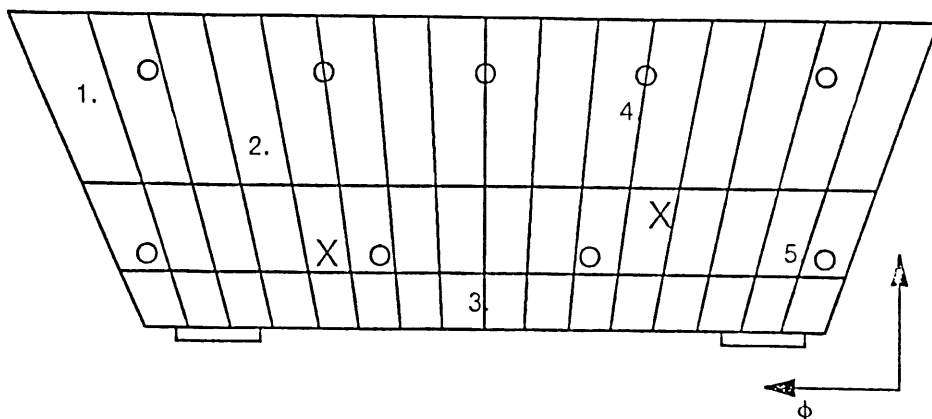


Abb. 17: Lage der Meßpunkte bei der Dickenmessung der Bleiplatten (x), sowie der Ausleseplatinen

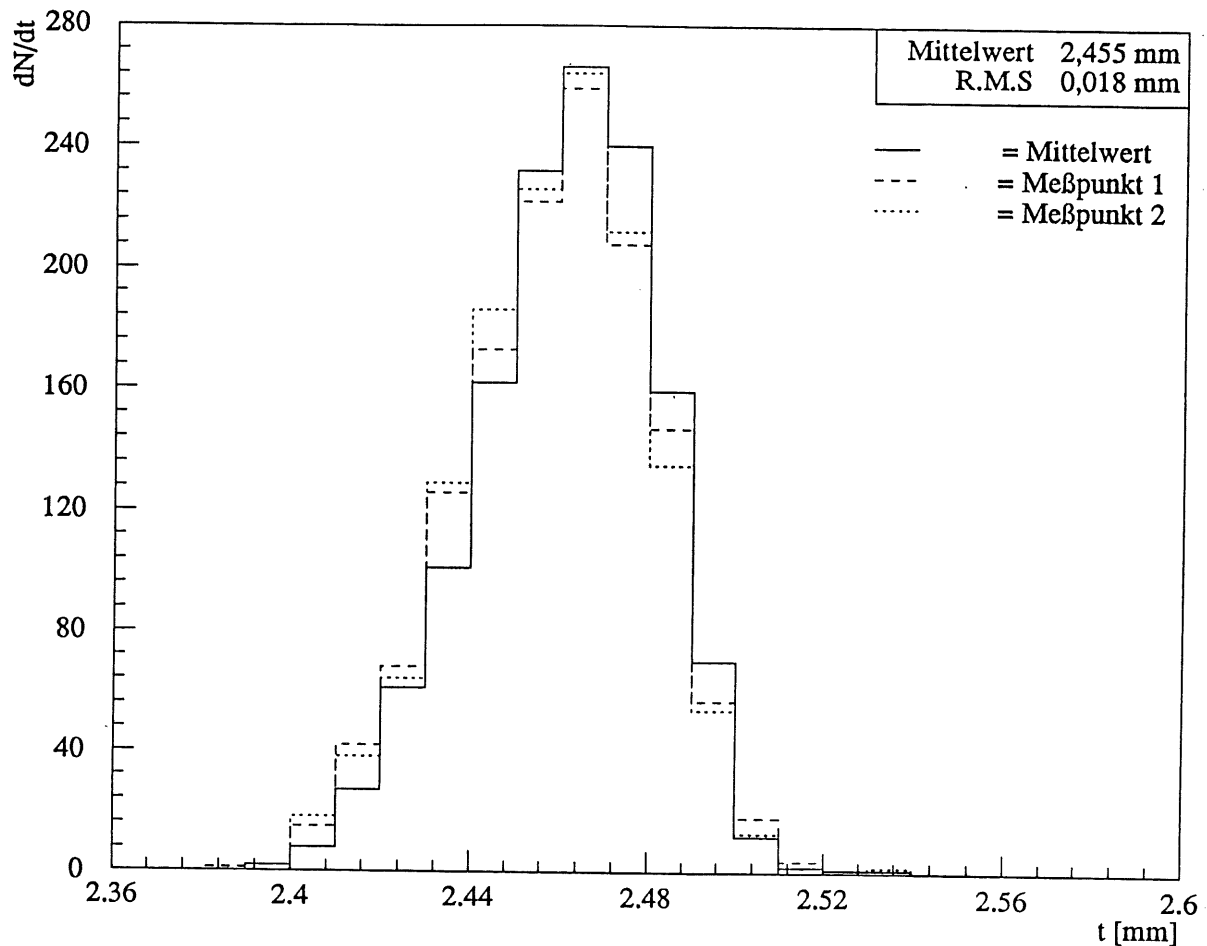


Abb. 18: Dickenverteilung der FBIE-Bleiplatten

4.2.2 Ausleseplatinen

Die Lage der fünf Punkte zur Dickenmessung der Ausleseplatinen geht aus Abbildung 17 hervor.

Die Abbildungen 19 a-e zeigen die Meßergebnisse für diese Punkte. Es ist keine systematische Variation der Dicken an den verschiedenen Meßpunkten zu erkennen (Abb. 19 g). Obwohl die Soll-Dicke der Platinen 0,8 mm beträgt, mußten Platinen mit einer Dicke von 0,6 mm akzeptiert werden, da aus produktionstechnischen Gründen keine Ersatzplatinen, entsprechender Dicke, geliefert werden konnten. Trotzdem beträgt die Dicke einer Ausleseplatine, wie man Abbildung 19 f entnehmen kann, im Mittel $(0,8 \pm 0,02)$ mm.

Per Computerprogramm wurden jeweils zwei, miteinander zu verklebende Platinen so ausgesucht, daß sich im Mittel die gewünschte Dicke der Platten und somit eine gewisse Homogenität der Platten untereinander ergab. Abbildung 19 h zeigt die Verteilung der sich daraus ergebenden, mittleren Dicke eines Platinenpaares.

4.2.3 Hochspannungsplatine

Die nicht segmentierten Platinen, die sowohl für die Produktion einer Hochspannungsplatte, als auch einer speziellen Ausleseplatte benötigt werden, wurden nicht von uns gemessen. Laut Angaben der Universität Dortmund beträgt die Dicke dieser G10-Platinen ($0,73 \pm 0,05$) mm.

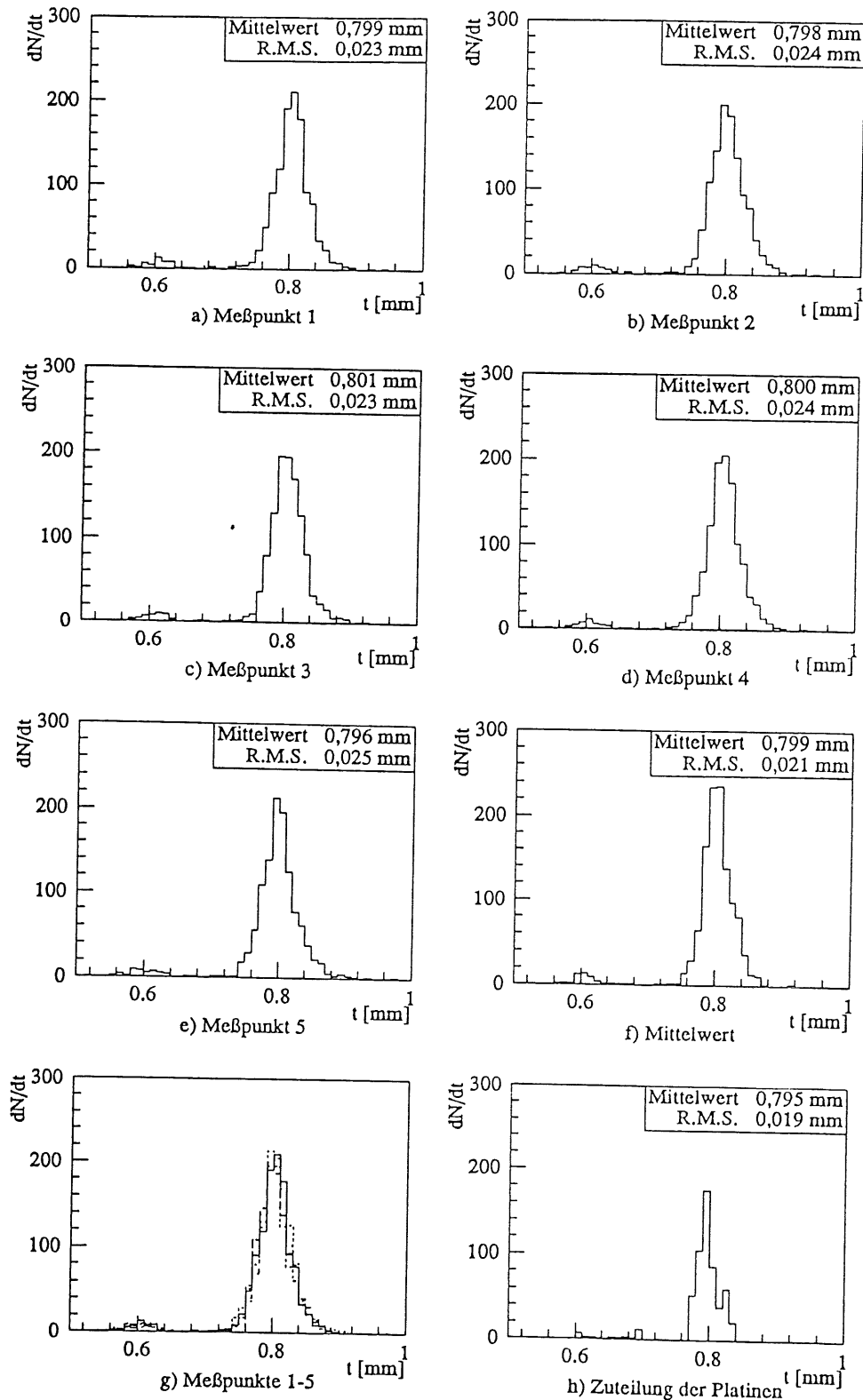


Abb. 19: Dickenverteilung der Ausleseplatinen an den Meßpunkten 1-5 (a-e), sowie deren Mittelwert (f), Überlagerung (g) und Zuteilung (h)

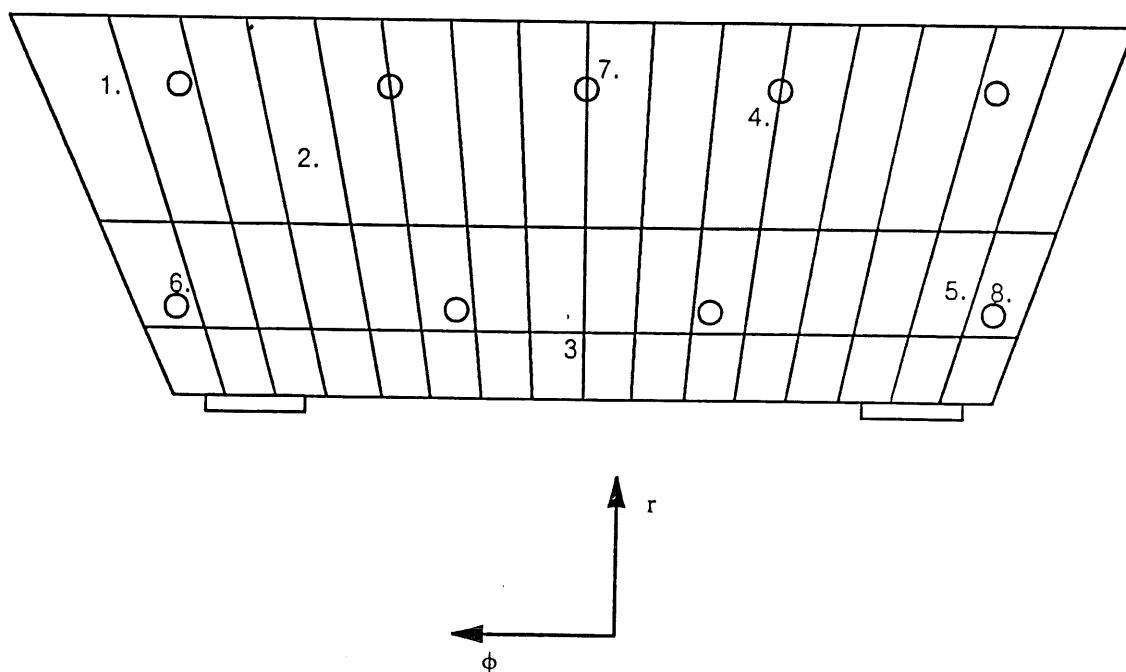
4.2.4 Hochspannungsplatten

Die Dicke der Hochspannungsplatten wurde an acht Punkten gemessen (s. Abb. 20). Fünf dieser Meßpunkte (1-5) liegen auf dem HRC, die verbleibenden drei Meßpunkte (6-8) liegen an den Löchern, da dort die Plattendicke um die HRC-Dicke verringert ist.

Abbildungen 21a-h zeigen die Dickenverteilungen der Meßpunkte 1 - 8. Abbildung 21j zeigt eine Verteilung des Mittelwertes pro Platte, aus der die mittlere Dicke einer Hochspannungsplatte von $(4,75 \pm 0,04)$ mm abzulesen ist.

Die gemeinsame Darstellung der Abbildungen 21 a - e zeigt Abbildung 21k. Man sieht deutlich, daß die Dickenverteilung an Meßpunkt 3 um etwa $70\mu\text{m}$ dünner ist als an den Meßpunkten 1, 4 und 5. Die Verteilung für Meßpunkt 2 zeigt eine Abweichung um ca. $40\mu\text{m}$ nach oben. Auf diese Abweichungen wird, im Anschluß an die Dickenmessung, genauer eingegangen.

Für die Meßpunkte 6-8 (Abb. 21 f-h) zeigen sich keine signifikanten Unterschiede.



Meßpunkt 1 - 5: Dicke incl. Kupfer bzw. HRC
Meßpunkt 6 - 8: Dicke excl. Kupfer bzw. HRC

Abb. 20: Lage der Meßpunkte für die Dickenmessung der Hochspannungs- bzw. Ausleseplatten

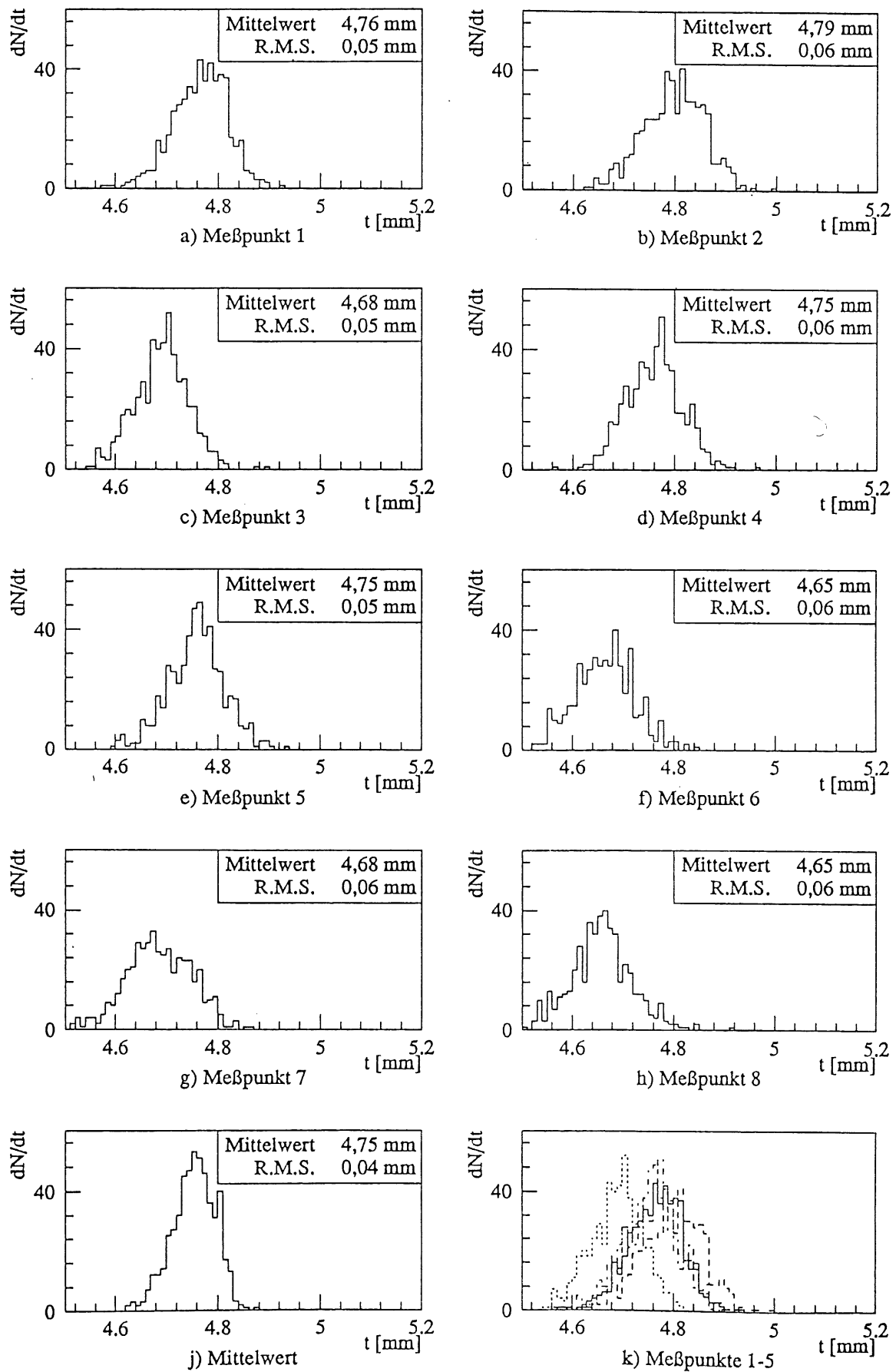


Abb. 21: Dickenverteilung der Hochspannungsplatten: a - h) Meßpunkte 1 - 8; j) Mittelwert der Meßpunkte 1 - 5 pro Platte; k) Meßpunkte 1 - 5 übereinander;

Wie aus Abbildung 20 zu entnehmen ist, liegen die Meßpunkte 5 und 8 direkt nebeneinander, wobei an Meßpunkt 5 beidseitig die Dicke der HRC-Beschichtung mitgemessen wird. Aus dem Vergleich der mittleren Dicken an diesen Punkten, ergibt sich die mittlere Dicke der beidseitigen HRC-Beschichtung zu 0,1 mm. Die mittlere Dicke einer HRC-Beschichtung beträgt somit 0,05 mm.

4.2.5 Ausleseplatten

Die Ausleseplatten wurden an den gleichen Punkten wie die Hochspannungsplatten gemessen.

Abbildungen 22 a-l zeigen die analogen Verteilungen für Ausleseplatten. Eine Verteilung des Mittelwertes pro Platte zeigt Abbildung 22 j, danach ergibt sich die mittlere Dicke einer Ausleseplatte zu $(4,54 \pm 0,05)$ mm. Die mittlere Dicke der beidseitigen Kupferbeschichtung, die sich ebenfalls aus dem Vergleich der mittleren Dicken an den Meßpunkten 5 und 8 ergibt, beträgt 0,12 mm. Daraus folgert eine mittlere Dicke von 0,06 mm einer Kupferbeschichtung. In Abbildung 22 k sind die Meßpunkte 1 - 5 übereinander dargestellt. Man kann dieser Abbildung entnehmen, daß die Ausleseplatten an Meßpunkt 3 ca. $90 \mu\text{m}$ dünner und an Meßpunkt 2 ca. $40 \mu\text{m}$ dicker sind als an den Meßpunkten 1, 4 und 5. Da bei den Hochspannungsplatten ähnliche Abweichungen festgestellt wurden, kann der Grund dafür nur in der Klebung liegen. Bevor darauf jedoch genauer eingegangen wird, sollen zunächst die Ergebnisse der Dickenmessung der Spezialplatten besprochen werden.

4.2.6 Spezielle Hochspannungsplatten

Die speziellen Hochspannungsplatten wurden ebenfalls an den gleichen acht Punkten (s. Abb. 20) gemessen. Da jedoch nur 6 solcher Platten pro Modul, d.h. insgesamt 48 Platten, benötigt werden, wird an dieser Stelle, mangels Statistik, auf die entsprechenden Verteilungen verzichtet.

Es zeigen sich keine signifikanten Abweichungen der Meßpunkte untereinander. Die mittlere Dicke einer speziellen Hochspannungsplatte beträgt $(2,33 \pm 0,06)$ mm.

4.2.7 Spezielle Ausleseplatten

Die Dickenmessung der speziellen Ausleseplatten fand an den aus Abbildung 20 ersichtlichen Stellen statt.

Da pro Modul nur 3 spezielle Ausleseplatten benötigt werden, d.h. insgesamt 24, wird auch hier auf entsprechende Verteilungen verzichtet.

Es sind keine signifikanten Unterschiede der Dicken an den verschiedenen Meßpunkten sichtbar. Die mittlere Dicke einer speziellen Ausleseplatte ergibt sich zu $(2,90 \pm 0,05)$ mm.

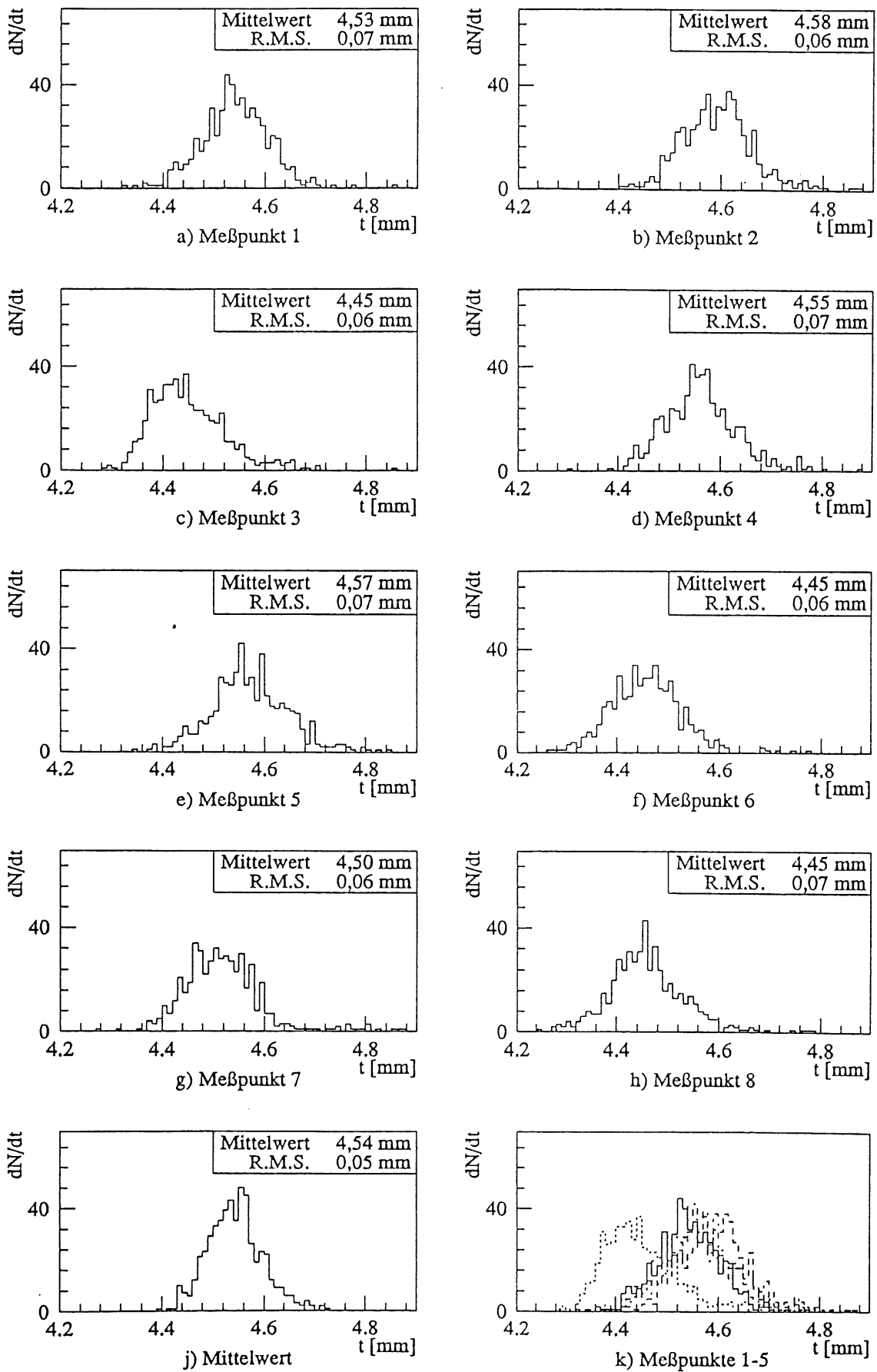


Abb. 22: Dickenverteilung der Ausleseplatten: a - h) Meßpunkte 1 - 8; j) Mittelwert der Meßpunkte 1-5 pro Platte; k) Meßpunkte 1-5 übereinander;

4.2.8 Zusammenfassung der Dickenmessung

Tabelle 7 faßt die Ergebnisse der Dickenmessung nochmals zusammen. Zum besseren Vergleich sind die "Soll-Dicken" nochmals aufgeführt.

Plattenart	Soll-Dicke	Dicke
Bleiplatte (mit Primer)	2,4 mm	(2,45 ± 0,02) mm
Hochspannungsplatte	4,77 mm	(4,75 ± 0,04) mm
Ausleseplatte	4,52 mm	(4,54 ± 0,05) mm
spezielle Hochspannungsplatte	2,25 mm	(2,33 ± 0,06) mm
spezielle Ausleseplatte	2,92 mm	(2,90 ± 0,05) mm

Plattenbestandteile	Soll-Dicke	Dicke
Hochspannungsplatine (G10)	0,73 mm	(0,73 ± 0,05) mm
Ausleseplatine inkl. Kupfer	0,8 mm	(0,8 ± 0,02) mm
Kupferbeschichtung Auslesepl.	0,035 mm	(0,06 ± 0,035) mm
HRC	0,05 mm	(0,05 ± 0,02) mm
Prepreg	0,13 mm	(0,12 ± 0,01) mm

Tabelle 7: Zusammenfassung der Dicken der Einzelkomponenten, sowie deren Soll-Dicken

Systematische Fehler in den Plattendicken existieren in der Mitte der Platten. Obwohl bei Meßpunkt 3 die Kupferbeschichtung mitgemessen wurde, ist die Ausleseplatte an dieser Stelle um 50 µm dünner als an Meßpunkt 7, an dem die Dicke um die Kupferbeschichtung verringert ist.

Berücksichtigt man bei den Hochspannungsplatten das in Meßpunkt 3 mitgemessene HRC, so ist die Hochspannungsplatte im Mittel an diesem Meßpunkt um ca. 50 µm dünner als am Meßpunkt 7. Da diese Differenzen weder durch die Ausleseplatinen bzw. Hochspannungsplatinen, noch durch die Bleiplatten zu erklären sind, muß man davon ausgehen, daß der Grund hierfür in der Klebtechnik zu suchen ist.

Es wurden jeweils sechs Platten in einer beheizbaren Klebepresse gleichzeitig verklebt. Diese Platten wurden in drei Ebenen, mit jeweils zwei Platten, übereinander gestapelt. Zwischen diesen Ebenen wurden zwei Heizplatten angebracht, um die Platten auf die notwendige Temperatur von ca. 140 °C aufzuheizen. Um eine möglichst gleichmäßige Druckverteilung zu gewährleisten, wurden ober- und unterhalb der drei Ebenen dicke Stahlplatten angeordnet, auf deren Mitte der Druckstempel der Presse sitzt. Die beiden Platten in einer Ebene wurden so angeordnet, daß die lange Seite der Platte außen lag. Zum Schutz der Platten waren sie umgeben von Gummimatten.

Nach der Klebung stellte man fest, daß an der Unterkante der Platten wesentlich mehr Epoxy herausgelaufen war, als an der Oberkante. Dies und die unterschiedlichen Dicken an den Meßpunkten 3 bzw. 7, die sich in der Mitte bzw. am Rand der Klebepresse befinden, läßt den Schluß zu, daß sich die Stahlplatten verbogen haben, so daß der Druck in der Mitte der Presse größer ist,

als am Rand. Dies bedeutet, daß keine gleichmäßige Druckverteilung während der Klebung gewährleistet werden konnte.

In Tabelle 8 sind die aufsummierten Plattendicken der acht Module an den Meßpunkten 1 - 5, sowie die Summe der Mittelwerte pro Platte aufgeführt.

Dieser Tabelle ist zu entnehmen, daß sich die unterschiedlichen Dicken an den Meßpunkten im gesamten Modul aufsummieren, so daß das Modul an Meßpunkt 3 etwa 10 mm dünner bzw. an Meßpunkt 2 etwa 6 mm dicker ist als im Mittel.

Stack	Messp. 1	Messp. 2	Messp. 3	Messp. 4	Messp. 5	Mittelwert
1	547,82	552,29	539,48	548,36	549,29	547,45
2	545,38	551,25	535,73	545,60	547,42	545,08
3	544,71	549,70	535,27	545,39	547,51	544,52
4	543,72	549,26	533,31	545,37	545,43	543,42
5	543,93	549,78	533,96	545,02	545,92	543,72
6	545,46	551,66	536,25	547,96	546,86	545,64
7	544,60	549,39	533,31	545,65	544,80	543,55
8	544,64	548,85	533,08	545,04	544,15	543,31

Tabelle 8: Gesamtdicken der Stacks 1-8, an den Messpunkten 1-5, sowie deren Mittelwerte

Wie man Tabelle 8 entnehmen kann ist nur das erste Modul wesentlich dicker als der Durchschnitt der anderen Module. Dies liegt darin begründet, daß für das erste Modul nur die benötigte Anzahl an Platten vorhanden war, und keine geeignete Auswahl, die später noch besprochen wird, getroffen werden konnte.

In wieweit die unterschiedlichen Plattendicken an den verschiedenen Meßpunkten sich auf die Breite der Gaps an diesen Punkten auswirken, wird im Anschluß an die Beschreibung der Gapmessung erläutert.

Zunächst wird das Kapazitätsmeßverfahren vorgestellt und die Ergebnisse dieser Messungen erläutert.

4.3 Kapazitätsmessung

Welche Rolle die Kapazitäten der einzelnen Pads spielen, wurde in Abschnitt 3.4.2 bereits genauer beschrieben. Danach sollten die Kapazitäten in einem Shower-Tower möglichst kleiner als 10 nF sein und ihre Abweichungen untereinander nicht größer als 5-10%. Diese Forderungen können, unter der Voraussetzung, daß keine Kurzschlüsse auf der Platine vorhanden sind, erfüllt werden, da die Geometrie der Pads entsprechend gewählt wurde. Besteht eine leitende Verbindung des Pads zur, auf Masse gelegten, Rückseite der Platine, kann keine Kapazität gemessen werden. Besitzt die Platine einen Kurzschluß zwischen zwei Pads, was einer Parallelschaltung der beiden Pads gleichkommt, addieren sich ihre Kapazitäten.

Zu den Shower-Tower bzw. Trigger-Tower-Kapazitäten zählen ebenfalls noch die Kapazitäten der verwendeten Signalkabel, sowie die Kapazitäten der Leiterbahnen auf den Merging-Board-Platinen. Daher mußten sowohl die Kapazitäten der Ausleseplatten, als auch die der Signalkabel und die der Merging-Boards

bestimmt werden, was auch der Überprüfung ihres elektrisch einwandfreien Zustands diene.

Die Kapazitäten der Ausleseplatinen wurden bestimmt, um Platinen mit irreparablen Kurzschlüssen, bzw. unerwartete Abweichungen in den Kapazitäten, zu erkennen und, gegebenenfalls, schon vor der Klebung aussondern zu können, womit unnötiger Ausschuß verhindert werden konnte.

Für die oben genannten Bauteile wurden die Kapazitäten zur Masse⁹ bestimmt. Diese Kapazitäten wurden halbautomatisch gemessen, d.h. das Meßgerät wurde, mit Hilfe eines Computers, über eine Schnittstelle ausgelesen. Abbildung 23 zeigt den Aufbau dieser Meßapparatur.

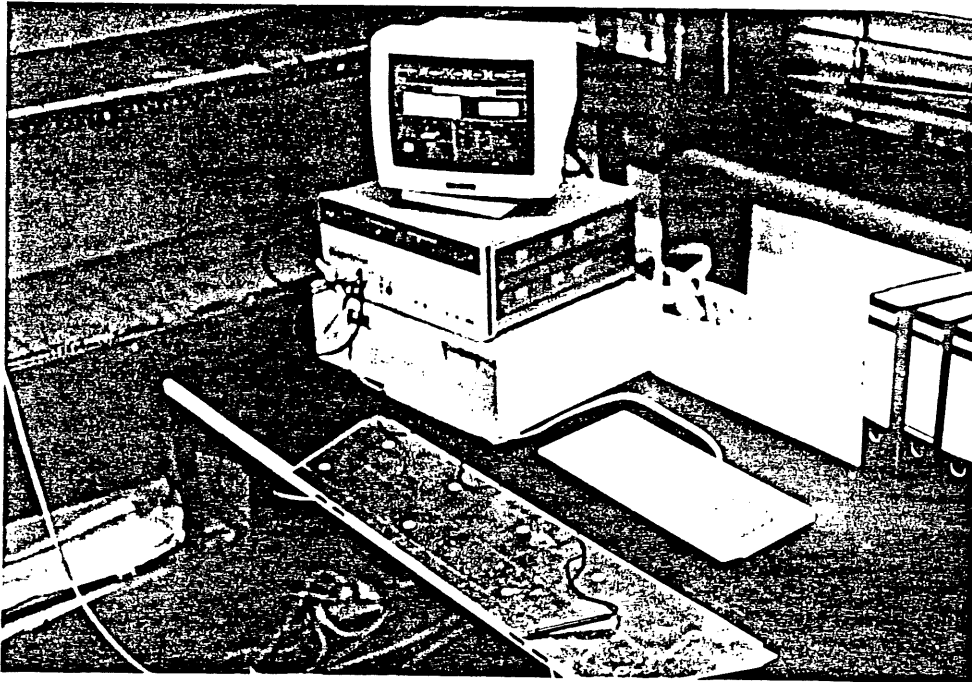


Abb. 23: Aufbau der Meßapparatur zur Kapazitätsmessung

In Tabelle 9 sind die mittleren Kapazitäten und deren Fehler für die Pads aufgelistet, die später zu Trigger-Towern zusammengefaßt werden. Hierbei wurden die Kabel nicht berücksichtigt.

⁹ in Abschnitt 3.4.2 wurde diese Kapazität mit C_3 bezeichnet

Trigger Tower	Padhöhe [mm]	Kapazität [pF]	Standardabweichung	
			[pF]	[%]
1	120	4020,00	140,00	3,5
2	120	3848,00	100,00	2,6
3	120	3628,00	100,00	2,8
4	120	3712,00	96,00	2,6
5	80	2596,00	60,00	2,3
6	80	2516,00	60,00	2,4
7	80	2296,00	56,00	2,4
8	80	2348,00	64,00	2,7
9	40	1056,00	24,00	3,0
10	40	1336,00	24,00	2,4
11	40	1088,00	28,00	2,6
12	40	1208,00	36,00	3,0
13	125	5245,00	145,00	2,7
14	125	5040,00	120,00	2,3
15	125	4745,00	125,00	2,6
16	125	4835,00	120,00	2,5
17	80	3270,00	80,00	2,4
18	80	3170,00	70,00	2,2
19	80	2880,00	70,00	2,4
20	80	2935,00	70,00	2,4
21	35	1180,00	35,00	3,0
22	35	1520,00	45,00	3,0
23	35	1215,00	30,00	2,5
24	35	1360,00	40,00	2,9
25	130	6522,00	144,00	2,2
26	130	6272,00	126,00	2,0
27	130	5928,00	126,00	2,1
28	130	6018,00	132,00	2,2
29	80	3912,00	78,00	2,0
30	80	3792,00	72,00	1,9
31	80	3450,00	72,00	2,1
32	80	3492,00	72,00	2,1
33	30	1230,00	30,00	2,4
34	30	1650,00	42,00	2,5
35	30	1278,00	30,00	2,3
36	30	1446,00	54,00	3,7

Tabelle 9: Auflistung der Trigger-Tower-Kapazitäten, ohne Berücksichtigung der Kabel

Dieser Tabelle ist zu entnehmen, daß die Abweichungen innerhalb der Trigger-Tower, unter der Voraussetzung, daß die Kabel- bzw. Merging-Board-Kapazitäten nicht sehr stark differieren, kleiner als 10% sind.

Abbildung 24 zeigt die Verteilungen für jede der drei Familien, unterteilt in jeweils drei Padhöhen.

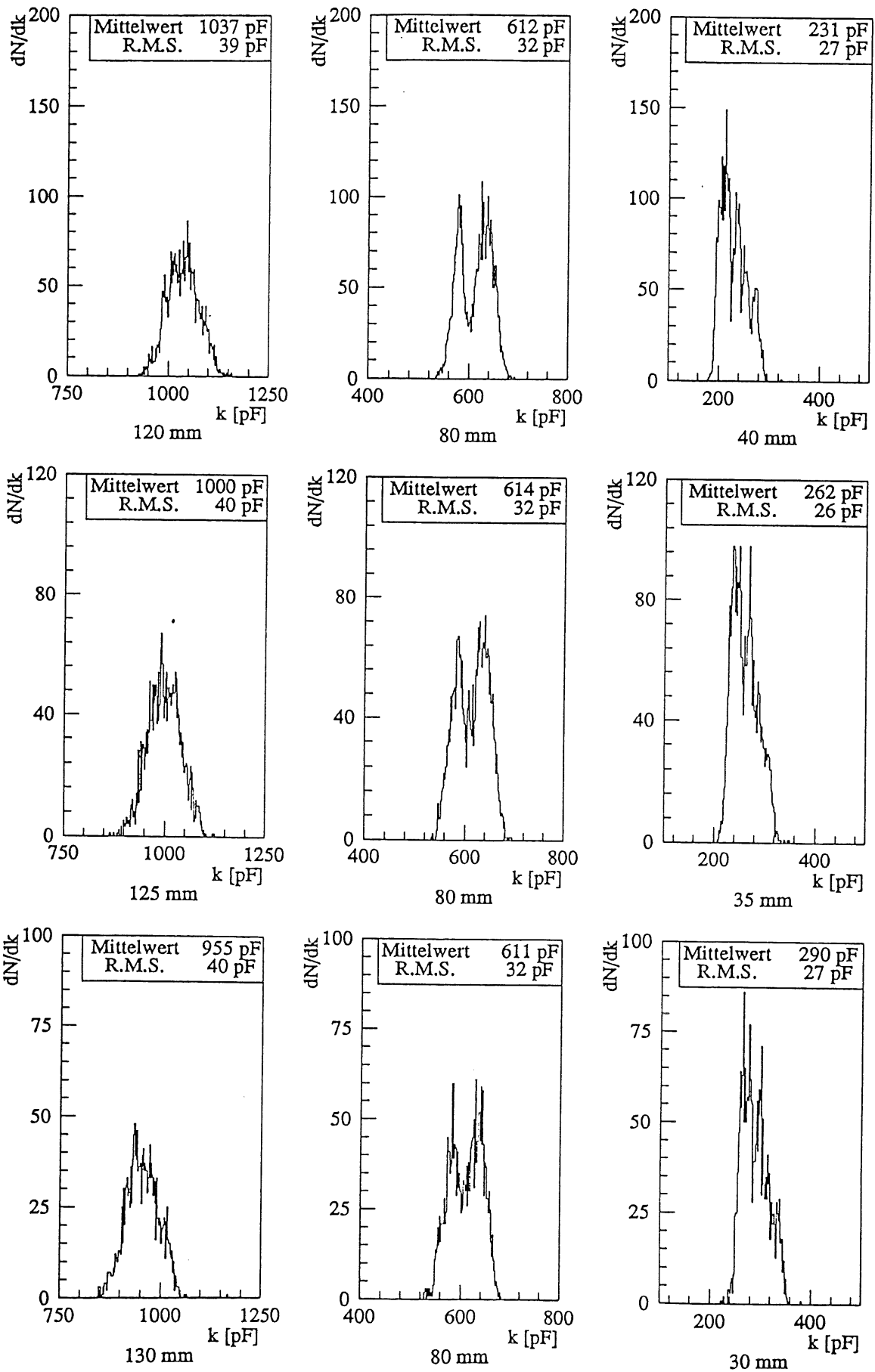


Abb. 24: Kapazitäten der drei Auslese-Familien, jeweils unterteilt in ihre drei verschiedenen Padhöhen

4.4 Messung des Oberflächenwiderstandes der Hochspannungsplatten

Das High-Resistive-Coating (HRC) begrenzt durch seinen Widerstand den Strom und vermindert das Übersprechen von einem Gap auf das benachbarte, da es sowohl zur darunterliegenden Bleiplatte, als auch zur gegenüberliegenden Ausleseplatte eine hohe Kapazität besitzt.

Das HRC ist ein Gemisch aus Epoxyd-Harz-Kleber, einer leitenden und einer nicht leitenden Rußsorte. Durch entsprechende Mischungsverhältnisse dieser beiden Rußsorten kann der Widerstand des HRC's bestimmt werden. Das HRC wurde mittels Siebdruck auf die 75 µm dicke Kaptonfolie aufgebracht. Die Dicke der Beschichtung wird durch die Dicke des Siebes definiert (50 µm). Diese Dicke ist jedoch starken Schwankungen unterworfen. Danach wurden die Platten in einem Ofen getrocknet.

Der Widerstand des HRC's wird bezüglich einer Testfläche \square definiert (R_{\square}) und hängt von den lokalen Schwankungen in der Schichtdicke und von der Trockenzeit ab.

$$R_{\square} = \frac{\rho}{d} \quad (33)$$

ρ = spezifischer Widerstand des HRC's [Ωm]

d = Dicke der HRC-Schicht

Der Widerstand darf nicht zu groß sein ($30 \text{ M}\Omega/\square$), da sonst die durch den Schauer, entstandenen Ladungen, nicht schnell genug neutralisiert werden können und somit eine zu große Totzeit des Kalorimeters entstehen würde. Ist der Widerstand zu klein ($1 \text{ M}\Omega/\square$), ist der Signalverstärker nicht ausreichend vor den hohen Strömen geschützt.

Daher muß der Widerstand des HRC's für jede Platte an verschiedenen Stellen bestimmt werden, um sicherzustellen, daß der Absolutwert zwischen $1 \text{ M}\Omega/\square$ und $30 \text{ M}\Omega/\square$ liegt und die Schwankungen innerhalb einer Platte kleiner als 10% sind.

Die Messung dieses Widerstandes erfolgte mit Hilfe der Vierpolmeßtechnik, d.h. über zwei äußere Kontaktstreifen fließt ein definierter Strom I durch die dazwischenliegende HRC-Schicht. Über zwei innere Kontaktstreifen wird der Spannungsabfall über die Meßfläche gemessen. Abbildung 25 zeigt die geometrische Anordnung des Meßkopfes, sowie dessen Schaltbild.

Messungen¹⁰ zeigten, daß sich mit Kohlenstoff beschichteter Schaumstoff am besten als Kontaktstreifenmaterial eignet.

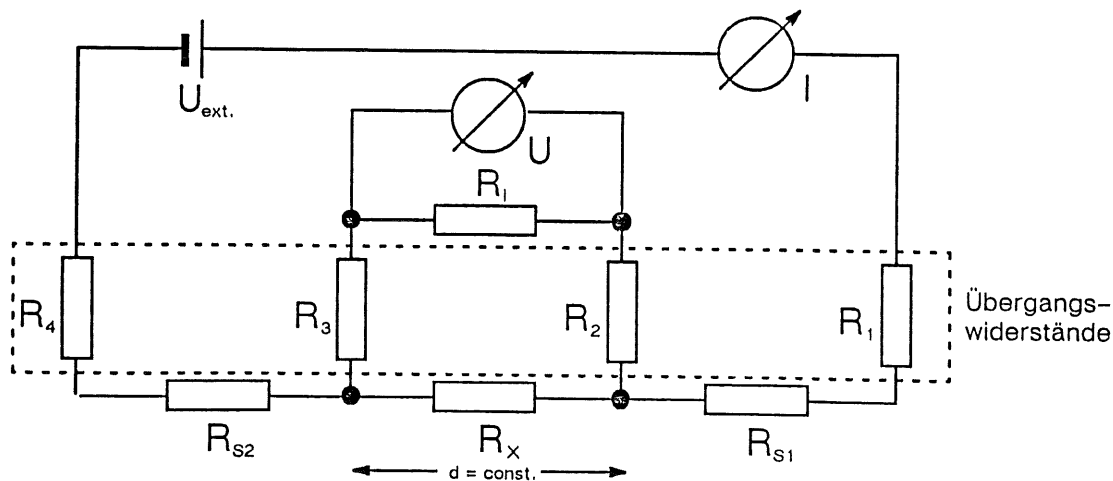


Abb. 25: Schaltbild zur Widerstandsmessung des HRC's

¹⁰ siehe [LO 87]

Die Vierpolmeßtechnik besitzt zwei Vorteile. Unter der Voraussetzung, daß der Innenwiderstand des Meßgerätes R_i sehr viel größer als der zu messende Widerstand R_x ist, ist diese Messung unabhängig von den Übergangswiderständen R_1 und R_2 , d.h. der Meßkopf muß nicht mit einem definierten Gewicht belastet werden, was die Meßprozedur nur unnötig erschweren würde. Weiterhin lassen sich die Meßergebnisse dieser Messungen auch gut reproduzieren. Genauer hierzu findet man in [LO 87].

Der Widerstand berechnet sich aus dem Ohmschen Gesetz zu:

$$R = \frac{U}{I} \quad (34)$$

Dieser Widerstand ist aber auch:

$$R = \frac{\int \vec{E} d\vec{s}}{\int \vec{j} d\vec{A}} = \frac{\int \vec{E} d\vec{s}}{\frac{1}{\rho} \int \vec{E} d\vec{A}} = \frac{U}{\frac{1}{\rho} \frac{U}{s} b d} = \frac{\rho s}{b d} \quad (35)$$

\vec{E} = elektrische Feldstärke

\vec{j} = elektrische Stromdichte

$d\vec{A}$ = das vom Strom durchflossene Flächenelement

$d\vec{s}$ = der Weg zwischen Zu- und Ableitung des Stroms

ρ = spezifischer Widerstand des HRC's

b = Länge der Kontaktstreifen

s = Abstand der Kontaktstreifen

d = Dicke der HRC-Schicht

Die gewählte Meßfläche, 5 cm lange Kontaktstreifen mit einem Abstand von 2 cm, besitzt einen Flächenfaktor von 2,5, mit dem der, nach dem Ohmschen Gesetz, bestimmte Widerstand multipliziert werden muß, um den oben beschriebenen Widerstand R_{\square} zu errechnen. Abbildung 26 zeigt den verwendeten Meßkopf.

Diese Berechnungen gelten nur, wenn die Randeffekte vernachlässigt werden. Beispielsweise kann der Strom teilweise außen, um die inneren Meßkontakte herum, fließen, so daß dieser nicht zum Spannungsabfall beiträgt.

Ein Meßkopf ohne Randeffekte besteht beispielsweise aus vier konzentrischen Ringen. Da dieser zu groß ist, so daß damit keine lokalen Schwankungen des Widerstandes gemessen werden können, ist er nicht für den permanenten Gebrauch geeignet. Daher wurde der verwendete Meßkopf mit einem aus konzentrischen Kreisen kalibriert.

Die analoge Rechnung für den Widerstand R bei der Messung mit einem aus konzentrischen Kreisen bestehenden Meßkopf liefert:

$$R = \frac{\rho \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2 \pi d} \quad (36)$$

ρ = spezifischer Widerstand des HRC's

d = Dicke der HRC-Schicht

r_2 = Radius des äußeren Meßkontaktes zur Spannungsabfallmessung

r_1 = Radius des inneren Meßkontaktes zur Spannungsabfallmessung

Der Flächenfaktor des Meßkopfs aus vier konzentrischen Kreisen ergibt sich zu 6,86.

Abbildung 27 zeigt eine Verteilung des Quotienten:

$$\frac{R_{\square \text{ konz. Kreise}}}{R_{\square \text{ quadratisch}}}$$

dessen Wert $2,576 \pm 0,225$ beträgt.

Der Widerstand jeder Seite einer Hochspannungsplatte wurde an vier Punkten gemessen (s. Abb. 28).

In Abbildung 29 ist eine Verteilung der mit diesem Quotienten korrigierten Werte, des HRC-Widerstandes dargestellt.

Da der Widerstand des HRC's größer als $1\text{M}\Omega$ sein sollte und obiger Quotient immer größer als 2 war, wurde bei Platten, deren Widerstand kleiner als $0,5\text{M}\Omega$ war, da der Widerstand umgekehrt proportional zur Dicke des HRC's ist, das HRC teilweise mit feinem Schleifpapier abgetragen. Daher ist die Verteilung zu kleineren Werten hin abgeschnitten.

Die Breite der Verteilung ergibt sich aus den unterschiedlichen Trockenzeiten. Da jeweils nur eine Seite einer Hochspannungsplatte in einem Arbeitsgang beschichtet werden konnte, wurde die zuerst beschichtete Seite zweimal getrocknet, so daß deren Widerstand größer ist, als der der anderen Seite.

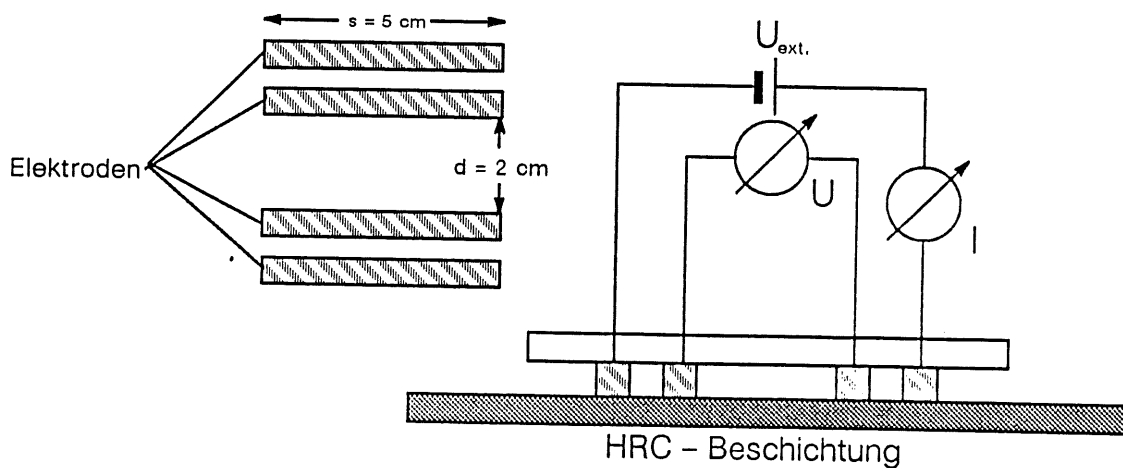


Abb. 26: Aufbau des Meßkopfs zur Widerstandsmessung des HRC's

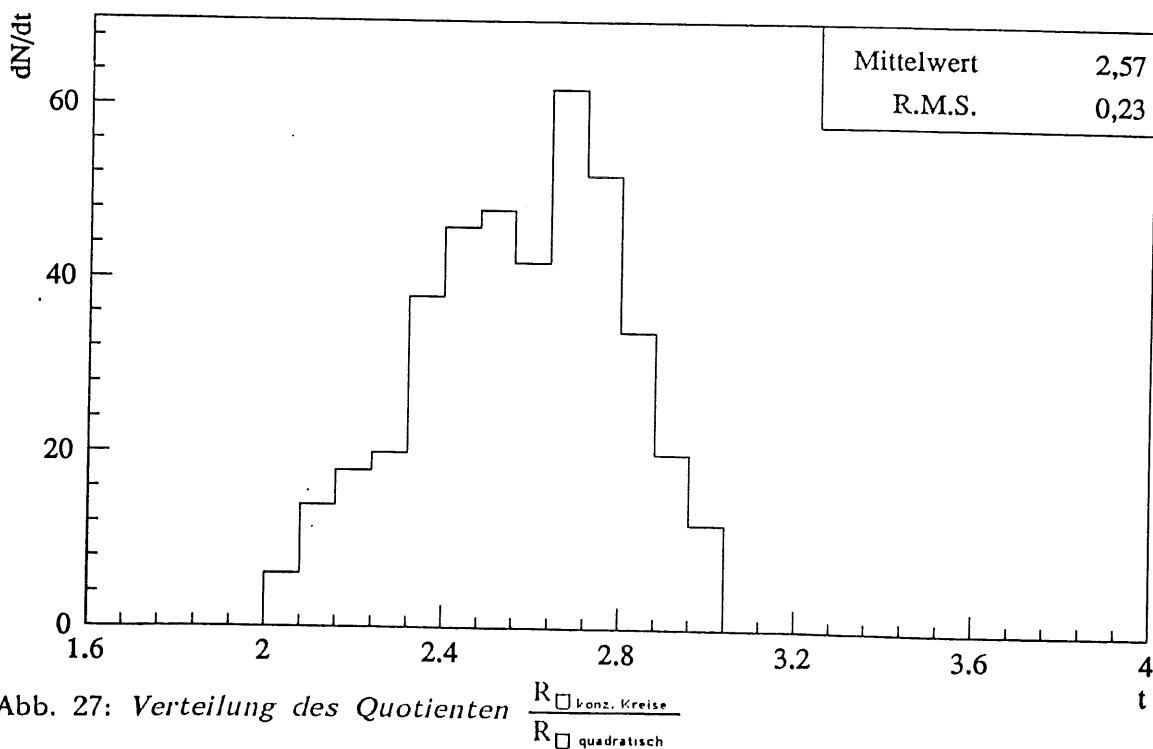


Abb. 27: Verteilung des Quotienten $\frac{R_{\square \text{ konz. Kreise}}}{R_{\square \text{ quadratisch}}}$

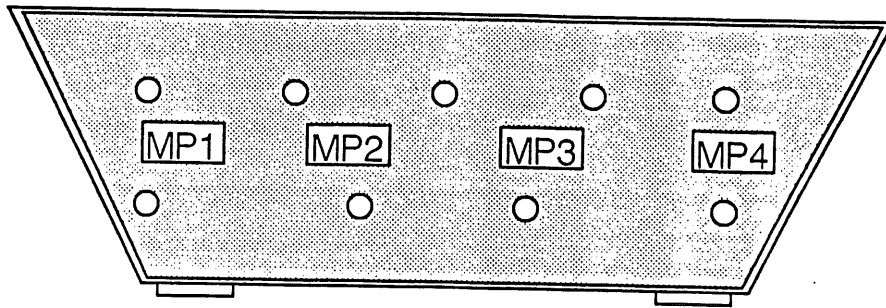


Abb. 28: Lage der Meßpunkte zur Widerstandsbestimmung der HRC-Schicht

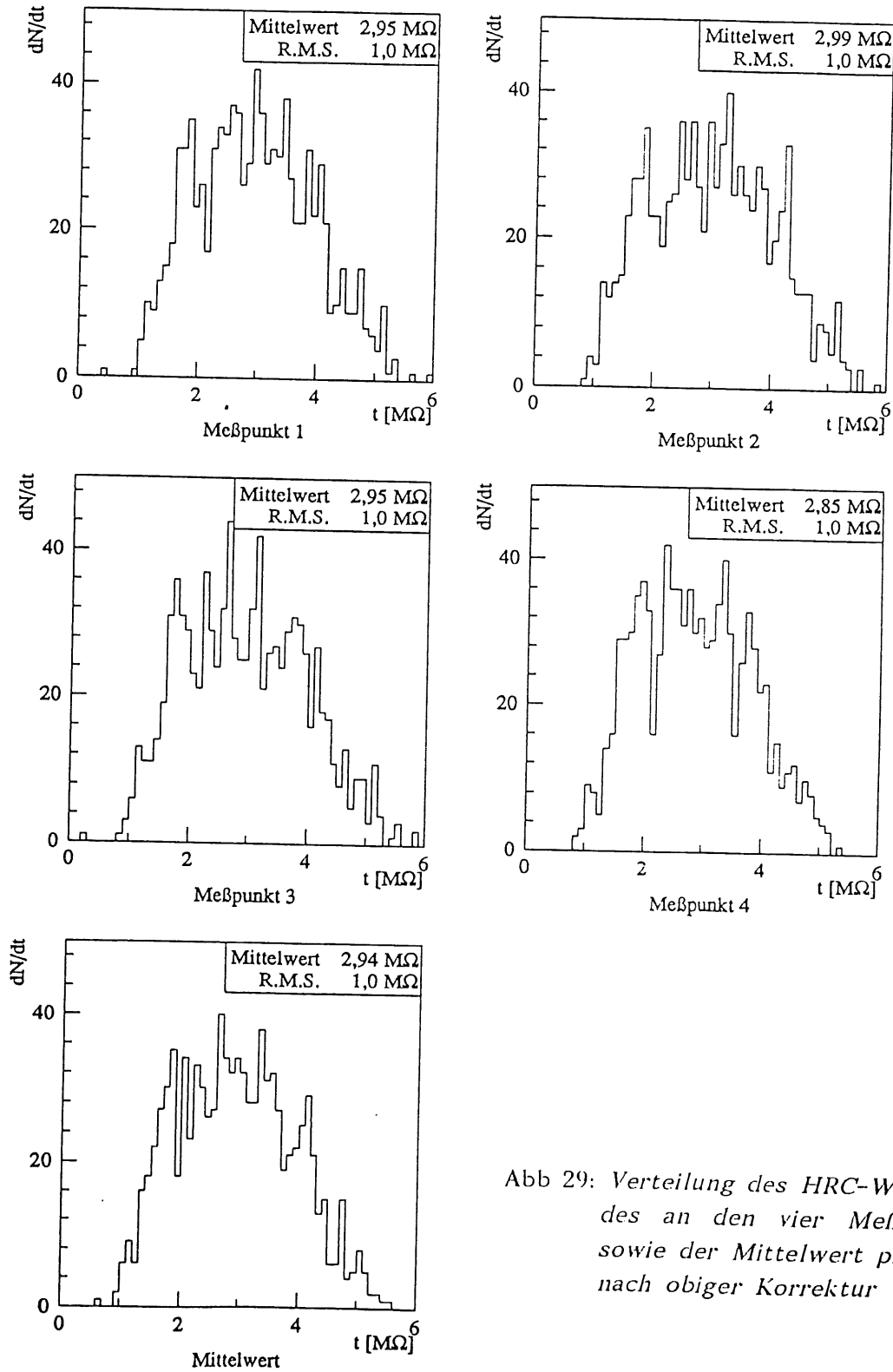


Abb 29: Verteilung des HRC-Widerstandes an den vier Meßpunkten, sowie der Mittelwert pro Platte nach obiger Korrektur

4.5 Hochspannungstest

Zu große "Leckströme" verursachen hohe "Geistersignale", durch beispielsweise Überschläge zwischen den Hochspannungsplatten und den Pads. Daher muß untersucht werden, ob die Hochspannungsplatten, bzw. die HRC-Schichten, die Hochspannung halten können, oder ob, zum Beispiel durch eine Beschädigung der Kapton-Folie, große Ströme zur darunterliegenden, geerdeten Bleiplatte auftreten, oder an den Rändern "sprühen".

Jede Hochspannungsplatte besitzt einen ca. 4 mm breiten Schutzrand auf der Kapton-Folie, wo kein HRC aufgedruckt ist, um Überschläge auf die geerdete Bleiplatte der Hochspannungsplatte zu verhindern.

Im Experiment soll später positive Hochspannung auf das HRC eingekoppelt werden. Daher werden die entstandenen, hauptsächlich negativen, Ladungen nicht von den Pads, sondern von der Hochspannungsplatte gesammelt. Dies hat zur Folge, daß auf die Pads die Bildladung induziert wird. Die positiven Ionen spielen bei der Signalbildung keine Rolle, da ihre Driftgeschwindigkeit wesentlich kleiner ist als die der Elektronen.

Überschläge, hervorgerufen durch negative Spannungen, finden bei kleineren Spannungen statt, als Überschläge die durch positive Spannungen hervorgerufen werden [BS 87]. Daher wurde bei den Hochspannungstests eine negative Spannung von -3 kV an die Hochspannungsplatten gelegt. Der über die Masseleitung der Platte abfließende Strom wurde gemessen.

Zu diesem Zweck wurde ein Plastikbehälter mit Acrylglashaube gebaut, in den 20 Hochspannungsplatten mit jeweils 5 cm Abstand isoliert nebeneinander gestellt werden konnten. Da jede Platte einen Hochspannungsanschluß an jeder Seite hat, d.h. zwei Anschlüsse pro Platte, wurden die Hochspannungsplatten auf zwei Seiten des Behälters parallelgeschaltet. Die beiden Massekontakte einer Platte wurden verbunden und über ein Read-Relais mit einer generellen Masseleitung verbunden. So war es möglich, den "Strom" jeder Platte separat, als Spannungsabfall an einem 48 M Ω -Widerstand zu messen.

Da in normaler Luft bei solch hohen Spannungen mit Überschlägen zu rechnen ist, wurde der Behälter möglichst dicht verschlossen und permanent mit getrockneter Preßluft gespült. Die Preßluft wurde zu diesem Zweck durch einen Wasser- und einen Ölabscheider, sowie zwei, mit Silika-Gel gefüllte, in Serie geschaltete Flaschen geleitet. In den Behälter wurde ein Schlauch gelegt, der außen in einem Gefäß mit Öl hing, um sowohl den im Behälter entstandenen Überdruck entweichen zu lassen, als auch das Eindringen feuchter Luft von außen in den Behälter zu verhindern.

Vor jeder Messung mußte der Behälter jedoch mindestens eine Stunde lang mit getrockneter Preßluft gespült werden. Danach wurde die Hochspannung langsam auf 3 kV gesteigert. Abbildung 30 zeigt den Aufbau dieses Tests.

Da die Luftfeuchtigkeit im Behälter sehr stark von der Luftfeuchtigkeit der Umgebung abhängig ist, wurde bei allen Messungen die gleiche "Referenz-Platte" mitgemessen, die dann die Auswahlkriterien für die anderen Platten aufstellte.

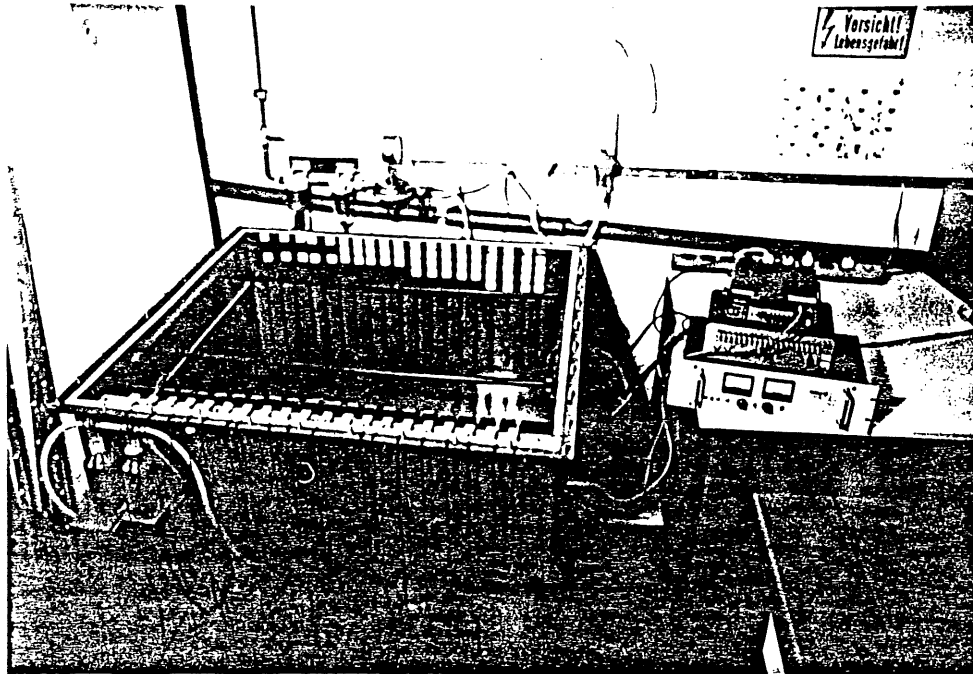


Abb. 30: Aufbau des Hochspannungstests

Grundsätzlich gibt es zwei Kriterien für diesen Test:

- a) der Strom, der über die Masseleitung abfließt, muß unter 40 nA ¹¹ fallen,
- b) sinkt der Strom unter 40 nA , so dürfen innerhalb von 5 bis 10 Minuten keine Überschläge, d.h. spontane Stromerhöhungen stattfinden.

In diesem Test stellte sich heraus, daß zwar der Strom, von fast allen Platten, nach einiger Zeit unter 40 nA fiel, jedoch trotzdem, bei den meisten Platten, Überschläge innerhalb von 5 bis 10 Minuten danach stattfanden.

Durch Verdunkelung des Raumes war zu erkennen, daß Überschläge an den Rändern zu lokalisieren sind. Diese wurden durch zu geringe oder auch unsaubere Sicherheitsabstände zwischen HRC und geerdeter Bleiplatte hervorgerufen.

Da die Druckrahmen zur HRC-Beschichtung in einigen Fällen nicht parallel aufgesetzt waren, mußten die Isolationsränder vieler Platten mehrmals nachbearbeitet werden, um im Hochspannungstest ein zufriedenstellendes Ergebnis zu erzielen.

Dieser Hochspannungstest wurde nochmals für einige der Platten in Flüssigstickstoff wiederholt.

4.6 Tests in Flüssigstickstoff

Zur Durchführung dieser Tests benutzt man einen Kryostaten (s. Abb. 31), dessen innere Abmaße es erlauben, 5 Platten gleichzeitig zu testen. Es wurden ca. 10% der Hochspannungs- und der Ausleseplatten getestet.

Dieser Test dient sowohl zur Sicherstellung der Funktion der verschiedenen Platten, als auch zur Kontrolle der Klebung. Durch die verschiedenen Materialien und damit verbundenen, verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten, könnten Risse

¹¹ ein Strom von 40 nA entspricht einem Spannungsabfall am $2 \text{ M}\Omega$ von ca. 2 V

bzw. plastische Verformungen auf oder in den Platten auftreten, die zu Kurzschlüssen sowohl bei den Auslese-, als auch bei den Hochspannungsplatten führen können. In derartige Risse könnte aber auch Flüssigstickstoff bzw. Flüssigargon eindringen, was beim Wiederauftauen zur Zerstörung der Platten führen kann.

Nach den Tests wurden keine Beschädigungen der Platten festgestellt, so daß die Funktionstüchtigkeit der Platten nicht beeinflußt wurde.

Beim Hochspannungstest in Flüssigstickstoff wurden die Platten analog zum Hochspannungstest in getrockneter Luft verkabelt. Die Hochspannung wurde langsam auf -5 kV gesteigert. Dieser Test zeigte sehr deutlich die Unterschiede zwischen den einzelnen Platten auf. Platten mit zu geringen, bzw. unsauberen Sicherheitsabständen zogen sofort wesentlich höhere Ströme ($> 2\mu\text{A}$), wohingegen die Ströme der anderen Platten sehr schnell sogar unter 4 nA gesunken waren.

Der Kapazitätstest in Flüssigstickstoff diente zur Kontrolle von Kurzschlüssen zwischen den Pads oder zwischen Pad und Masse, die durch das starke Abkühlen hätten auftreten können. Es zeigte sich, daß keine zusätzlichen Kurzschlüsse auftraten. Es kam jedoch zu Eisbildung an den Kontaktleisten, was eine genaue Bestimmung der Kapazitäten unmöglich machte.

Wurden die Platten am Ende ihrer Testabläufe für verwendbar erklärt, so wurden ihre Testdaten in Datenbanken gespeichert.

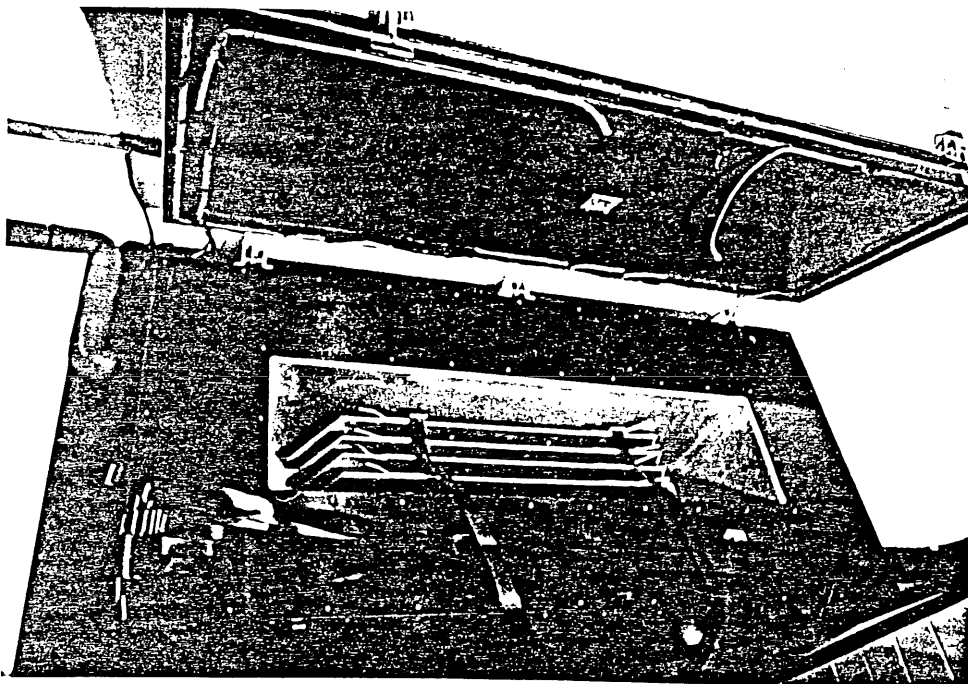


Abb. 31: Aufbau der Kältetests

4.7 Zusammenbau und Test des fertigen Moduls

Es standen nicht alle Platten zur Produktion der acht Module gleichzeitig zur Verfügung, um durch entsprechende Auswahl, somit eine möglichst große Homogenität zwischen den Modulen zu gewährleisten. Daher wurde, aus dem zur Verfügung stehenden Plattenbestand, die benötigte Anzahl von Platten ausgewählt. Dazu wurden die Dicken der Platten an den verschiedenen Meßpunkten in Datenbanken gespeichert. Die benötigten Platten einer Sorte wurden mittels Zufallsgenerator gewürfelt. Die Auswahl der Platten wurde abgebrochen, wenn der Mittelwert der ausgewählten Platten einer Sorte mit dem Mittelwert aller Platten dieser Sorte bis auf $\pm 0,01$ mm übereinstimmte. Weiterhin wurde überprüft, ob der so ausgewählte Plattenbestand systematische Unterschiede zum gesamten Plattenbestand an den Meßpunkten 1-8 aufwies.

Um einen freien Zugang zu allen Seiten des Moduls während der Montage zu gewährleisten, wurde das Stahlgehäuse in einen drehbaren Montagetisch eingesetzt. Vor Beginn der Montage wurde überprüft, ob jede Platte bezüglich ihrer Breite in das Stahlgehäuse paßt.

Danach wurden die Platten von der Mitte her in die beiden Modulhälften eingesetzt. Zwischen jeweils zwei Platten wurden an den neun Stellen, wo die teflonbeschichteten Stahlstangen sitzen, G10-Ringe (Spacer) eingesetzt, die das Flüssigargon-Gap definieren.

Zur Kontrolle der Dicke der G10-Ringe wurden 400 G10-Ringe auf eine Stange aufgezogen und deren Gesamtdicke bestimmt. Die Dicke ist sehr druckabhängig und beträgt im Mittel $(2,401 \pm 0,05)$ mm.

Nach dem Zusammenbau des Moduls wurden die neun teflonbeschichteten Stahlstangen in der vorderen und hinteren Stahlwand gesichert, bevor in positiver z-Richtung die zusätzliche Ausleseeinheit IRB (vergl. Kapitel 3) auf die dort vorstehenden Stahlstangen geschoben und verschraubt wurde.

Jede Ausleseplatte wurde, schon beim Einlöten der Kontaktstifte, mit zwei Erdungsschleifen versehen, um jeweils eine Hochspannungsplatte auf jeder Seite zu erden. Innerhalb einer Hochspannungsplatte waren sowohl die Bleiplatte, als auch beide Platinen elektrisch verbunden. Da die geerdeten Bestandteile der speziellen Hochspannungsplatten Kontakt zu den Stahlwänden haben, ist sichergestellt, daß alle Erdungen der Platten Kontakt zum, ebenfalls im Experiment geerdeten Stahlgehäuse, haben. Diese Erdung aller Platten ist in Abbildung 32 dargestellt und wurde nach der Verkabelung kontrolliert.

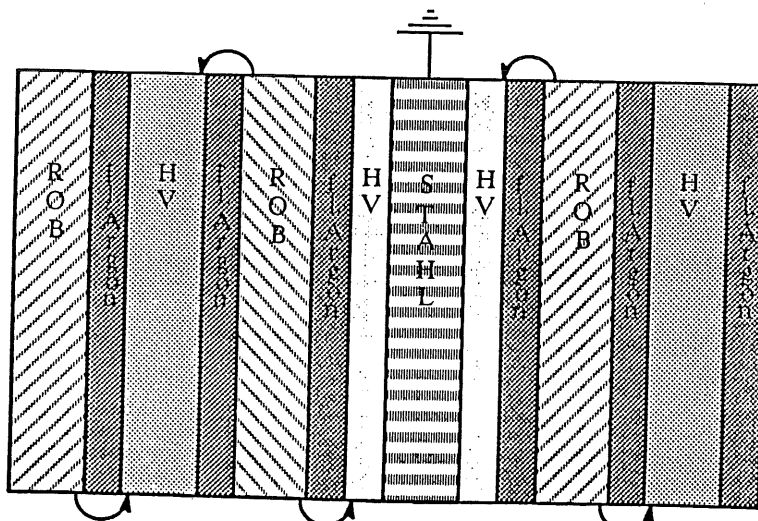


Abb. 32: Prinzip des Durchschleifens der Erdungskontakte durch das Modul

Die vorher auf Länge abgeschnittenen, mit entsprechender Anzahl von Steckern versehenen und auf Kurzschlüsse getesteten Signalkabel wurden an der Unterseite des Moduls angebracht.

Um beim Ausfall einer Hochspannungsleitung die gewonnenen Daten in einfacher Weise korrigieren zu können, sollte die Hochspannungsverkabelung nur zwischen zwei z-Layern gewechselt werden, d.h. es müssen die Platten gemeinsam versorgt werden, die auch durch die Signalkabel zusammengefaßt werden. Da, wie oben schon erwähnt, jede Hochspannungsplatte zwei Anschlüsse besitzt, benötigt man 24 Hochspannungsleitungen pro Modul. Pro Modul stehen jedoch nur 12 Hochspannungsleitungen zur Verfügung, daher werden exakt zwei sukzessive z-Layer auf der linken bzw. rechten Seite mit einer Leitung versorgt.

Dies hat zur Folge, daß beim Ausfall einer Leitung nur jedes zweite Gap in zwei z-Layern nicht zur Signalbildung beiträgt. Mit Hilfe der Signale der Nachbargaps aber können die Signale korrigiert werden.

4.7.1 Kapazitätsmessung

Nach der Verkabelung wurden die Shower-Tower-Kapazitäten nochmals gemessen, um sicherzustellen, daß alle Stecker richtig auf der Kontakteleiste sitzen.

In den Abbildungen 33 a-i sind die Verteilungen der drei verschiedenen Arten von Shower-Towern, unterteilt in die drei verschiedenen Padhöhen, dargestellt, wobei jeweils 4, 5 oder 6 Gaps in positiver z-Richtung zusammengefaßt sind.

Die in Abbildung 33 a links neben der Verteilung auftretenden Meßpunkte stammen von der Ausleseinheit IRB, da dort aus konstruktions-technischen Gründen etwa die Hälfte des ersten bzw. letzten großen Pads weggeschnitten werden mußte.

Die, in den Abbildungen angegebenen Mittelwerte und ihre Standardabweichungen zeigen deutlich, daß die Abweichungen der Shower-Tower untereinander kleiner als 10% sind.

4.7.2 Hochspannungstest

Am fertigen Modul wurde, nach Reinigung mit Trockenstickstoff noch ein Hochspannungstest durchgeführt.

Zu diesem Zweck wurden alle Hochspannungsleitungen miteinander verbunden. Es wurde der Strom bestimmt, der über das Stahlgehäuse, das mit allen Masseanschlüssen der Platten verbunden ist, abfließt.

Da das Modul während der Messung weder mit getrockneter Preßluft, noch mit Stickstoff gespült werden konnte, konnte die Hochspannung, nicht ohne Überschlüge, auf 3 kV hochgefahren werden. Daher wurde ein Minimum an Hochspannung von 1 kV gefordert, bei der der Strom kleiner als $2 \mu\text{A}$ sein mußte. Außerdem sollte das Modul mindestens eine Stunde die Hochspannung, ohne Überschlüge, halten.

Es wurde versucht die Hochspannung so hoch zu setzen, daß obiges Kriterium noch erfüllt war. Bei niedrigen Luftfeuchtigkeiten ($< 50\%$ rel.) lag diese Spannung bei ca. 1,7 kV, wohingegen man bei hohen Luftfeuchtigkeiten nur Spannungen von ca. 1,2 kV erreichte.

Als letzte Messung wurde die Größe der Flüssigargon-Gaps, d.h. der Abstand zwischen zwei Platten bestimmt.

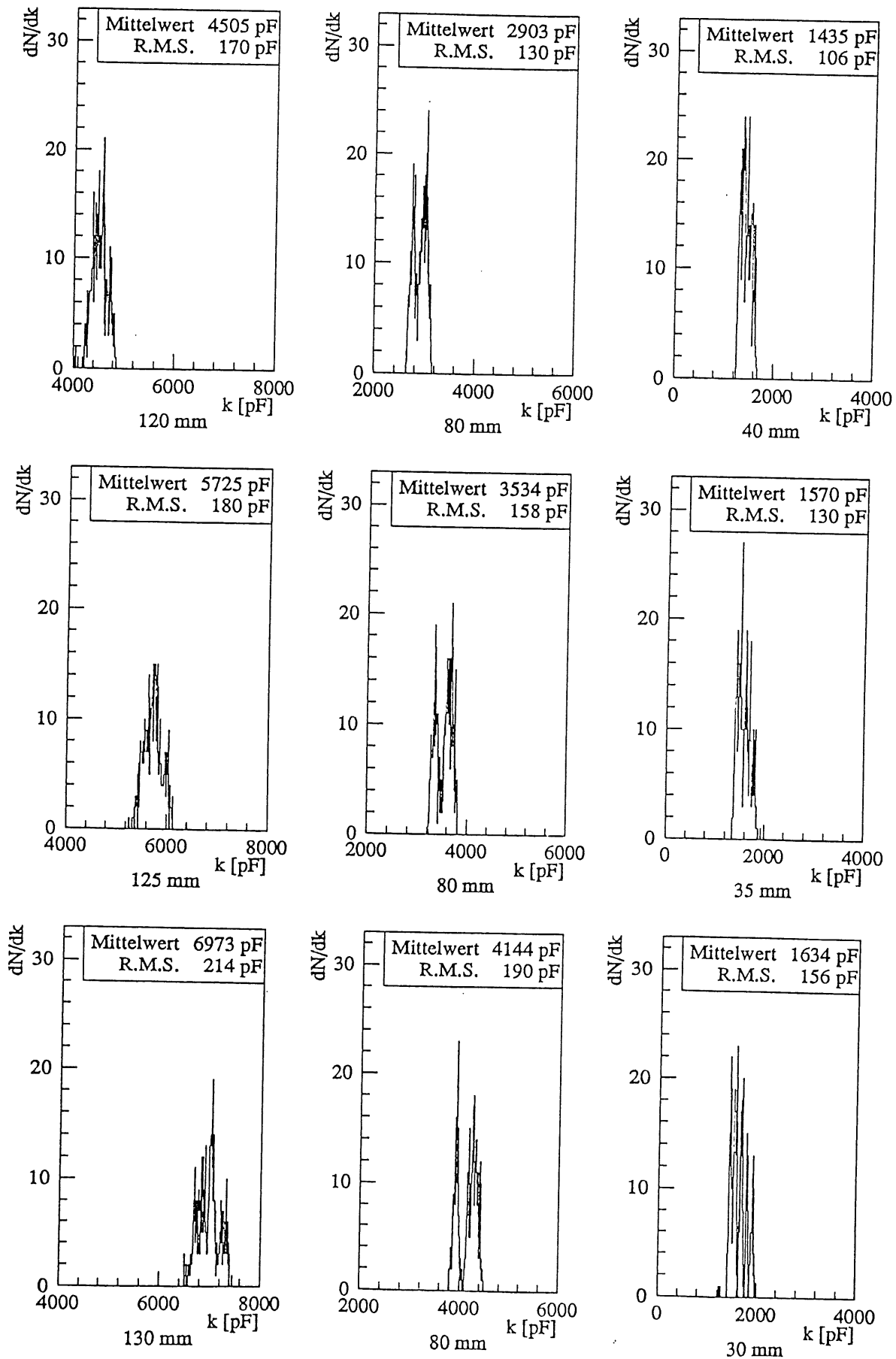


Abb. 33 a-i: Verteilungen der Kapazitäten der Shower-Tower für die drei verschiedenen z-Layer-Arten, unterteilt in die jeweiligen drei verschiedenen Pathhöhen

4.7.3 Messung der Breite der Flüssigargon-Ionisationskammern

Die Energieauflösung eines elektromagnetischen Sandwich-Kalorimeters ist, wie Messungen¹² zeigten, abhängig von der Breite der Flüssigargon-Ionisationskammer. Außerdem haben ungleichmäßige Gap-Breiten Schwankungen im elektrischen Feld des Gaps zur Folge.

Das Flüssigargon-Gap wurde zwar an neun Stellen durch die 2,4 mm dicken G10-Ringe definiert. Jedoch können folgende Gründe zu Gapbreitenvariationen führen:

- a) plastische Verformung der Platten
- b) systematische Dickenvariationen der Platten
- c) konstruktiv bedingtes nicht planares Anliegen der G10-Ringe
- d) Verkanten der Platten auf den Stahlstangen

Daher ist es besonders wichtig festzustellen, welche mittlere Breite die Gaps aufweisen, bzw. ob an bestimmten Stellen systematische Variationen der Gap-Breite auftreten, da diese die Ladungsdeponierung stark beeinflussen können.

Die Problematik bei dieser Messung bestand darin, einen ca. 2,4 mm breiten Spalt bis zu einer Tiefe von ca. 25 cm zu messen. Um das zu erreichen, wurde ein federnd gelagertes, geschlitztes Innenmeßgerät mit selbstzentrierender, verschiebbarer Triebnadel verwendet, das in Abbildung 34 dargestellt ist.

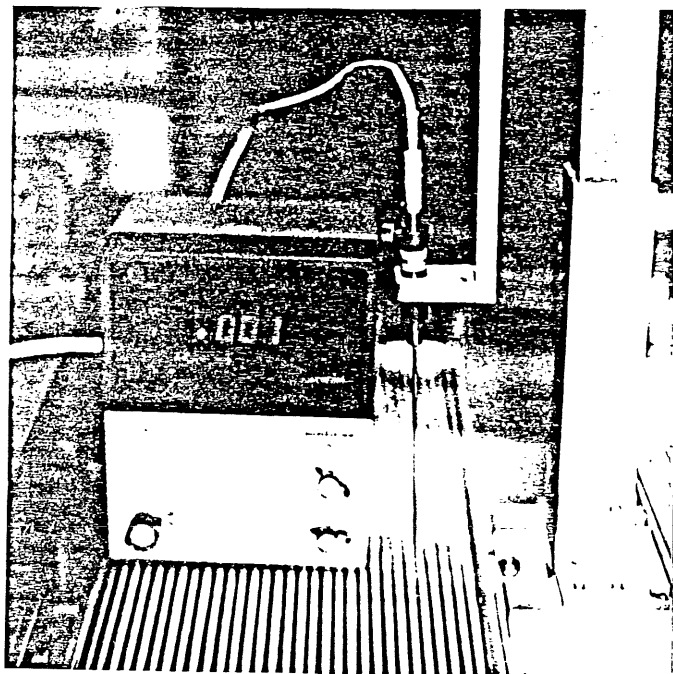


Abb. 34: Meßtaster der Gap-Messung

Dieser Meßtaster besteht aus einem 12,5 cm langen Hohlrohr aus Federstahl, der am unteren Ende einen ca. 1 cm langen Schlitz besitzt. An beiden Enden der dadurch entstehenden Stege ist eine Halbkugel angebracht. In dem Hohlrohr befindet sich die Triebnadel, die, je nachdem wie weit die beiden Halbkugeln zusammengedrückt werden, in den Hohlrohr eindringen kann und damit am anderen Ende des Hohlrohrs heraussteht. Dort ist ein induktiver Meßtaster angebracht, der eine digitale Anzeige ansteuert.

¹² diese Messungen werden in [SA 89] genauer erläutert

Die Meßgenauigkeit der Mechanik ist nach Herstellerangaben besser als 1%, die Genauigkeit des induktiven Meßtasters ist kleiner als $0,02\mu\text{m}$.

Aufgrund der Länge der Meßnadel von $12,5\text{cm}$ ist es notwendig das Modul von beiden Seiten zu vermessen, um jede Stelle im Gap erreichen zu können.

Es war nicht möglich, die Gap-Dicken im IRB zu bestimmen, da die Spezialplatten, die im IRB verwendet wurden, durch den Meßtaster so stark deformiert wurden, daß dem Meßwert keine Bedeutung zukam. Weiterhin war eine Messung der Gapdicke im in positiver z-Richtung ersten Gap der zweiten Hälfte des Moduls nicht möglich, da sich dort eine Versteifung des Montagetischs befindet.

An der Unterseite des Moduls befinden sich die elektrischen Kontakte der Platten, so daß das Messen der Gapdicken an diesen Stellen nicht möglich ist, da sonst die Kontakte beschädigt würden.

Da bei mehrmaligem Messen an einem Meßpunkt, dieser Punkt nicht exakt wiedergefunden werden kann, beträgt die Reproduzierbarkeit des Meßergebnisses für eine bestimmte Stelle im Gap bei ca. $10\mu\text{m}$.

Die Breite der Gaps wurde an 10 Punkten im Gap bestimmt. Ausnahme ist das zweite Modul, der exemplarisch an 15 Stellen vermessen wurde.

In Abbildung 35 a werden die Punkte der Gap-Messung in Modul 2 aufgezeigt, in Abbildung 35 b die der restlichen 7 Module.

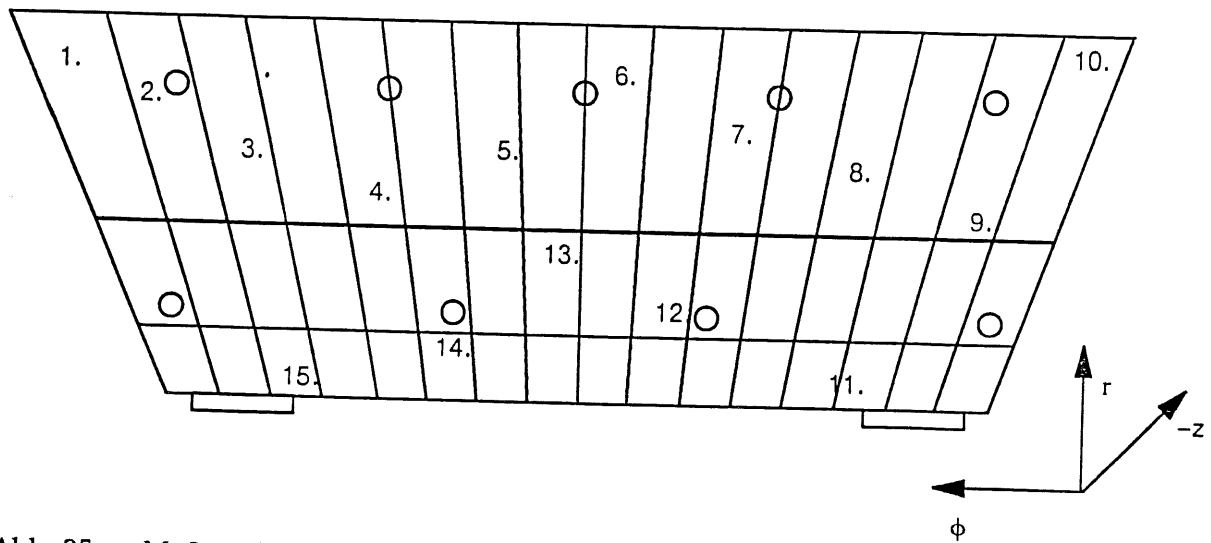


Abb 35 a: Meßpunkte der Gap-Messung in Modul 2

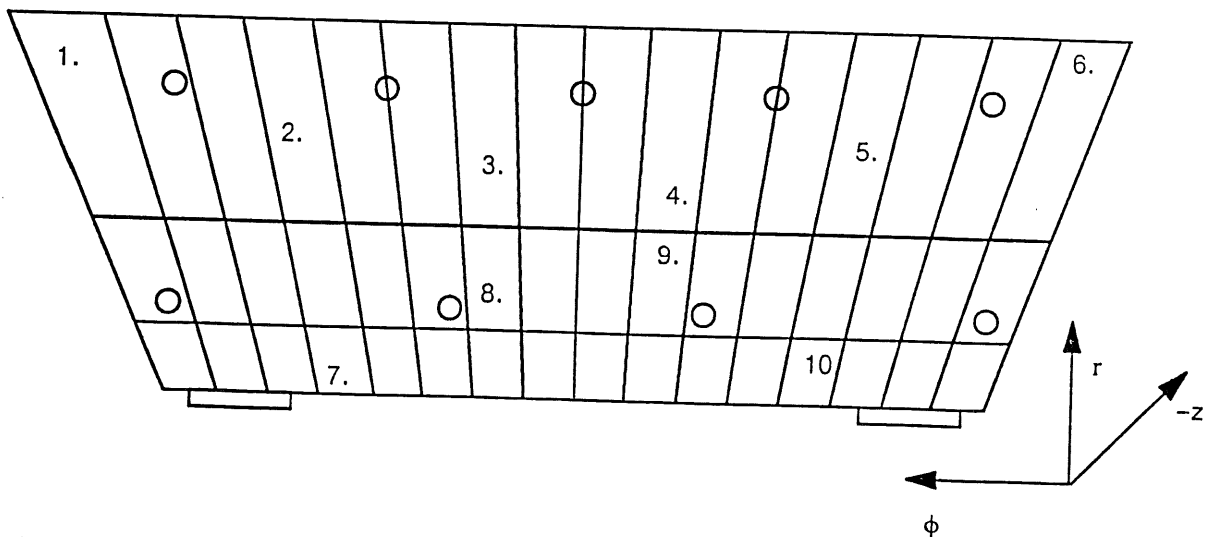


Abb. 35 b: Meßpunkte der Gap-Messung in den Modulen 1,3,4,5,6,7 und 8

In Abbildung 36 sind die Verteilungen der Gap-Mittelwerte für jedes Modul dargestellt. Wie man dieser Abbildung entnehmen kann, sind sowohl die Abweichungen innerhalb der Module, als auch die untereinander relativ groß. Die mittleren Gapdicken im 2ten Modul ($2,37 \pm 0,04$) mm und im 8ten Modul ($2,54 \pm 0,05$) mm stellen Extrema dar. Diese Werte stimmen auch innerhalb ihrer Fehler nicht überein.

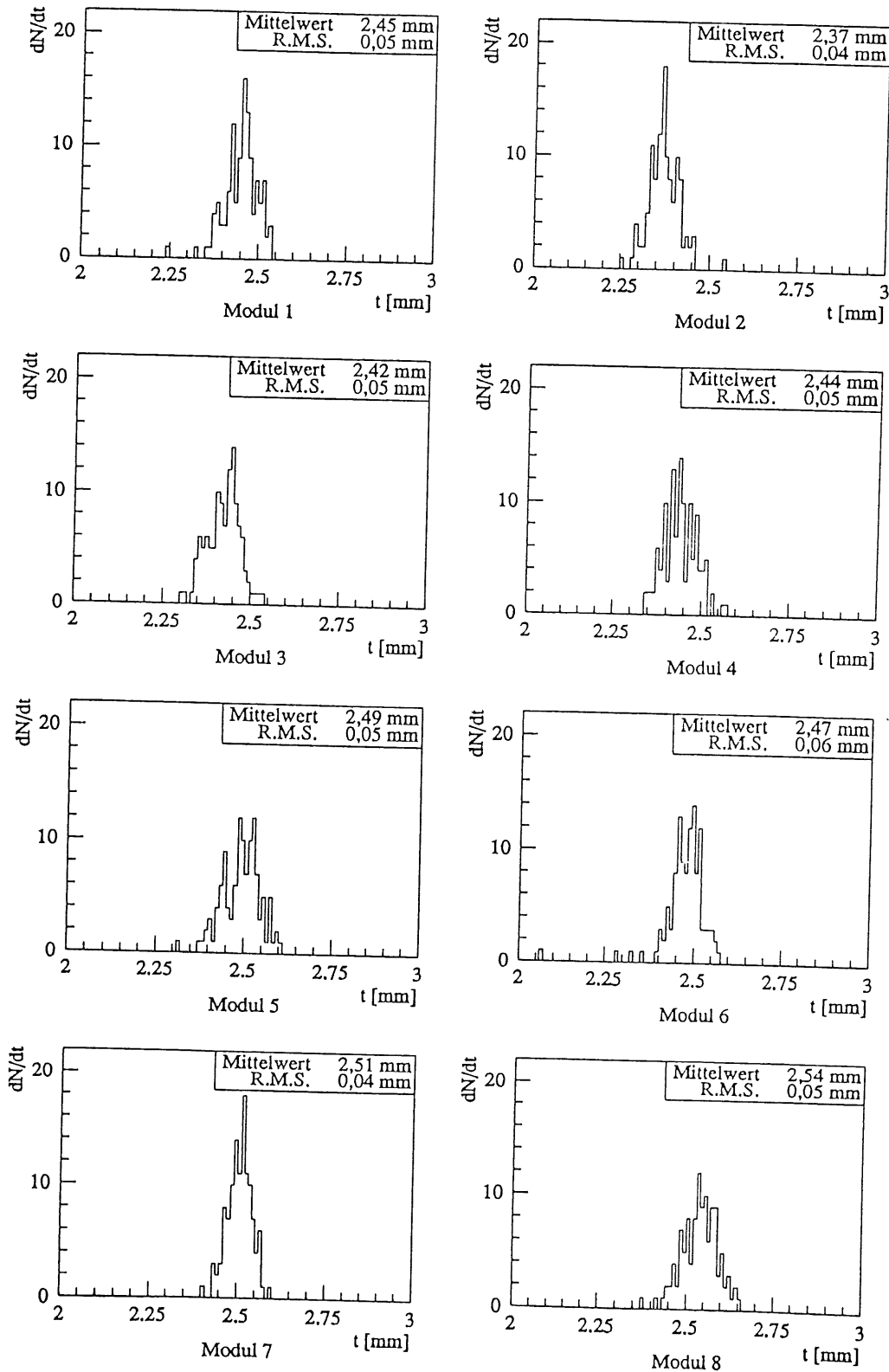


Abb. 36: Verteilung der mittleren Gapdicken aller Module

Abbildung 37 zeigt Gap-Meßpunkt-Diagramme. Auf der Abzisse sind die Meßpunkte 1-10 und auf der Ordinate die aufsummierte Gapdicke aufgetragen. Jedes Diagramm zeigt in der durchgezogenen Linie die Werte der Modulhälfte mit 28 normalen Auslesezellen, d.h. 58 vermessene Gaps und in der gestrichelten Linie die Hälfte mit 29 normalen Auslesezellen, d.h. 59 vermessene Gaps.

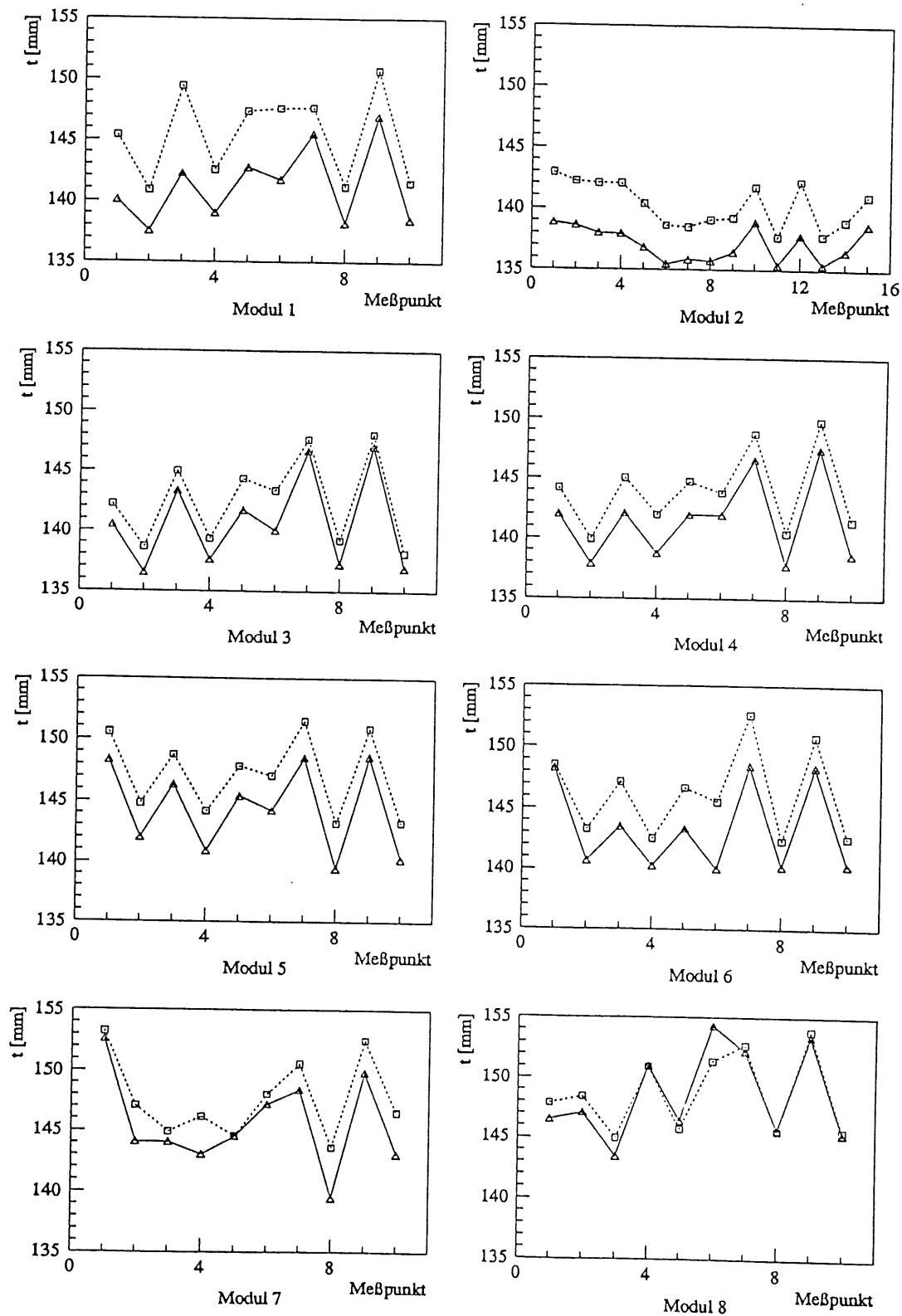


Abb. 37: Aufsummierte Gapdicken an den Meßpunkten 1-10 aller Module

In Abbildung 38 sind die Gapdicken für die Module, jeweils unterteilt in ihre beiden Hälften, an den verschiedenen Meßpunkten dreidimensional dargestellt. Modul 2 wurde in diesem Diagramm vernachlässigt, da es statt an 10 Meßpunkten an 15 vermessen wurde. Auf der Abzisse sind die Meßpunkte 1-10 aufgetragen und auf der Ordinate sind die Modulnummern 1-7.

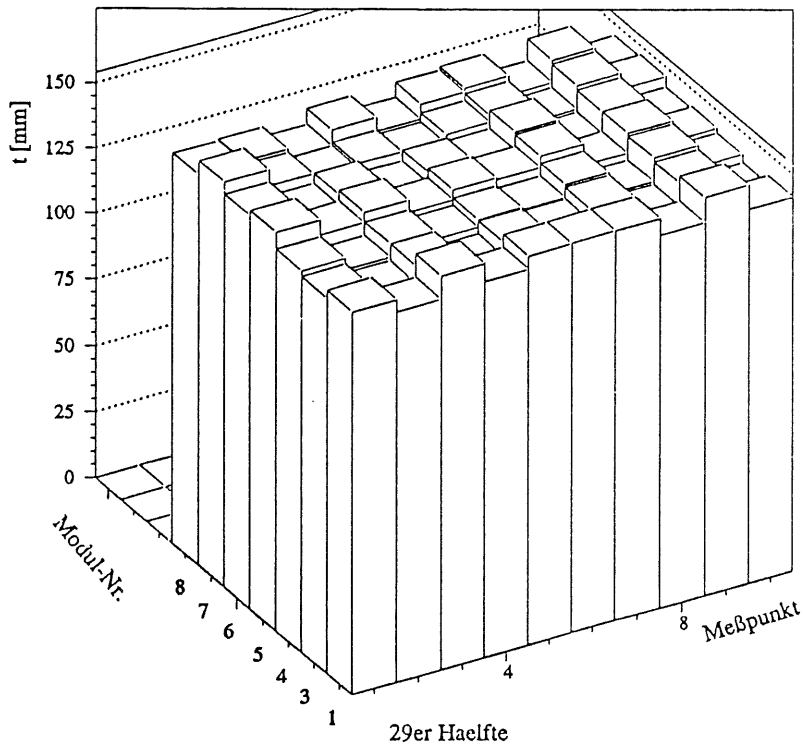
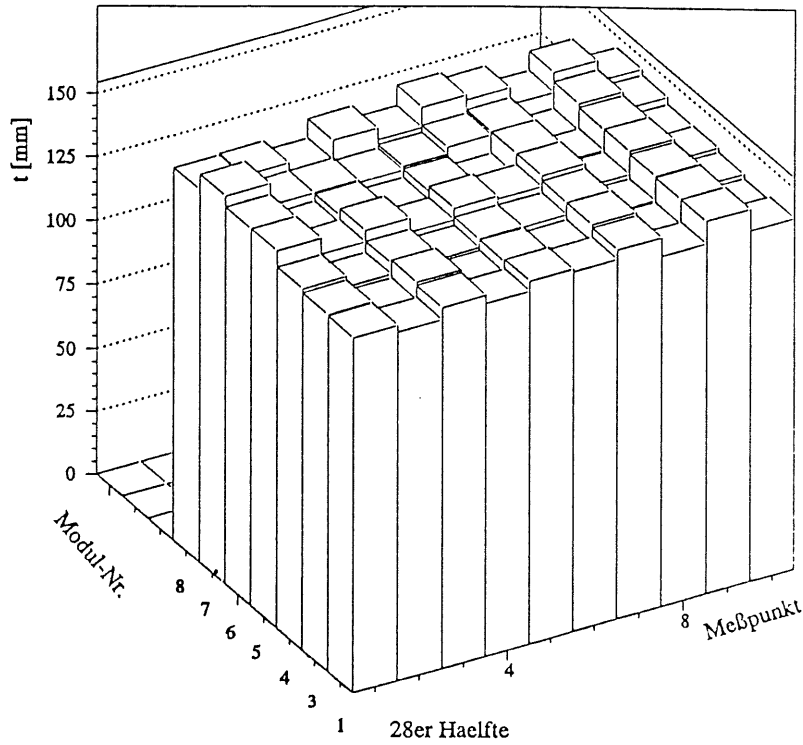


Abb. 38: Dreidimensionale Darstellung der aufsummierten mittleren Gapdicken der Module 1, 3, 4, 5, 6, 7 und 8 an den Meßpunkten 1-10

Diese Abbildungen zeigen deutlich systematische Unterschiede zwischen den einzelnen Meßpunkten.

Vergleicht man die Lage der Gap-Meßpunkte (Abb. 35 b) mit der der Dicken-Meßpunkte (Abb. 20), kann man folgende Schlußfolgerungen ziehen.

Die Auslese- bzw. Hochspannungsplatten sind an Meßpunkt 2, wie vorher schon erwähnt, dicker als der Mittelwert der Platten. In Abbildung 38 ist zu erkennen, daß die Gaps an diesen Stellen (Meßpunkt 2) dünner sind. An Meßpunkt 3 der Dicken-Messung sind die Platten dünner als das Plattenmittel. Ein Vergleich mit Meßpunkt 9 der Gap-Messung zeigt, daß dort die Gaps größer sind als im Mittel. Das bedeutet, daß die Gaps wie erwartet an den Stellen dünner sind, an denen die Platten dicker sind. Die Schwankungen der Gapdicken an den verschiedenen Punkten sind jedoch erheblich größer als die Schwankungen in den Plattendicken.

Dies kann nur durch größere Bautoleranzen innerhalb der acht Stahlgehäuse erklärt werden. Diese Toleranzen waren beim Zusammenbau der acht Module deutlich erkennbar, da beim Einsetzen der G10-Ringe zwischen die letzten Platten unterschiedlich viel Platz zur Verfügung stand.

Es wirkte sich beim Bau der acht Module nachteilig aus, daß zur termingerechten Produktion eines Moduls nicht genügend Ersatzplatten zur Verfügung standen, so daß eine geeignete Auswahl der benötigten Platten nur bedingt stattfinden konnte.

In Tabelle 10 sind die aufsummierten mittleren Gap- bzw. Plattendicken für beide Hälften jedes Moduls und die daraus resultierenden Gesamtdicken der einzelnen Module aufgeführt.

Stack	Plattendicke 28er Hälfte [mm]	Gapdicke 28er Hälfte [mm]	Plattendicke 29er Hälfte [mm]	Gapdicke 29er Hälfte [mm]	Gesamtdicke Stack [mm]
1	269,58	141,24	277,87	145,43	834,12
2	268,38	137,10	276,70	140,32	822,49
3	267,91	140,75	276,61	142,60	827,87
4	267,26	141,50	276,16	144,00	828,91
5	267,66	144,40	276,06	147,21	835,33
6	268,50	143,34	277,13	146,21	835,19
7	267,16	145,62	276,39	147,71	836,88
8	267,01	148,53	276,31	148,70	840,53

Tabelle 10: Auflistung der Platten- und Gapdicken für die beiden Hälften jedes Moduls, sowie deren Gesamtdicken

Aus dieser Tabelle ist ersichtlich, daß die Plattendicke im ersten Modul am größten und im achten Modul am kleinsten ist. Dieses Modul weist auch die größten Gaps innerhalb aller Module auf, wohingegen die Gaps in Modul 1 nicht außergewöhnlich dünn sind. In Modul 2 befinden sich die dünnsten Gaps, obwohl die Plattendicke in diesem Modul nicht auffallend von den Plattendicken der anderen Module abweicht.

Die maximalen Schwankungen in der Summe der Plattendicken der 28er bzw. 29er Hälfte der Module betragen $\approx 2,5$ mm bzw. $\approx 1,8$ mm (vergl. Tabelle 10). Dies umgerechnet auf die Anzahl der Platten in den jeweiligen Hälften ergibt eine Abweichung von $\approx 0,04$ mm bzw. $\approx 0,03$ mm pro Platte. Für die Gaps ergeben sich die maximalen Schwankungen in den Hälften zu ≈ 11 mm bzw. ≈ 9 mm. Umgerechnet auf die Anzahl der Gaps erhält man Abweichungen von $\approx 0,19$ mm bzw. $\approx 0,15$ mm. Dies zeigt wiederum, daß die Variationen der Plattendicken nicht ausschlaggebend für die großen Gapschwankungen sind.

Um diese unterschiedlichen Abweichungen nochmals darzustellen, sind in Abbildung 39 die aufsummierten mittleren Gapsdicken, sowie die aufsummierten mittleren Plattendicken, als auch ihre Summe, für alle Module, unterteilt in jeweils beide Hälften, dargestellt. Man sieht, daß die Schwankungen in den Plattendicken von denen der Gapsdicken übertroffen werden.

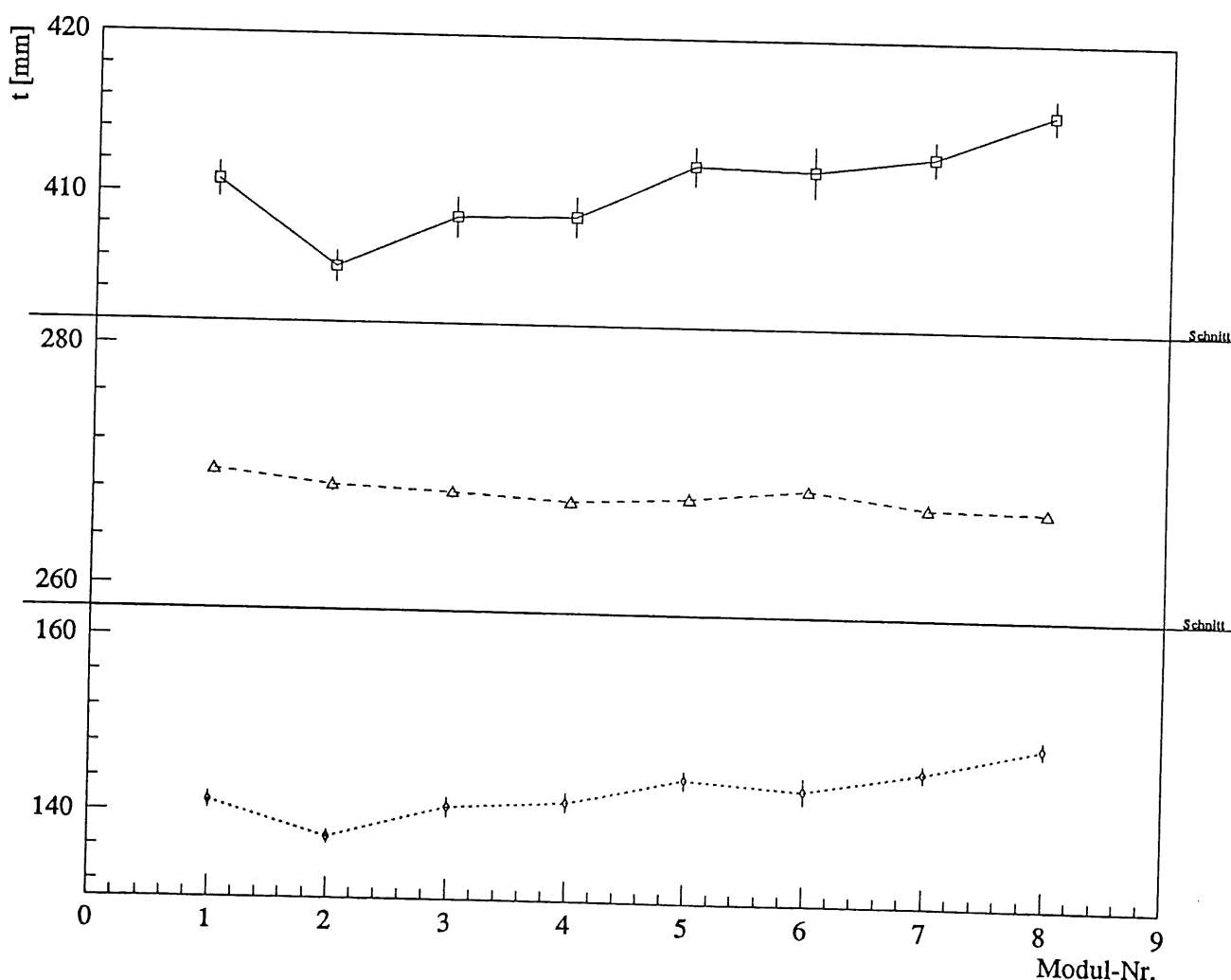


Abb. 39: a) Aufsummierte mittlere Gap- und Plattendicken, sowie deren Summe aller Module in der 28er-Modulhälfte

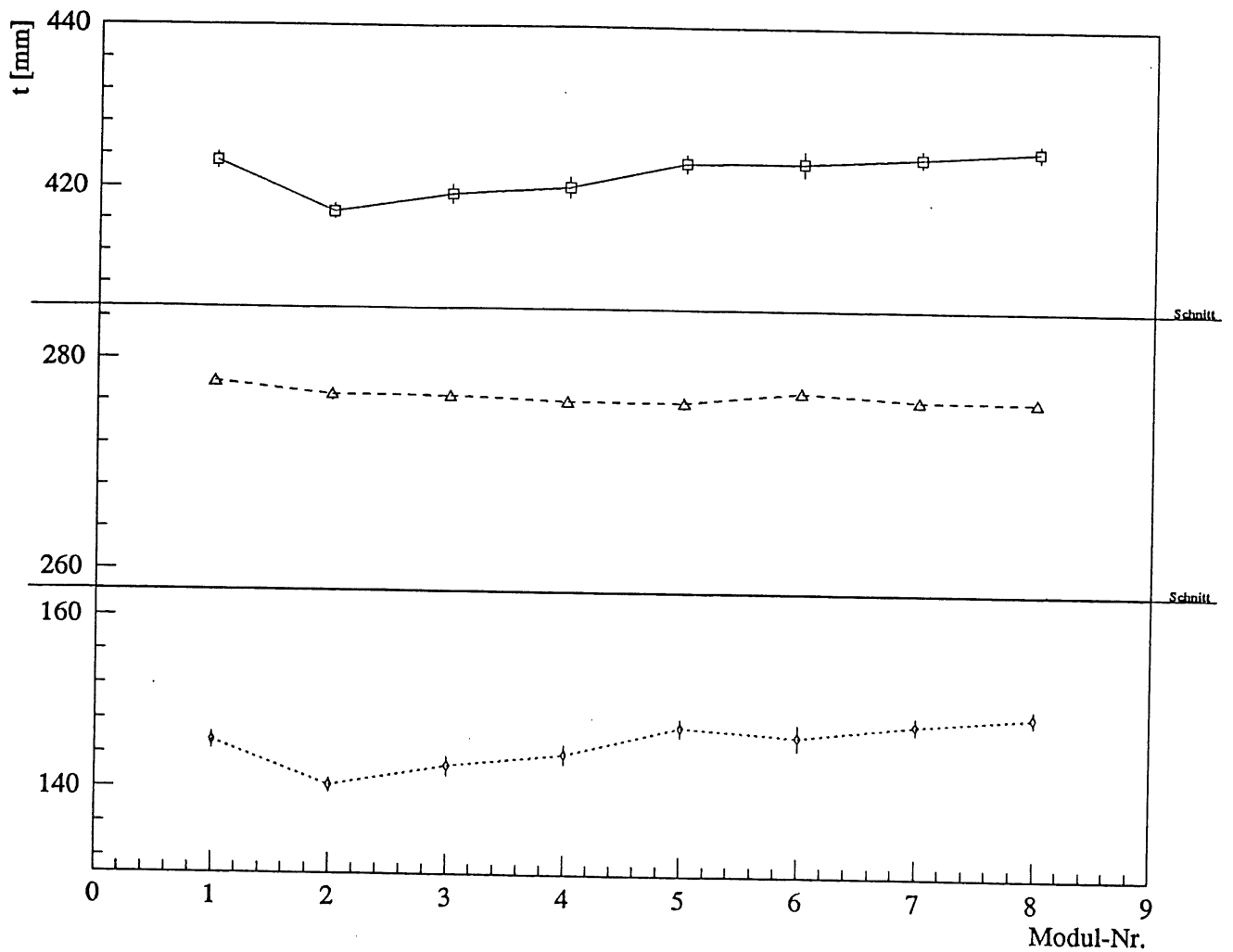


Abb. 39: b) Aufsummierte mittlere Gap- und Plattendicken, sowie deren Summe aller Module in der 29er-Modulhälfte

Da die Auslesekänäle zu Shower-Towern zusammengefaßt werden, sind für die entstehenden Daten nur die mittleren Platten- und Gapdicken pro z-Layer interessant. Daher sind in Abbildung 40 und 41 die mittleren Plattendicken (durchgezogene Linie) und mittleren Gapdicken (gestrichelte Linie) pro z-Layer dargestellt.

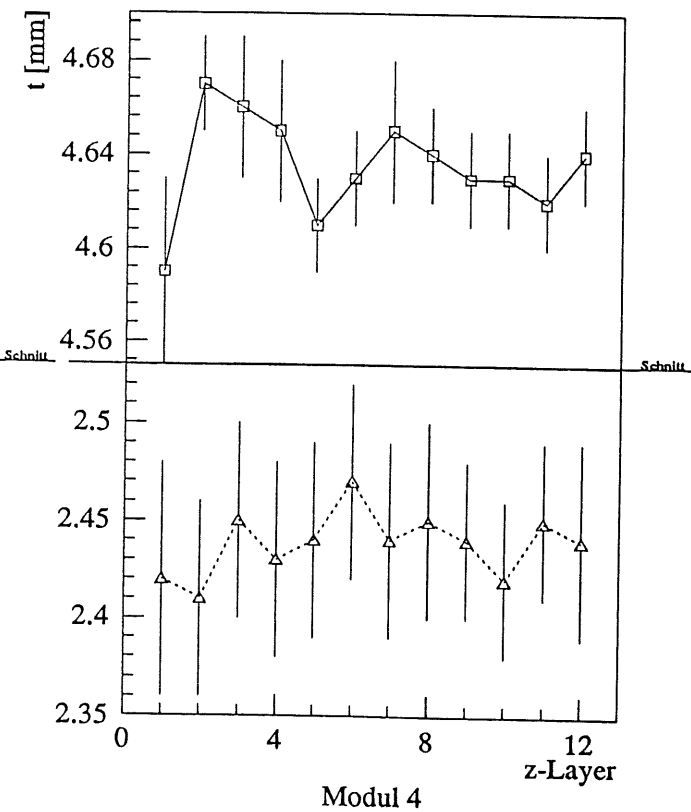
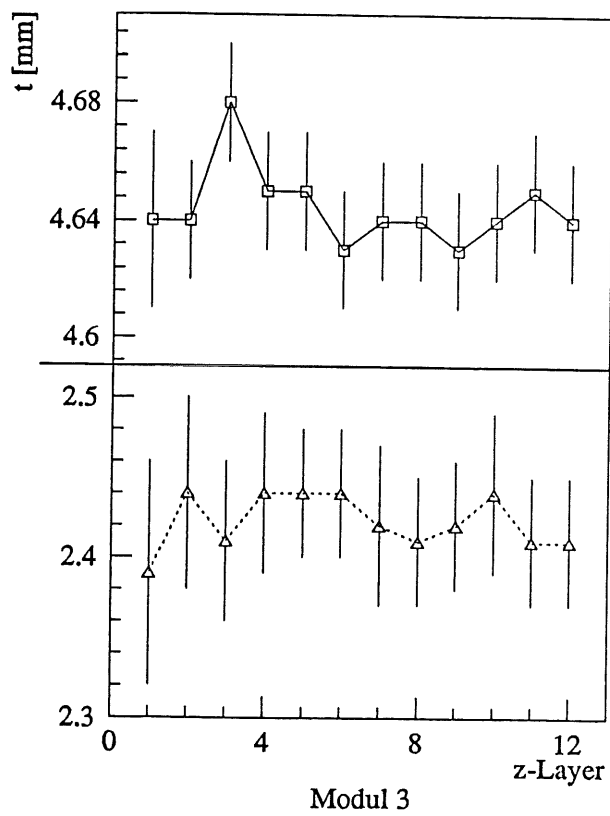
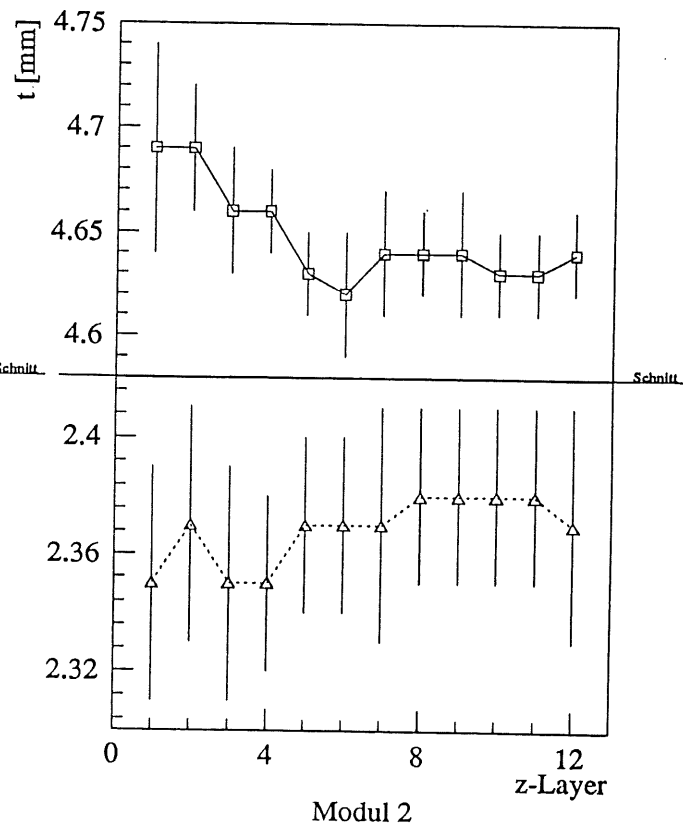
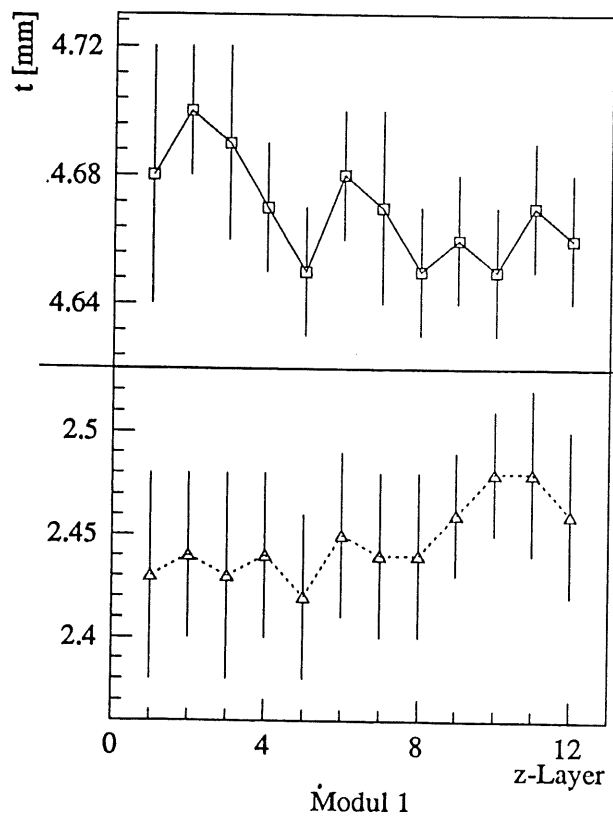


Abb. 40: Mittlere Plattendicken (durchgezogene Linie) und mittlere Gapdicken (gestrichelte Linie) pro z-Layer für Modul 1-4

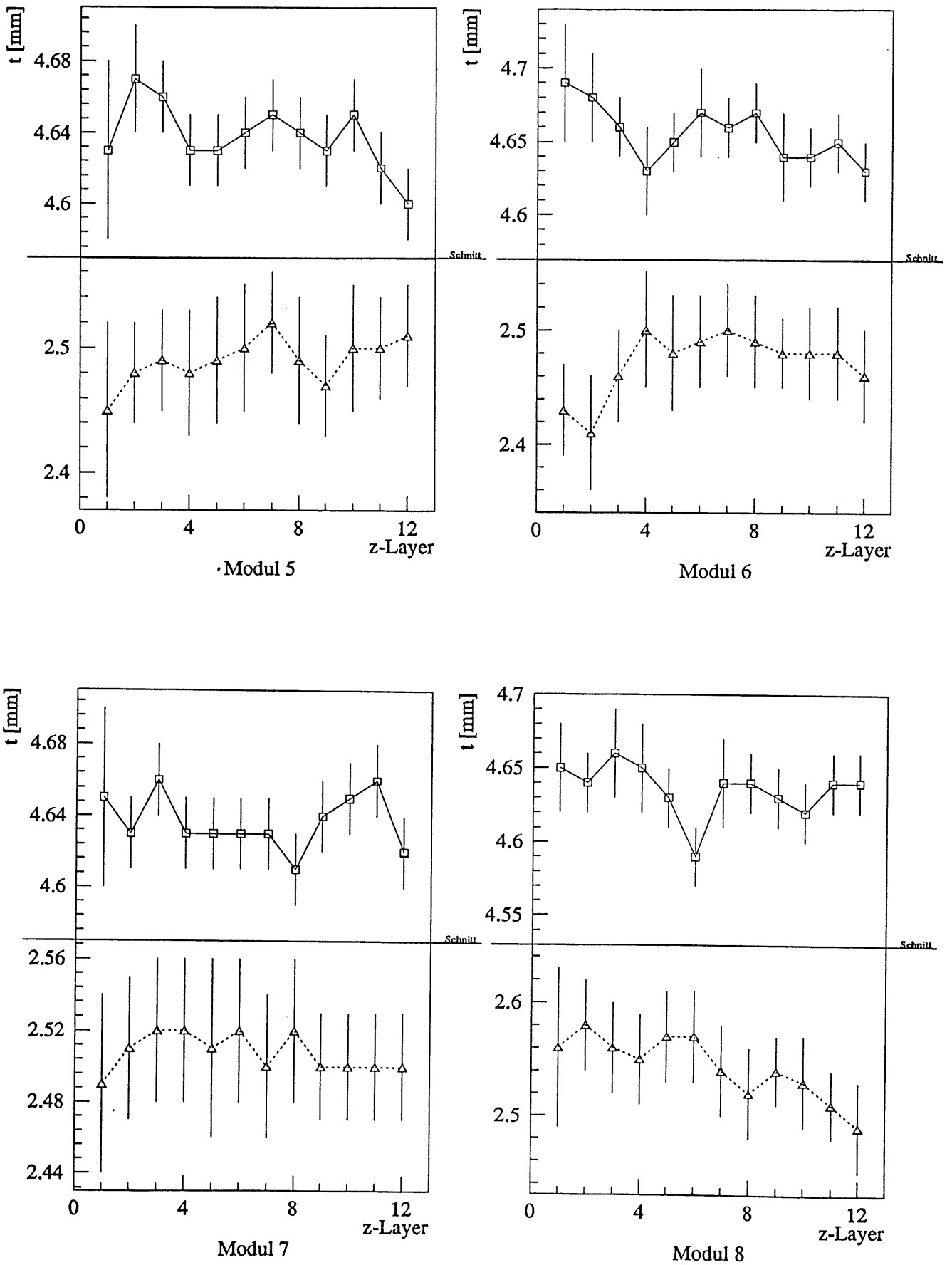


Abb. 41: Mittlere Plattendicken (durchgezogene Linie) und mittlere Gapdicken (gestrichelte Linie) pro z-Layer für Modul 5-8

Um die relativ kleinen Schwankungen bei den mittleren Platten- bzw. Gapdicken bei unterschiedlich großen Absolutwerten sichtbar zu machen, wurde die Skalierung der Ordinate unterbrochen.

Man erkennt deutlich, daß man durch die Meßpunkte der mittleren Gapdicken, aufgrund der großen Fehlerbalken, die durch die starken Schwankungen innerhalb der z-Layer hervorgerufen werden, eine Gerade legen könnte, was bei den mittleren Plattendicken nicht möglich wäre. Evident ist jedoch der Trend, daß in den z-Layern, dort wo die Platten dicker sind, die Gaps dünner sind.

Ob die in diesem Kapitel aufgezeigten systematischen und unsystematischen Unterschiede in den Modulen bzw. zwischen den Modulen Auswirkungen auf die mit diesen Detektoren gewonnenen Daten haben, soll im nächsten Kapitel anhand der im Testexperiment gewonnenen Daten untersucht werden.

5 Datenanalyse

5.1 Allgemeines

Im Juli und August 1989 wurden Testexperimente mit dem ersten Serienmodul des FB1E-Rings durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde das Modul dem H6-Teilchenstrahl des SPS am CERN ausgesetzt. Im SPS werden auf (400 ± 8) GeV beschleunigte Protonen auf ein Wechselwirkungsmaterial gelenkt. Die dort entstehenden Sekundärstrahlen werden mittels eines Verteilers, zu verschiedenen experimentellen Anordnungen gelenkt. Der H6-Strahl wird vorher noch auf ein weiteres Target, das sogenannte "Revolvertarget¹³" gelenkt. In unserem Testexperiment wurde ein 1 m langes Polyethylentarget verwendet, um eine Anreicherung des Strahls mit Mesonen zu erreichen [RI 89]. Mittels Magneten und Kollimatoren kann nun der Impuls der Teilchen eingestellt werden. Die Impulsgenauigkeit $\frac{\Delta P}{P}$ ist vom eingestellten Teilchenimpuls abhängig und schwankt zwischen 0,5% bei Teilchenimpulsen von 250 GeV/c und etwa 5% bei 10 GeV/c. Der so eingestellte Teilchenstrahl gelangt nun zu der experimentellen Anordnung, die im Folgenden genauer beschrieben wird.

5.2 Aufbau des Testexperimentes

Die in diesem Testexperiment verwendeten Kalorimeter sind die Supermodule FB1, bestehend aus FB1E und FB1H¹⁴, und FB2, bestehend aus FB2E und FB2H. Diese beiden Elemente sind, nebeneinander stehend, in einem Winkel von $34,3^\circ$ zur Strahlachse in einem Kryostaten positioniert (siehe Abb. 42). Die gewählte Teilchenstrahlrichtung entspricht der Lage des FB1E-Rings bezüglich des Wechselwirkungspunktes im H1-Detektor.

Das Supermodul FB2 wurde in diesem Aufbau verwendet, da es sich auch im H1-Detektor in positiver z-Richtung gesehen hinter dem FB1-Ring befindet. Damit konnte der Aufbau im H1-Detektor simuliert und insbesondere erreicht werden, daß die aus dem FB1-Supermodul herausleckende Energie noch nachgewiesen werden kann.

Der verwendete, mit Flüssigargon gefüllte Kryostat besteht aus Edelstahl, und besitzt am Eintrittsort der Teilchen ein Mylarfenster (s. Abb. 42), um die Energieverluste vor dem Eintritt der Teilchen ins Kalorimeter zu vermindern. Innerhalb des Kryostaten ist vor dem Kalorimeter ein, auch im H1-Detektor existierender, Argonverdränger angebracht.

Um die Reaktion des FB1E-Moduls an verschiedenen Stellen bestimmen zu können, kann entweder der Teilchenstrahl mit Hilfe von Magneten um maximal 20 cm (am FB1E-Modul) nach oben oder unten (y-Richtung) abgelenkt werden, oder der Kryostat um maximal 20 cm nach rechts oder links (x-Richtung) bezüglich der Strahlrichtung verschoben werden. Abbildung 42 zeigt den schematischen Aufbau innerhalb des Kryostaten.

¹³ Verschiedene Targets sind auf dem Mantel eines Zylinders angebracht, sodaß durch Drehen des Zylinders das Target schnell gewechselt werden kann

¹⁴ **FB1**, da es sich um den ersten Ring im forward barrel handelt und **H** steht für hadronisches Kalorimeter

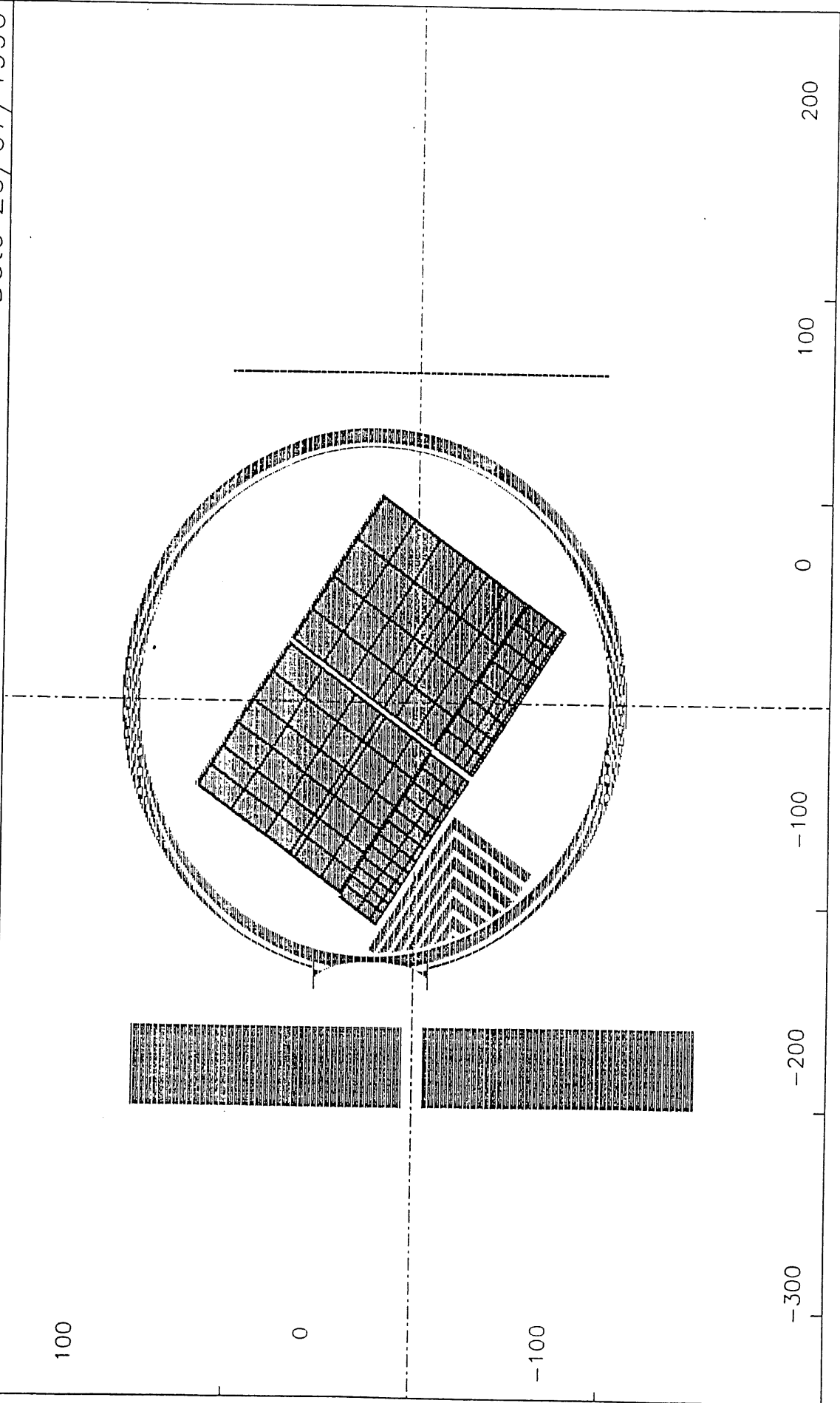


Abb. 42: Schematischer Aufbau innerhalb des Kryostaten

Der Kryostat, und damit die Supermodule, werden in eine Reihe anderer Detektoren integriert. Diese Detektoren dienen zur Strahlachsdefinition und Teilchenidentifikation. Dies ist notwendig, da Teilchen deren Signale im Kalorimeter ausgelesen werden sollen, folgende Kriterien erfüllen müssen:

- > die Teilchensorte muß bekannt sein, damit die Art ihrer Wechselwirkung bekannt ist,
- > die Teilchen müssen auf der Strahlachse liegen, damit ihr Impuls bekannt ist,
- > es sollte jeweils nur ein Teilchen im Kalorimeter wechselwirken.

Um zu entscheiden ob diese Kriterien erfüllt sind, werden verschiedene Detektortypen benötigt.

Zur Strahlteilchenidentifikation werden zwei Čerenkovzähler, sogenannte "CEDAR's" (Čerenkov Differential Counters with Achromatic Ringfocus) und ein Schwellen-Čerenkovzähler (XCET) verwendet.

Zur Definition der Strahlachse dienen zwei im Abstand von 22,335 m angebrachte Szintillatoren. Ihre aktive Fläche ist $3 * 3 \text{ cm}^2$ groß. Wegen der daraus sich ergebenden Größe der Szintillatoren werden diese auch "Fingerzähler" genannt.

Weiterhin ist vor dem Kalorimeter noch ein sogenannter "Holecounter (HC)" angebracht. Dieser Holecounter besteht aus einem Szintillator mit einer aktiven Fläche von jeweils $20 * 120 \text{ cm}^2$, jedoch ist dort wo sich die Strahlachse befindet ein Schlitz, so daß Teilchen die dort durchfliegen im Holecounter kein Signal erzeugen. Dieser wird ergänzt durch 10 weitere Szintillatoren obiger Fläche, die überlappend, in Form einer Wand, die sogenannte "Veto-Wand", angebracht sind. Diese Veto-Wand besitzt ebenfalls am Durchgangspunkt des Teilchenstrahls einen Schlitz. Damit kann das Nichtansprechen der Veto-Wand und des HC's beim Durchgang eines Teilchens zur Strahlachsdefinition verwendet werden. Um die Lage des Teilchens im Strahl genauer definieren zu können, werden noch zwei Vieldrahtproportionalkammern, sogenannte "MWPC's" (Multi-Wire-Proportional-Chamber) verwendet, deren Signale aufgrund ihrer Dauer erst bei der späteren Analyse berücksichtigt werden können. Um die Datennahme dieser MWPC's zu starten, befinden sich vor der in Strahlrichtung ersten MWPC (per Definition MWPC 2), zwei Szintillatoren (W1 und W2) mit einer aktiven Fläche von $5 * 5 \text{ cm}^2$. Dabei wird ein koinzidentes Signal beider Szintillatoren gefordert, um die Datennahme der MWPC's zu starten.

Vor der Veto-Wand befindet sich eine 1,12 cm ($2 X_0$) dicke Bleischicht, die die Empfindlichkeit dieser Hodoskopwand und des HC's gegenüber Teilchen, die nicht auf der gewünschten Strahlachse "fliegen" durch Aufschauerung im Blei erhöht. Zur Abschirmung der Veto-Wand bzw. des HC's vor rückgestreuten Teilchen, steht zwischen Vetowand und Kalorimeter eine 40 cm dicke Eisenwand.

Hinter dem Kryostaten befindet sich eine weitere aus 10 Szintillatoren bestehende Hodoskopwand (M1), sowie ein Teilchenstrahlabsorber. Ihm folgt eine weitere Hodoskopwand (M2). Diese beiden Hodoskopwände können Informationen über gestreute Myonen liefern, da nur Myonen, bedingt durch ihren sehr kleinen Wirkungsquerschnitt, diesen Absorber durchqueren können, so daß beide Wände ein Signal liefern.

Die Abfolge der verwendeten Detektoren ist in Abbildung 43 dargestellt. Eine ausführlichere Beschreibung der verwendeten Detektoren, sowie die nachfolgend beschriebene Verknüpfung ihrer Signale findet man in [RI 89].

Die Informationen, die diese Detektoren liefern, werden von einem Triggerlogisch verarbeitet. Er entscheidet, ob die Signale der einzelnen Kanäle im Kalorimeter ausgelesen und auf Band geschrieben werden. Nach dem Start der Datennahme wird für die Abklingzeit eines Schauers im Kalorimeter ($10\mu s$), jedes weitere Triggersignal unterdrückt. Existiert innerhalb von $3\mu s$ nach einem Triggersignal ein weiteres Triggersignal eines neuen Teilchens, so wird die Datennahme nicht unterbrochen, sondern das Ereignis wird gekennzeichnet, so daß bei der späteren Datenanalyse festgestellt werden kann, ob die Signale im Kalorimeter von einem oder mehreren Teilchen erzeugt wurden.

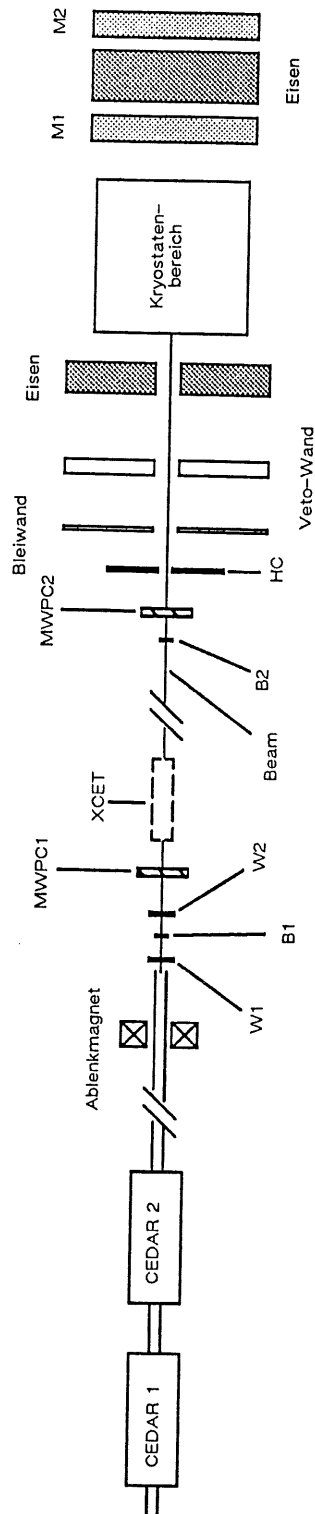


Abb. 43: Lage der Detektoren in der Strahlachse

5.3 Durchgeführte Messungen

Die zur Teilchenidentifikation notwendigen CEDAR's konnten durch Änderung des Innendrucks und der damit verbundenen Änderung des Brechungsindexes, sowohl Elektronen, als auch Pionen identifizieren, so daß die Messungen mit diesen zwei Teilchensorten durchgeführt werden konnten.

Durch die Tatsache, daß sowohl der Kryostat, als auch der Strahl bewegt werden konnten, war es möglich, die Reaktion des Kalorimeters an verschiedenen Auftreffpunkten des Strahls zu messen. Da die Energie des Teilchenstrahls in gewissen Grenzen variiert werden konnte, bestand ebenfalls die Möglichkeit, die Messungen bei verschiedenen Energien durchzuführen.

Die im Folgenden verwendeten x- und y-Koordinaten beziehen sich auf den Testaufbau (vergl. Abb. 42).

Eine Verschiebung des Kryostaten in x-Richtung bewirkt die Verschiebung des Teilcheneintrittsortes in verschiedene z-Layer, wohingegen das Ablenken des Teilchenstrahls eine Verschiebung des Teilcheneintrittsortes, innerhalb eines z-Layers, zu verschiedenen Shower-Towern bewirkt.

Folgende Messungen wurden durchgeführt:

- > Energie-Scan: ($x = 225 \text{ mm} = \text{const.}$; $y = 0 \text{ mm} = \text{const.}$)
 - Elektronen mit einem Impuls von 10, 30, 80 und 166 GeV/c
 - Pionen mit einem Impuls von 15, 20, 30, 50, 80 und 170 GeV/c
- > Horizontaler-Scan: ($y = 0 \text{ mm} = \text{const.}$; Impuls = 30 GeV/c = const.)
 - Elektronen bei $x = 145, 185, 225, 265$ und 298 mm
 - Pionen bei $x = 145, 185, 225, 265$ und 300 mm
- > Vertikaler-Scan: ($x = 225 \text{ mm} = \text{const.}$; Impuls = 30 GeV/c = const.)
 - Elektronen bei $y = 105, 113, 118, 123, 128, 133, 138$ und 145 mm
 - Pionen bei $y = 65, 105$ und 145 mm

5.4 Ergebnisse

Wie in Kapitel 4 dieser Arbeit bereits erläutert wurde, zeigen die Bauparameter, insbesondere die Gapdicken, Unterschiede bzw. Abweichungen zu den projektierten Werten. Dabei liegen die Unterschiede innerhalb eines Moduls im Rahmen ihrer Fehler, jedoch bestehen zwischen den Modulen teilweise große Differenzen.

Zur Überprüfung, inwieweit sich diese Differenzen auf die Ladungsdeponierung in den einzelnen z-Layern auswirken, können die Daten des Horizontalen-Scan's mit Elektronen verwendet werden.

Bei den hier gewählten x-Positionen des Kryostaten, $x = 185, 225$ und 265 mm, liegen die Eintrittsorte des Teilchensstrahls in den z-Layern 5, 6 und 7 des FB1E-Kalorimeters. Diese z-Layer unterscheiden sich, wie in den Abbildungen 40 und 41 schon gezeigt wurde, durch ihre Platten- bzw. Gapdicken.

Die Abbildungen 44 a-c zeigen die Verteilungen der Gesamtladungen. So wurde jeweils die gesamte in FB1E deponierte Ladung pro Ereignis für die drei verschiedenen Einschußpositionen berechnet und eingetragen.

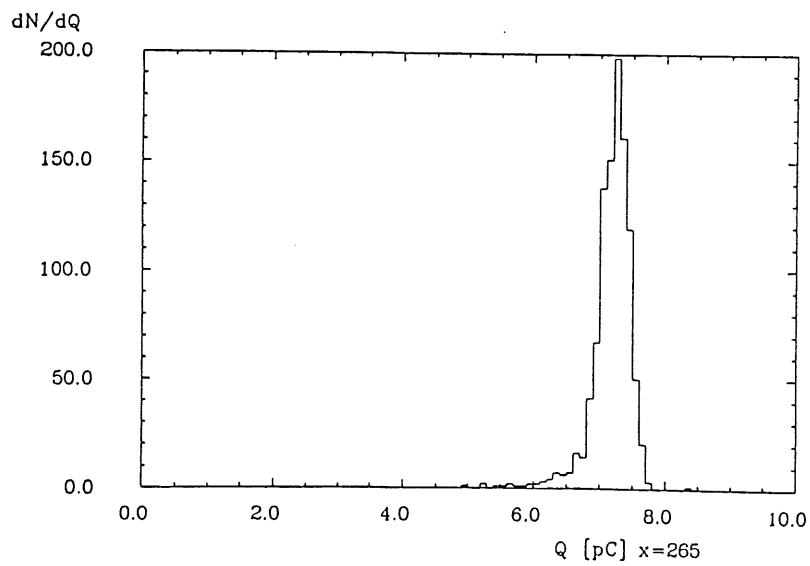
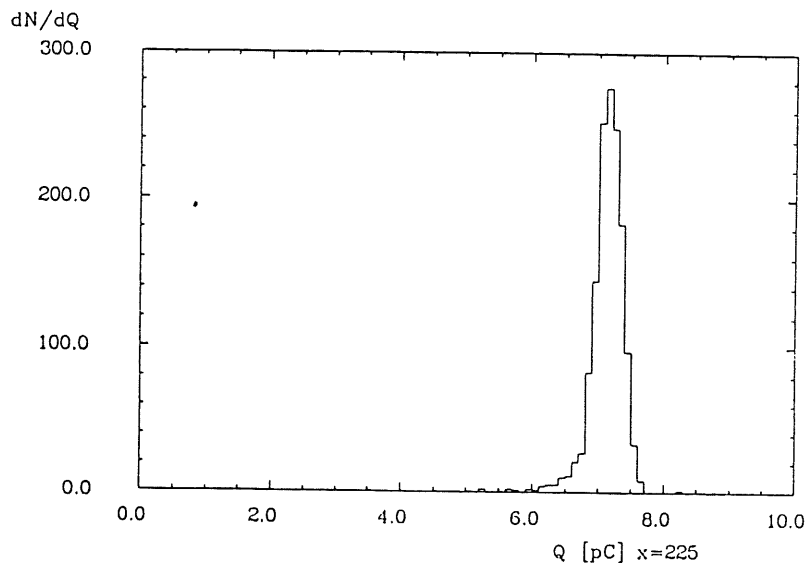
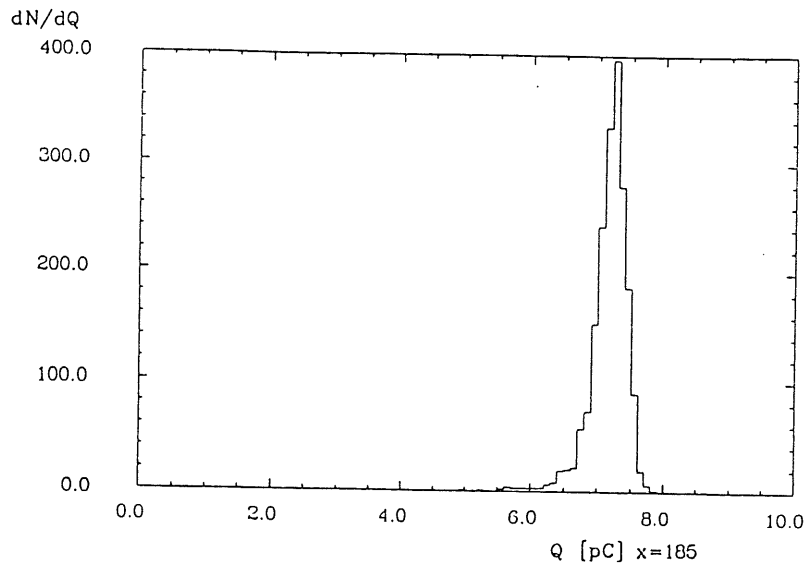


Abb. 44 a-c: Verteilungen der gesamten deponierten Ladung in FB1E an den Einschubpositionen a) $x = 185$ mm, b) $x = 225$ mm und c) $x = 265$ mm, bei einer konstanten Teilchenenergie des Primärteilchens von 30 GeV

Tabelle 11 stellt die mittlere Gesamtladung $\langle Q \rangle$, sowie die Breite der Verteilungen (R.M.S.) nochmals zusammen.

Einschußposition x [mm]	$\langle Q \rangle$ [pC]	R.M.S. [pC]
185	7,16	0,28
225	7,13	0,25
265	7,18	0,31

Tabelle 11: *Mittlere Gesamtladung $\langle Q \rangle$ und R.M.S. der Verteilungen für die drei Einschußpositionen $x = 185, 225$ und 265 mm*

Wie man Tabelle 11 entnehmen kann, zeigen die mittleren deponierten Gesamtladungen keine signifikanten Unterschiede.

Beim späteren H1-Experiment werden jedoch viele Module verwendet. Wie im vorigen Kapitel bereits beschrieben, weisen die acht verwendeten FB1E-Module, gemäß Abb. 36-41 und Tabelle 10, erhebliche Schwankungen der mittleren Gapdicken auf. Daher muß versucht werden, diese Module aufgrund ihrer Bauparameterunterschiede aufeinander abzustimmen.

Experimentell ist dies jedoch nicht möglich, da aus Zeit- und Kostengründen nur ein Modul jedes Ringes vor dem Einbau in den H1-Detektor getestet werden konnte. Ein entsprechender Test im fertigen Detektor ist technisch nicht durchführbar. Daher soll im Folgenden ein Korrekturverfahren vorgestellt und an den mit dem FB1E-Testmodul gewonnenen Daten formell überprüft werden.

Eine unkorrekte oder fehlende Interkalibration sowohl der acht FB1E Einzelmodule als auch aller Kalorimeterringe untereinander würde bei der späteren Datennahme zu nicht miteinander vergleichbaren Daten bzw. Ergebnissen führen.

Eine mögliche Korrektur für einen Kalorimeterring wäre die Abstimmbarkeit mit einem idealen Referenzmodul mit einheitlichen Sollplattendicken und Gapbreiten. Damit könnte erreicht werden, daß identische Teilchen gleicher Energie, **nach entsprechender Abstimmung auf das Referenzmodul**, in allen Einheiten gleiche Signale liefern. Ein derartiges Referenzmodul ist aus konstruktionstechnischen Gründen nicht machbar. Prinzipiell würde sich das getestete FB1E-Modul als Referenzeinheit anbieten. Jedoch sind bereits in dieser Detektoreinheit sowohl Dicken- als auch Gapschwankungen vorhanden, was eine Verwendung als Referenzdetektor ausschließt. Eine weitere Möglichkeit besteht in einem geeigneten Korrekturverfahren, das sich der Eigenschaften eines idealen Kalorimeters bedient. Für FB1E bedeutet das:

- a) einheitliche Plattendicken von 0,465 mm und
- b) einheitliche Gapbreiten von 0,235 mm.

Die für Sampling-Kalorimeter wesentliche Größe, in der sowohl die Plattendicke als auch Gapbreite, d.h. Dicken der inaktiven und aktiven Detektorschichten enthalten sind, ist die bereits in Kapitel 2.7 gezeigte sogenannte Sampling-Fraction (vergl. Formel (16)):

$$R_{\text{sampling}} = \frac{d_a * \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{aktiv}}}{d_a * \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{aktiv}} + d_i * \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{inaktiv}}} \quad (16)$$

Da im FB1E-Kalorimeter drei verschiedene Arten von z-Layern existieren und in den Layern 1 und 7 jeweils Stahlwände, in Verbindung mit speziellen Platten ohne Blei, eingearbeitet werden mußten (vergl. Kapitel 3.3), unterscheiden sich die einzelnen getroffenen z-Layer in ihrer Länge in z-Richtung und somit in ihren Strahlungslängen voneinander.

Die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers kann mittels der durchquerten Strahlungslängen beschrieben werden. Daher wurde zum besseren Vergleich der longitudinalen Schauerentwicklung an den drei verschiedenen Positionen ($x = 185, 225$ und 265 mm) das ganze FB1E-Modul in Strahlungslängen ausgedrückt. Dabei wurde der Nullpunkt an den Anfang des FB1E-Moduls (in positiver z-Richtung gesehen) gelegt. Unter Berücksichtigung des Auftreffwinkels des Teilchenstrahls von $34,3^\circ$ auf das Modul muß ein Teilchen nicht die Strahlungslänge des z-Layers durchqueren, sondern eine um den Faktor $(\cos 34,3^\circ)^{-1}$ größere Strahlungslänge.

Wie im zweitem Kapitel bereits erläutert wurde, kann die longitudinale Schauerentwicklung mit Hilfe der mittleren Zahl von Elektronen bzw. Positronen mit einer Energie die größer ist als $1,5$ MeV (siehe Gl. 13) beschrieben werden.

$$\frac{dN}{dt} = N_0 t^\alpha e^{-\beta t} \quad (13)$$

$$\alpha = 2,0 - \frac{Z}{340} + \left(0,664 - \frac{Z}{340} \right) * \ln(E [\text{GeV}]) ; \text{ für } Z \geq 26$$

$$\beta = 0,634 - 0,0021 * Z$$

$$N_0 = 5,51 * E[\text{GeV}] * \sqrt{Z} * \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)}$$

Dabei gibt t die Schichtdicke in Einheiten der Strahlungslänge an.

Diese empirische Gleichung besteht, wie bei solchen Entwicklungen häufig verwendet, aus einer Potenzfunktion mit einem exponentiellen Dämpfungsglied, wobei beide Exponenten materialabhängige Größen darstellen.

Da der Auftreffpunkt des Teilchens auf das Kalorimeter jedoch nicht bei $t=0$ (Modul-Anfang) liegt, muß der Schauerstartpunkt t_0 , in Einheiten der Strahlungslänge, von der gesamten Schichtdicke abgezogen werden.

Um diese Funktion (13) an die Verteilung der Ladung pro Strahlungslänge $\left(\frac{dQ}{dt} \right)$ anpassen zu können, muß die Funktion noch um einen Proportionalitätsfaktor a erweitert werden.

Im wesentlichen besteht, wie schon in Kapitel 3 erläutert, das FB1E-Kalorimeter aus einer $2,4$ mm dicken Bleischicht als inaktives Detektormaterial und einer $2,4$ mm breiten Flüssigargonionisationskammer als aktives Detektormaterial. Da beide Schichten in etwa gleich dick sind, kann als mittlere Ordnungszahl $Z_{\text{Pb/LAr}}$ die mit den jeweiligen Strahlungslängen gewichteten Ordnungszahlen Z dieser beiden Materialien angenommen werden. Die anderen Materialien haben aufgrund ihrer geringen Dicken keinen Einfluß auf die mittlere Ordnungszahl.

Demnach ergibt sich die mittlere Ordnungszahl $Z_{\text{Pb/LAr}}$ zu:

$$Z_{\text{Pb/LAr}} = \frac{Z_{\text{Pb}} * X_{\text{Pb}} + Z_{\text{LAr}} * X_{\text{LAr}}}{X_{\text{Pb}} + X_{\text{LAr}}} = 79,7 \quad (37)$$

Unter Berücksichtigung der mittleren Ordnungszahl von 79,7 und der Primärenergie der auftreffenden Teilchen von 30 GeV, ergibt sich die Anpassungsfunktion und ihre Parameter zu:

$$\frac{dQ}{dt} = a * N_0 * (t - t_0)^\alpha * e^{-\beta * (t - t_0)} \quad (38)$$

$$\alpha = 3,1587$$

$$\beta = 0,4666$$

$$N_0 = 8,3858$$

Die in dieser Funktion freien Parameter, die an die experimentellen Daten angepaßt werden sollen, sind der Schauerstartpunkt t_0 , sowie der Proportionalitätsfaktor a .

Dividiert man die mittlere deponierte Ladung in einem z-Layer durch die Länge des entsprechenden z-Layers, in Einheiten der Strahlungslänge, erhält man die mittlere deponierte Ladung pro Strahlungslänge für den entsprechenden Layer. Da der genaue Ort dieser Deponierung nicht bekannt ist, weil ein z-Layer an einer Stelle jedes Gaps ein gemeinsames Signal liefert, wählt man als Ort für diese Deponierung den Mittelpunkt dieses Layers. Der Fehler dieses Ortes ergibt sich dann aus seiner Länge.

Die Lage der Mittelpunkte der einzelnen z-Layer, sowie deren halbe Längen werden aus der folgenden Tabelle 12 ersichtlich.

z-Layer	Mittelpunkt [X_0]	halbe Länge [X_0]
1	1,475	1,475
2	5,204	2,254
3	9,711	2,254
4	14,218	2,254
5	19,290	2,817
6	24,924	2,817
7	30,281	2,539
8	35,637	2,817
9	41,835	3,381
10	48,597	3,381
11	55,359	3,381
12	62,120	3,381

Tabelle 12: *Mittelpunkte der einzelnen z-Layer, sowie deren halbe Länge in Einheiten der Strahlungslänge X_0*

In Abbildung 45 sind die, nach obigem Verfahren berechneten Meßpunkte für die drei Einschußpositionen $x = 185$ mm, 225 mm und 265 mm eingetragen. An diese Punkte wurden die Parameter der Funktion (38) angepaßt. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abbildung 45 dargestellt. In Tabelle 13 sind die Parameter der drei angepaßten Funktionen aufgelistet.

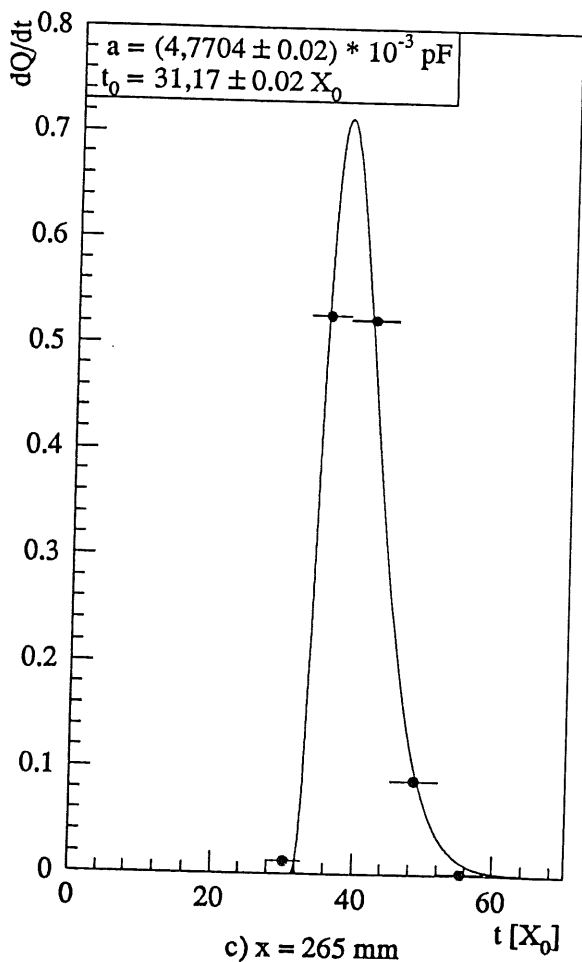
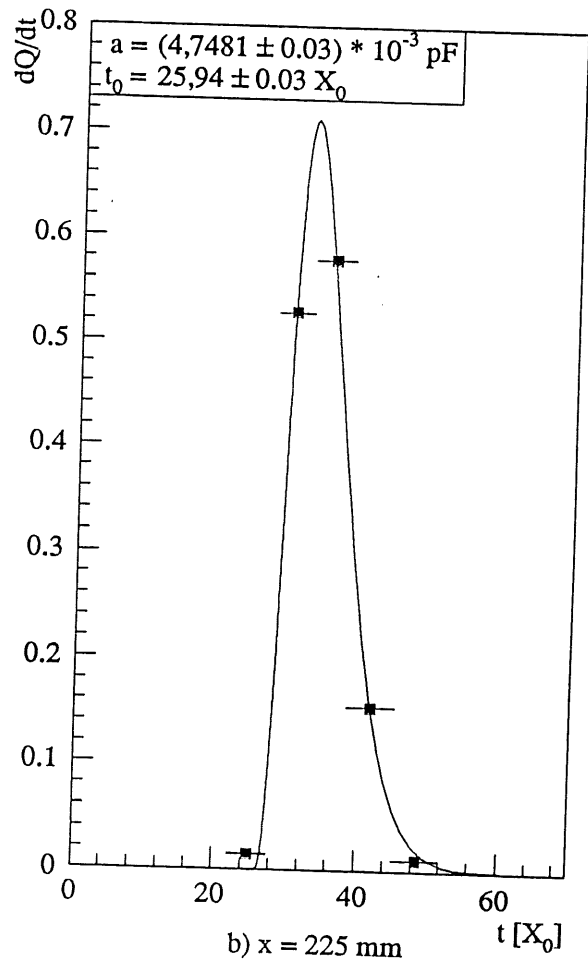
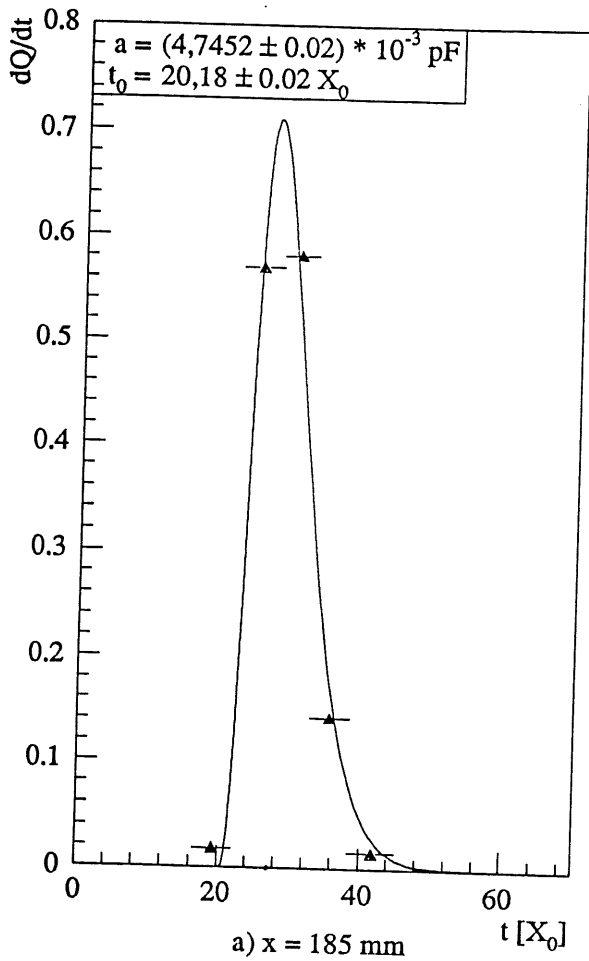


Abb. 45: Longitudinale Schauer-
 entwicklung und angepaß-
 te Funktionen an den
 drei Einschußpositionen
 a) 185 mm
 b) 225 mm
 c) 265 mm

Einschußposition x [mm]	t_0 [X ₀]	a [10 ⁻³ pC]
185	20,18 ± 0,02	4,7452 ± 0,02
225	25,94 ± 0,03	4,7481 ± 0,03
265	31,17 ± 0,02	4,7704 ± 0,02

Tabelle 13: Fitparameter für die Einschußpositionen $x = 185, 225$ und 265 mm

Wie aus Tabelle 13 ersichtlich ist, ändert sich der angepaßte Schauerstartpunkt t_0 zwischen den drei Positionen um ca. 5-6 Strahlungslängen. Die Proportionalitätsfaktoren a stimmen, wie aus der mittleren Gesamtladungsdeponierung zu erwarten war, innerhalb ihrer Fehler bis auf kleine Unterschiede überein.

Da die mittleren Platten- bzw. Gapdicken in den einzelnen Layern bekannt sind, kann die Sampling-Fraction eines minimal ionisierenden Teilchens für jeden Layer berechnet werden (vergl. Kapitel 2.7).

Bestimmt man die Sampling-Fraction eines, bezüglich der verwendeten Komponenten idealen Kalorimeters, d.h. die Plattendicke beträgt an allen Stellen 0,465 cm und die Gapdicke an allen Stellen 0,235 cm, so können die verschiedenen Sampling-Fraction der einzelnen z-Layer auf diese Referenz-Sampling-Fraction normiert werden. Zu diesem Zweck müssen die Daten mit dem Quotient aus Referenz-Sampling-Fraction und realer Sampling-Fraction multipliziert werden.

Dazu benötigt man den Energieverlust pro cm, $\left(\frac{dE}{dx}\right)$, des minimal ionisierenden Teilchens in der inaktiven Detektorschicht (Platten) und in der aktiven Detektorschicht (LAr).

Diese ergeben sich, unter Verwendung des Energieverlustes in den einzelnen Schichten der Platten, zu:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Platten}} = 8,387 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{LAr}} = 2,114 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$$

Mit den vorher angenommenen Werten für die Plattendicke von 0,465 cm und die Gapbreite von 0,235 cm als Referenz, ergibt sich die Sampling-Fraction des idealen Kalorimeters unter Verwendung von Gleichung (16) zu:

$$R_{s\text{-referenz}} = 0,113$$

In Tabelle 14 sind die einzelnen mittleren Platten- bzw. Gapdicken des hier verwendeten Moduls, sowie die daraus resultierende Sampling-Fraction nach Gleichung (16) und der Quotient aus der Referenz- und der speziellen Sampling-Fraction aufgelistet.

z-Layer	Plattendicke [cm]	Gapdicke [cm]	R_{sampling}	$\frac{R_{\text{referenz}}}{R_{\text{sampling}}}$
1	0,468	0,243	0,11573	0,97642
2	0,470	0,244	0,11571	0,97655
3	0,469	0,243	0,11551	0,97826
4	0,467	0,244	0,11637	0,97104
5	0,465	0,242	0,11597	0,97443
6	0,468	0,245	0,11657	0,96937
7	0,467	0,244	0,11637	0,97104
8	0,465	0,244	0,11681	0,96736
9	0,466	0,246	0,11743	0,96224
10	0,465	0,248	0,11850	0,95358
11	0,467	0,248	0,11856	0,95720
12	0,466	0,246	0,11743	0,96224

Tabelle 14: *Mittlere Platten- bzw. Gapdicken und reale Sampling-Fraction des Test-Moduls, sowie der Quotient aus Referenz- und realer Sampling-Fraction*

Nach der Korrektur, d.h. der Multiplikation der in der Abbildung 45 aufgetragenen mittleren deponierten Ladung pro Strahlungslänge mit dem entsprechenden Quotienten aus Tabelle 14, ergeben sich die in Abbildung 46 dargestellten longitudinalen Schauerentwicklungen für die drei Einschußpositionen.

An diese Verteilungen wurde wiederum Funktion (38) angepaßt. In den Abbildungen stellt die durchgezogene Linie das Resultat dieser Anpassung dar. Die sich aus der Anpassung ergebenden Parameter sind in Tabelle 15 aufgelistet.

Einschußposition x [mm]	t_0 [X_0]	a [10^{-3} pC]
185	$20,16 \pm 0,02$	$4,5799 \pm 0,02$
225	$25,93 \pm 0,03$	$4,5980 \pm 0,03$
265	$31,16 \pm 0,02$	$4,5916 \pm 0,02$

Tabelle 15: *Korrigierte Fitparameter für die Einschußpositionen $x = 185, 225$ und 265 mm*

Die Proportionalitätsfaktoren dieser neu angepaßten Funktionen (vergl. Tabelle 15) stimmen innerhalb ihrer Fehler überein. Die maximale Abweichung zwischen ihnen ist jedoch von $0,0252 \cdot 10^{-3}$ pC auf $0,0181 \cdot 10^{-3}$ pC gefallen.

Ein Vergleich mit Tabelle 13 zeigt, daß sich trotz dieser Korrektur die Lage des Schauerstartpunktes nur unwesentlich verändert hat, was die Richtigkeit dieser Korrektur unterstützt.

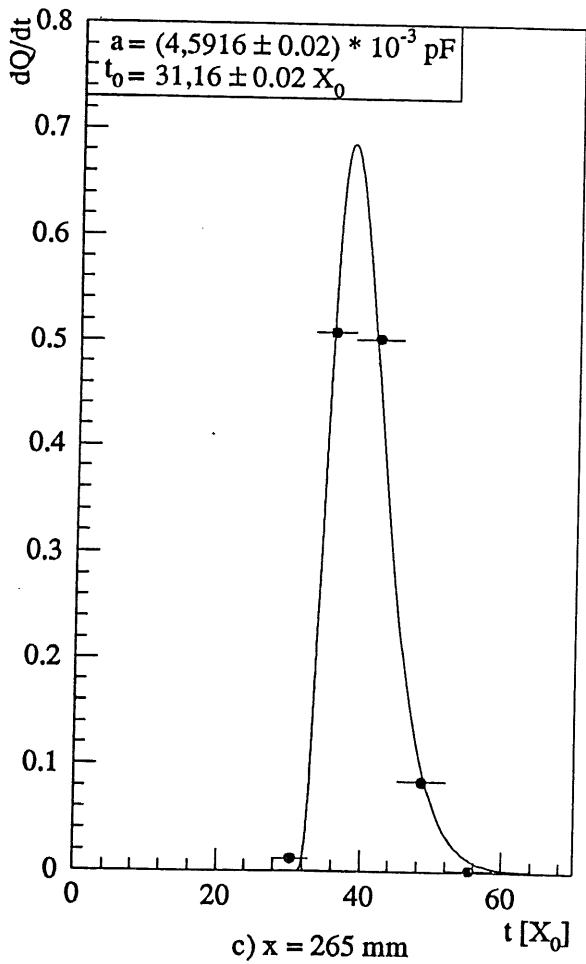
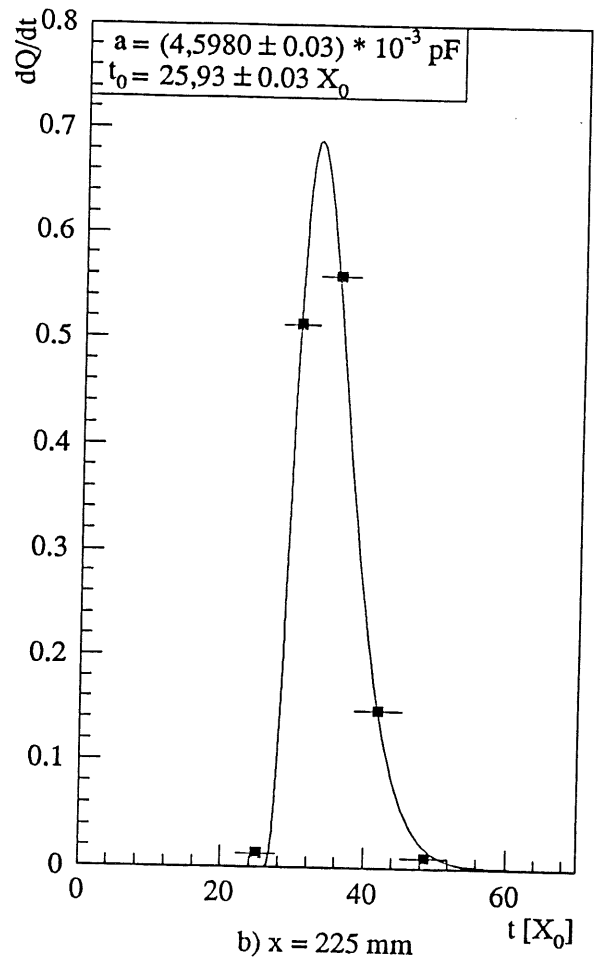
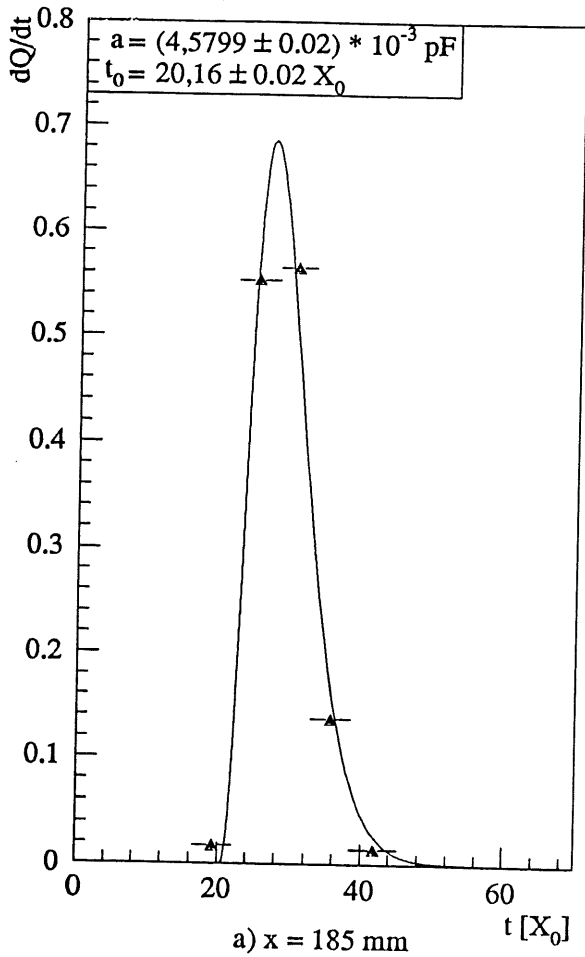


Abb.46: Longitudinale Schauerentwicklung nach Sampling-Fraction - Korrektur auf die mittlere Platten- bzw. Gapdicke;
 a) 185 mm
 b) 225 mm
 c) 265 mm

Diese Korrektur berücksichtigt jedoch nur die mittleren Platten- bzw. Gapdicken. Da die transversale Aufweitung des Schauers jedoch nicht so groß ist, daß alle Pads zur Signalbildung beitragen, sondern nur bei einigen cm liegt (vergl. Tabelle 2), tragen bei einem Einschubwinkel von $34,3^\circ$ jeweils sechs bis neun Pads zur Signalbildung bei. Daher können die Schwankungen der Gap- bzw. Plattendicken an diesen Pads von den mittleren Schwankungen der Gaps abweichen.

Da in allen drei Positionen die gleichen Pads getroffen werden, sollten nur die Platten- bzw. Gapdicken an diesen Stellen für eine Sampling-Fraction-Korrektur verwendet werden. Die signalbildenden Pads befinden sich in der Mitte aller Platten, so daß die mittlere Plattendicke an diesen Stellen durch die Meßpunkte 3 und 4 (s. Abb. 20) bestimmt ist. Die mittlere Gapdicke in diesem Bereich ergibt sich aus der Mittelung der Gapdicken an den Meßpunkten 3,4,8 und 9 (s. Abb. 35 b).

Die so gewonnenen mittleren Platten- und Gapdicken in der Mitte der Platten, sowie die sich daraus ergebende Sampling-Fraction und obiger Korrektur-Quotient sind in Tabelle 16 aufgeführt.

z-Layer	Plattendicke [cm]	Gapdicke [cm]	R_{sampling}	$\frac{R_{\text{A-referenz}}}{R_{\text{sampling}}}$
1	0,464	0,244	0,11703	0,96545
2	0,467	0,244	0,11637	0,97096
3	0,466	0,244	0,11659	0,96912
4	0,464	0,244	0,11703	0,96545
5	0,462	0,243	0,11706	0,96526
6	0,466	0,245	0,11701	0,96563
7	0,464	0,245	0,11746	0,96197
8	0,462	0,246	0,11833	0,95487
9	0,463	0,246	0,11811	0,95669
10	0,461	0,250	0,11202	0,93961
11	0,465	0,248	0,11850	0,95350
12	0,464	0,246	0,11788	0,95851

Tabelle 16: *Mittlere Platten- bzw. Gapdicken in der Mitte der Platten und reale Sampling-Fraction des Test-Moduls, sowie der Quotient aus Referenz- und realer Sampling-Fraction*

Mit Hilfe der in Tabelle 16 aufgeführten Korrektur-Quotienten, bezüglich der mittleren Plattendicke und Gapbreite an den getroffenen Pads, kann eine erneute Korrektur der mittleren deponierten Ladung pro Strahlungslänge (Abb. 45) durchgeführt werden. Die sich daraus ergebenden longitudinalen Schauerentwicklungen für die drei Einschubpositionen sind in Abbildung 47 dargestellt. Diese Abbildung beinhaltet ebenfalls die neue Anpassung von Funktion (38) an die Meßpunkte. Die so neu ermittelten Anpassungsparameter sind in Tabelle 17 aufgelistet.

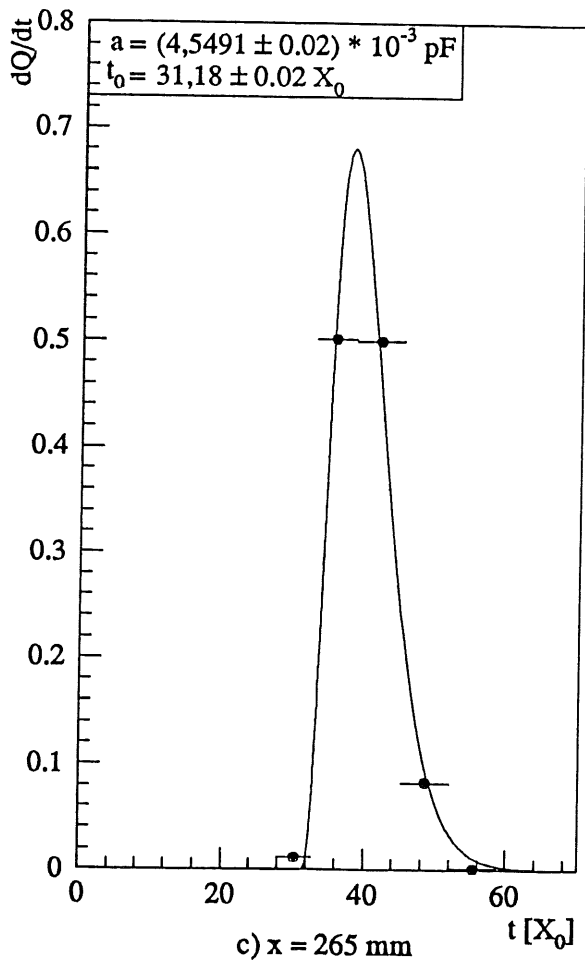
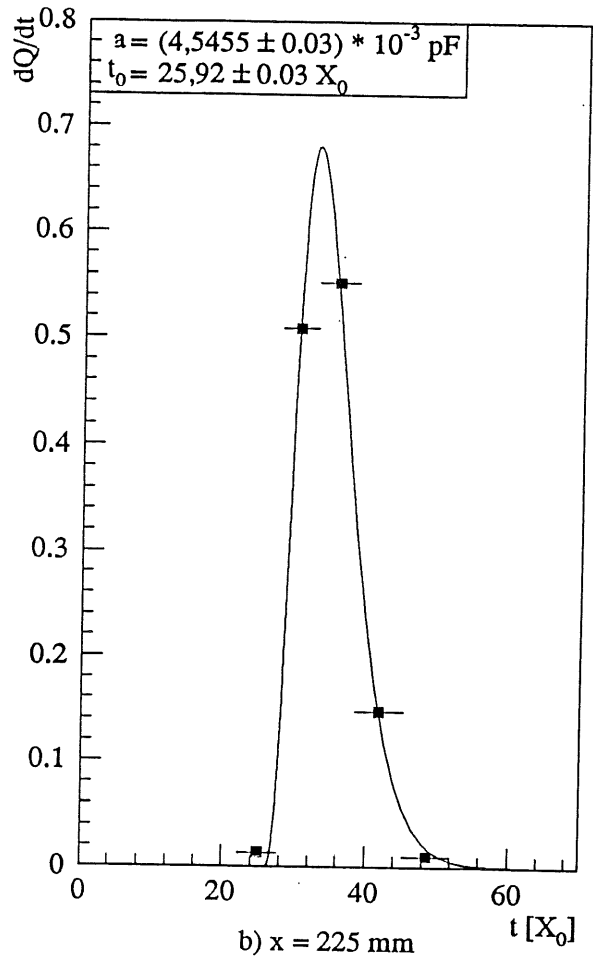
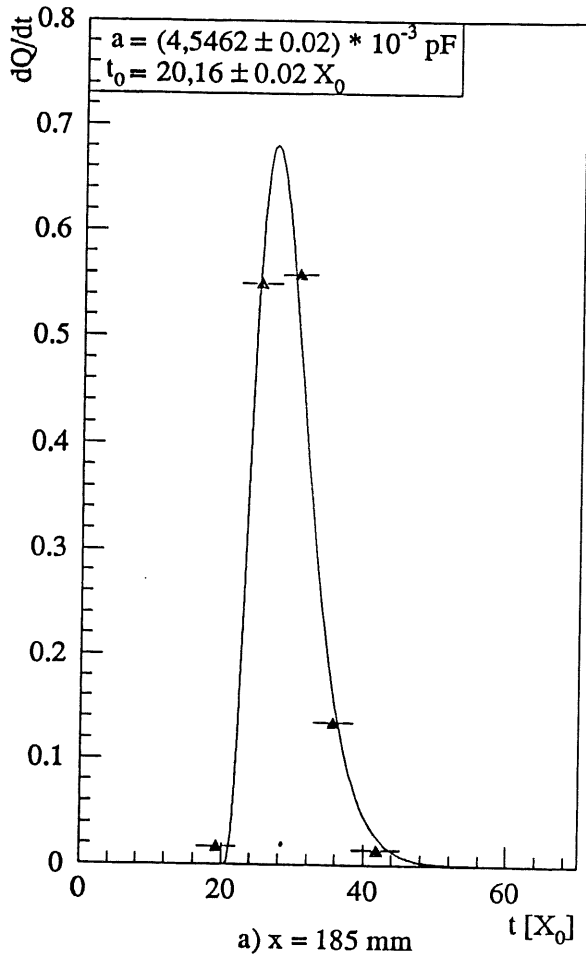


Abb. 47: Longitudinale Schauerentwicklung nach Sampling-Fraction - Korrektur auf Platten- bzw. Gapdicke an den getroffenen Pads;
 a) 185 mm
 b) 225 mm
 c) 265 mm

Einschußposition x [mm]	t_0 [X ₀]	a [10 ⁻³ pC]
185	20,16 ± 0,02	4,5462 ± 0,02
225	25,92 ± 0,03	4,5455 ± 0,03
265	31,18 ± 0,02	4,5491 ± 0,02

Tabelle 17: Zweite Korrektur der Fitparameter für die Einschußpositionen $x = 185, 225$ und 265 mm

Wie die Ergebnisse in Tabelle 17 zeigen, haben sich die Schauerstartpunkte analog zur ersten Korrektur nur geringfügig geändert.

Die Proportionalitätsfaktoren a für die einzelnen Einschußpositionen zeigen eine maximale Abweichung von $0,0036 \cdot 10^{-3}$. Der Mittelwert dieser drei Verteilungen liegt bei

$$a = \left(4,5469 \begin{matrix} + 0,0022 \\ - 0,0014 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-3} \text{ pC}$$

Diese Abweichungen sind wesentlich kleiner als die Fehler der Einzelwerte ($\approx 0,02$).

Um die mittlere deponierte Gesamtladung zu erhalten, wird die Anpassungsfunktion (38) von t_0 bis unendlich integriert. Diese Integration liefert:

$$\int_{t_0}^{\infty} \frac{dQ}{dt} dt = \langle Q \rangle = \int_{t_0}^{\infty} a \cdot N_0 \cdot (t - t_0)^{\alpha} \cdot e^{-\beta \cdot (t - t_0)} dt$$

$$= a \cdot 5,51 \cdot \sqrt{Z} \cdot E[\text{GeV}] \quad (39)$$

Setzt man in diese Gleichung die Proportionalitätsfaktoren a für die drei verschiedenen Einschußpositionen ein, so ergeben sich die in der folgenden Tabelle 18 aufgelisteten mittleren Ladungen $\langle Q \rangle$ und deren Fehler für ein "Referenz-Kalorimeter" mit 0,465 cm dicken Platten und 0,235 cm breiten LAr-Gaps.

Einschußposition x [mm]	$\langle Q \rangle$ [pC]	Fehler [pC]
185	6,709	0,03
225	6,708	0,04
265	6,713	0,03

Tabelle 18: Mittlere Gesamtladung ($\langle Q \rangle$) mit Fehler der Verteilungen für die drei Einschußpositionen $x = 185, 225$ und 265 mm, für ein Sampling-Kalorimeter mit 0,465 cm dicken Platten und 0,235 cm breiten LAr-Gaps

Wie Tabelle 18 zu entnehmen ist, unterscheiden sich die deponierten Gesamtladungen nur noch unwesentlich voneinander. Vergleicht man diese Werte mit den ursprünglich gemessenen (siehe Tab. 11), so stellt man fest, daß ihre Absolutwerte kleiner geworden sind. Dies folgt aus der Tatsache, daß die Normierung auf ein Modul mit 0,465 cm dicken Platten, sowie 0,235 cm breiten Gaps vorgenommen wurde. Dieses "Normierungs-Modul" besitzt an allen Stellen kleinere Gapsbreiten als das Testmodul, so daß die im Flüssigargongap deponierte Ladung kleiner sein muß als im Testmodul.

Die Ergebnisse ohne Korrektur zeigten eine Übereinstimmung innerhalb ihrer Fehler. Dies war zu erwarten, da die Platten- bzw. Gapdicken für die getroffenen z-Layer, auch innerhalb ihrer Fehler übereinstimmten (vergl. Abb. 40). Nach der Korrektur mit den in Kapitel 4 beschriebenen Bauparametern stellt man fest, daß eine wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen den drei Einschußpositionen $x = 185, 225$ und 265 mm herrscht.

Somit ist gezeigt worden, daß mittels der oben beschriebenen Sampling-Fraction-Korrektur die Daten in der Weise korrigiert werden können, daß eine noch bessere Übereinstimmung der Ergebnisse als Funktion der Einschußposition vorliegt.

Diese Korrektur bietet eine Möglichkeit, die Daten des FB1E-Rings zu korrigieren, so daß das durch ein Teilchen hervorgerufene Signal des Kalorimeters nur noch von der Teilchenenergie abhängt und nicht vom Auftreffpunkt des Teilchens im FB1E-Ring bzw. FB1E-Modul.

Andererseits bedeutet die Anwendung dieses oder eines ähnlichen Verfahrens, daß ein Großteil der Bauparameter Eingang in die H1-Rekonstruktionskette findet und die entsprechenden Datenbanken und Computer-Programme sehr aufwendig gestaltet werden müssen. Unter den gegebenen Umständen erscheint es jedoch unabdingbar, ein derartiges Korrekturverfahren anzuwenden, da an die Präzision der Messungen mit dem H1-Detektor sehr hohe Anforderungen gestellt werden.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde der Aufbau des FB1E-Kalorimeters im H1-Detektor beschrieben. Neben den Fertigungsverfahren der einzelnen Detektorelemente wurden die zur Funktionskontrolle notwendigen Testverfahren vorgestellt.

Die dabei bestimmten Bauparameter haben gezeigt, daß sowohl signifikante Unterschiede innerhalb der einzelnen Detektorelemente als auch innerhalb eines Moduls sowie zwischen den acht Modulen existieren.

Innerhalb der Untersuchungen der im Juli/August 1989 mit dem ersten Serienmodul im Teilchenstrahl des SPS am CERN genommenen Kalibrationsdaten wurden Unterschiede in der longitudinalen Schauerentwicklung aufgezeigt, die sich jedoch im Rahmen der zu erwartenden Fehler befanden.

Diese Differenzen konnten jedoch mittels eines Korrekturverfahrens, in dem die gemessenen Bauparameter Eingang fanden, minimiert werden. Die so korrigierten Signale zeigen, daß die longitudinale Schauerentwicklung, d.h. die Ladungsdeponierung, als unabhängig vom Teilcheneintrittsort und somit modul-unabhängig angesehen werden kann.

Dies berechtigt zu der Hoffnung, daß nach einer " Sampling-Fraction-Korrektur " der H1-Daten aller FB1E-Kalorimetermodule keine Ortsabhängigkeit der Schauerentwicklung bzw. Ladungsdeponierung sichtbar ist, so daß obige Korrektur zur Interkalibration der Module dienen kann.

Die zukünftige Datennahme mit dem kompletten H1-Detektor am HERA-Speicherring wird zeigen, ob ein derartiges Korrekturverfahren auch zur Interkalibration aller anderen kalten Kalorimetereinheiten sowie der Kalorimeterringe untereinander benutzt werden kann.

Literaturverzeichnis

- AM 81 U. Amaldi, Physical Scripta 23, 1981, Seite 409
- BA 70 G. Bathow et al., Nucl.Phys.B 20,1970, Seite 592
- BI 90 E.Binder, Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeter für den H1-Detektor mit Untersuchungen zur Kompensation durch Softwaremethoden, DESY Interner Bericht F21-90-02, Mai 1990
- BU 88 W. Burmester, Messung der Energie von Elektronen mit Blei-Flüssig-argon-Kalorimetern, Diplomarbeit DESY F21, März 1988
- BS 87 L. Bergmann-Cl. Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 2 Elektrizität und Magnetismus, Walter de Gruyter & Co., 1987
- DE 89 HERA-Bulletin, Nr. 16, Juli 1989, Seite 6
- EV 58 R.D. Evans, Handbuch der Physik, Springer Verlag Heidelberg, Vol. 34, Seite 218, 1956
- FE 86 Fernow, Introduction to experimental particle physics, Cambridge University Press, 1986
- FI 78 H.G. Fischer, Nucl. Inst. Meth. 156, 1978, Seite 81
- HO 76 W. Hofmann et al., Nucl. Inst. Meth. 135, 1976, Seite 151
- H1 86 H1 Collaboration, Technical Proposal for the H1 Detector, 25.03.1986
- KL 84 K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner-Studienbücher, 1984
- LO 87 Peter Loch, Messungen zur Qualitätskontrolle von Bauteilen des Eichkalorimeters für das elektromagnetische Vorwärtskalorimeter im H1-Detektor, Experimentell physikalische Diplomarbeit, Desy-Arbeitsgruppe F21, 1987
- PE 87 D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley Publishing Company Inc., 1987
- PH 88 Physics Letters B, Review of Particle Properties, North-Holland, Vol. 204, 14 April 1988
- RI 89 M. Rietz, Test von Prototypen elektromagnetischer Kalorimeter für den H1-Detektor, Diplomarbeit RWTH Aachen, 1989

- SA 89 N. Sahlmann, Planung und Bau elektromagnetischer Kalorimeter, Diplomarbeit RWTH Aachen, 1989
- WI 74 W. Willis, V. Radeka, LAr Ionization Chambers as Total-Absorption Detectors, Nuclear Instruments and Methods, 120, 1974, Seite 221-236, North Holland Publishing, Amsterdam
- ZE 88 C. Zeitnitz, Test eines Blei-Flüssig-Argon-Kalorimeters mit einer speziellen Hochspannungszuführung mit hochohmigen Schichten, Interner Bericht Desy F21-88-01, Mai 1988

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1:	Energieverlust von Elektronen bzw. Positronen in Blei	12
Abbildung 2:	Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Blei	14
Abbildung 3:	Schauerentwicklung eines elektroninduzierten elektromagnetischen Schauers	15
Abbildung 4:	Longitudinale Energieverlustverteilung eines Schauers, der durch ein Elektron mit einer Energie von 6 GeV induziert wurde, für die Materialien Blei (Pb), Kupfer (Cu) und Aluminium (Al), in Einheiten der Eindringtiefe ξ , mit $\xi = \frac{X}{X_0}$	16
Abbildung 5:	Transversale Verteilung des Energieverlustes eines elektroninduzierten Schauers, mit einer Primärenergie des Elektrons von 6 GeV, für verschiedene Materialien, in Abhängigkeit von $\alpha = \frac{R}{R_M}$	17
Abbildung 6:	Sampling-, Spurlängen- und Landau-Fluktuationen und ihre berechneten Beiträge zur relativen Energieauflösung eines elektromagnetischen Blei-LAr-Kalorimeters	22
Abbildung 7:	Schematischer Aufbau des H1-Detektors bei HERA	26
Abbildung 8:	Schematische 3-dimensionale Darstellung der Kalorimeter im H1-Detektor	27
Abbildung 9:	Abmessungen des H1-Kalorimeters in Einheiten der Strahlungslängen X_0 und Wechselwirkungslängen λ_0	28
Abbildung 10:	Verlauf der Leiterbahnen vom Pad zur Kontaktleiste, auf der Rückseite der Platinen	30
Abbildung 11:	Struktur der Pad-Segmentierung der drei Familien in FB1E. .	30
Abbildung 12:	Schematischer Aufbau einer Auslesezelle, bestehend aus Hochspannungsplatte - Gap - Ausleseplatte	31
Abbildung 13:	Schematischer Aufbau eines Moduls	33
Abbildung 14:	Ersatzschaltbild einer Auslesezelle	35
Abbildung 15:	Einteilung eines FB1E-Moduls in 36 Trigger-Tower, sowie die Einteilung eines Trigger-Towers in 16 Shower-Tower	37
Abbildung 16:	Aufbau der Apparatur zur Dickenmessung	41

Abbildung 17: Lage der Meßpunkte bei der Dickermessung der Bleiplatten, sowie der Ausleseplatinen	41
Abbildung 18: Dickenverteilung der FBIE-Bleiplatten	42
Abbildung 19: Dickenverteilung der Ausleseplatinen an den Meßpunkten 1-5 (a-e), sowie deren Mittelwert (f), Überlagerung (g) und Zuteilung (h)	43
Abbildung 20: Lage der Meßpunkte für die Dickenmessung der Hochspannungs- bzw. Ausleseplatten	44
Abbildung 21: Dickenverteilung der Hochspannungsplatten: a-h) Meßpunkte 1-8; j) Mittelwert der Meßpunkte 1-5 pro Platte; k) Meßpunkte 1-5 übereinander	45
Abbildung 22: Dickenverteilung der Hochspannungsplatten: a-h) Meßpunkte 1-8; j) Mittelwert der Meßpunkte 1-5 pro Platte; k) Meßpunkte 1-5 übereinander	47
Abbildung 23: Aufbau der Meßapparatur zur Kapazitätsmessung	50
Abbildung 24: Kapazitäten der drei Auslese-Familien, jeweils unterteilt in ihre drei verschiedenen Padhöhen	52
Abbildung 25: Schaltbild zur Widerstandsmessung des HRC's	53
Abbildung 26: Aufbau des Meßkopfs zur Widerstandsmessung des HRC's	55
Abbildung 27: Verteilung des Quotienten $\frac{R_{\square \text{konztr. Kreise}}}{R_{\square \text{quadratisch}}}$	55
Abbildung 28: Lage der Meßpunkte zur Widerstandsbestimmung der HRC-Schicht	56
Abbildung 29: Verteilung des HRC-Widerstandes an den vier Meßpunkten, sowie der Mittelwert pro Platte nach obiger Korrektur	56
Abbildung 30: Aufbau des Hochspannungstests	58
Abbildung 31: Aufbau der Kältetests	59
Abbildung 32: Prinzip des Durchschleifens der Erdungskontakte durch das Modul	60
Abbildung 33: Verteilungen der Kapazitäten der Shower-Tower für die drei verschiedenen z-Layer-Arten, unterteilt in die jeweiligen drei verschiedenen Padhöhen	62
Abbildung 34: Meßtaster der Gapmessung	63
Abbildung 35: a) Meßpunkte der Gap-Messung in Modul 2	64
b) Meßpunkte der Gap-Messung in den Modulen 1,3,4,5,6,7 und 8	64

Abbildung 36: Verteilung der mittleren Gapdicken aller Module	65
Abbildung 37: Aufsummierte Gapdicken an den Meßpunkten 1 - 10 aller Module	66
Abbildung 38: Dreidimensionale Darstellung der aufsummierten mittleren Gapdicken	67
Abbildung 39: Aufsummierte mittlere Gap- und Plattendicken, sowie deren Summe aller Module in der	
a) 28er-Modulhälfte	69
b) 29er-Modulhälfte	70
Abbildung 40: Mittlere Plattendicken (durchgezogene Linie) und mittlere Gapdicken (gestrichelte Linie) pro z-Layer für Modul 1-4 . . .	71
Abbildung 41: Mittlere Plattendicken (durchgezogene Linie) und mittlere Gapdicken (gestrichelte Linie) pro z-Layer für Modul 5-8 . . .	72
Abbildung 42: Schematischer Aufbau innerhalb des Kryostaten	75
Abbildung 43: Lage der Detektoren in der Strahlachse	77
Abbildung 44: Verteilungen der gesamten deponierten Ladung in FB1E an den Einschüßpositionen a) 185 mm, b) 225 mm und c) 265 mm, bei einer konstanten Teilchenenergie des Primärteilchen von 30 GeV	79
Abbildung 45: Longitudinale Schauerentwicklung und angepaßte Funktionen an den drei Einschüßpositionen a) 185 mm, b) 225 mm und c) 265 mm	83
Abbildung 46: Longitudinale Schauerentwicklung nach Sampling-Fraction- Korrektur auf die mittlere Platten- bzw. Gapdicke; a) 185 mm, b) 225 mm und c) 265 mm	86
Abbildung 47: Longitudinale Schauerentwicklung nach Sampling-Fraction- Korrektur auf Platten- bzw. Gapdicke an den getroffenen Pads; a) 185 mm, b) 225 mm und c) 265 mm	88

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Kritische Energien E_c , Kernladungszahl Z und Strahlungslängen X_0 einiger Materialien	12
Tabelle 2: Moliere-Radien für einige Materialien	17
Tabelle 3: Wechselwirkungslängen λ_0 und Strahlungslängen X_0 für einige Materialien	19
Tabelle 4: Auflistung der bei einigen Experimenten verwendeten elektromagnetischen Kalorimetern, sowie deren Eigenschaften	24
Tabelle 5: Zusammenfassung der drei Board-Familien zu Shower-Towern, sowie ihre Lage in z-Richtung und die einzelnen Padhöhen	36
Tabelle 6: Notwendige Testverfahren für das FB1E-Kalorimeter, sowie dessen Bestandteile	39
Tabelle 7: Zusammenfassung der Dicken der Einzelkomponenten, sowie deren Soll-Dicken	48
Tabelle 8: Gesamtdicken der Stacks 1-8, an den Messpunkten 1-5, sowie deren Mittelwerte	49
Tabelle 9: Auflistung der Trigger-Tower-Kapazitäten, ohne Berücksichtigung der Kabel	51
Tabelle 10: Auflistung der Platten- und Gapdicken für die beiden Hälften jedes Moduls, sowie deren Gesamtdicken	68
Tabelle 11: Mittlere Gesamtladung $\langle Q \rangle$ und R.M.S. der Verteilungen für die drei Einschußpositionen $x = 185, 225$ und 265 mm	80
Tabelle 12: Mittelpunkte der einzelnen z-Layer, sowie deren halbe Länge in Einheiten der Strahlungslänge X_0	82
Tabelle 13: Fitparameter für die Einschußpositionen $x=185, 225$ u. 265 mm	84
Tabelle 14: Mittlere Platten- bzw. Gapdicken und reale Sampling-Fraction des Test-Moduls, sowie der Quotient aus Referenz- und realer Sampling-Fraction	85
Tabelle 15: Korrigierte Fitparameter für die Einschußpositionen $x = 185, 225$ und 265 mm	85
Tabelle 16: Mittlere Platten- bzw. Gapdicken in der Mitte der Platten und reale Sampling-Fraction des Test-Moduls, sowie der Quotient aus Referenz- und realer Sampling-Fraction	87

Tabelle 17: Zweite Korrektur der Fitparameter für die Einschußpositionen
x = 185, 225 und 265 mm 89

Tabelle 18: Mittlere Gesamtladung $\langle Q \rangle$ mit Fehler der Verteilungen für
die drei Einschußpositionen x = 185, 225 und 265 mm, für ein
Sampling-Kalorimeter mit 0,465 cm dicken Platten und 0,235 cm
breiten LAr-Gaps 89

Danksagungen

Herr Prof. Dr. G. Flügge verdanke ich die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut anfertigen zu können. Für seine Betreuung im Verlauf dieser Arbeit möchte ich mich recht herzlich bedanken.

Herrn Dr. W. Schmitz gilt mein besonderer Dank, dessen Kritik und Anregung einen wesentlichen Einfluß auf den Inhalt dieser Arbeit hatten.

Herrn Dr. J. Jung danke ich herzlich für seine ständige Diskussionsbereitschaft und seiner Hilfe im Umgang mit der IBM.

Herrn U. Braun danke ich recht herzlich für seine Unterstützung im Software-Bereich.

Den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt möchte ich für ihre Hilfe beim Aufbau der Testapparaturen danken.

Weiterhin möchte ich mich bei Frau H. Virnich, Herrn C. Gerbig und Herrn F. Geisler bedanken, die mir bei der Aufnahme der Daten zur Bestimmung der Bauparameter geholfen haben.

Allen Institutsangehörigen danke ich für die angenehme Zusammenarbeit.

Insbesondere möchte ich mich herzlich bei meiner Frau Birgit und meinem Sohn Cedric für die Unterstützung und das Verständnis bedanken, das sie mir im Verlauf der Anfertigung dieser Arbeit entgegengebracht haben.