

EXPERIMENTELLE PHYSIK

**Konstruktion und Kalibration
eines Bleiglaskalorimeters
für ultrarelativistische
Schwerionenreaktionen**

Diplomarbeit

von

Hubertus Schlagheck

vorgelegt dem Fachbereich Physik der
Westfälischen Wilhelms–Universität Münster

angefertigt im Institut für Kernphysik der
Westfälischen Wilhelms–Universität Münster
April 1994

„Der Naturforscher sollte sich aber immer bewußt sein, daß alle Erfahrung auf Sinneswahrnehmungen beruht. Ein Theoretiker, der über den abstrakten Formeln die Erscheinungen vergißt, zu deren Deutung sie dienen, ist kein richtiger Naturforscher, Physiker oder Chemiker, und wenn er gar über seinen Büchern der Buntheit und Schönheit der Natur entfremdet wird, so nenne ich ihn einen armen Tropf. Wir haben ein verständiges Gleichgewicht zwischen Experiment und Theorie, zwischen sinnlicher und intellektueller Wirklichkeit, und wir müssen bedacht sein, es uns zu erhalten.“

Max Born, [Bor65]

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Die Entwicklung der Hochenergiephysik	5
1.2	Elementare Teilchen	5
1.3	Das Quark-Gluon-Plasma	7
2	Das WA98-Experiment	9
2.1	Aufbau	9
2.2	Das Bleiglaskalorimeter	10
2.2.1	Physikalische Effekte	10
2.2.2	Das Bleiglas in WA98	11
3	Das Supermodul	13
3.1	Mechanik des Supermoduls	13
3.1.1	Einzelmodulvorbereitung	13
3.1.2	Supermodulproduktion	13
3.2	Elektronik des Supermoduls	15
3.2.1	Referenzsystem	16
3.2.2	Der Photovervielfacher	17
4	Die Hochspannungsversorgung	19
4.1	Funktionsprinzip	19
4.2	Design	20
4.3	Charakteristika	23
4.4	Kontrolle und Steuerung	26

5	Die Ausleseelektronik	29
6	Die Kalibrationsstrahlzeit 1993	33
6.1	Der X1-Teststrahl	33
6.2	Die Kalibration	35
7	Auflösungsvermögen des Detektors	39
7.1	Energieauflösung	39
7.2	Ortsauflösung	40
7.3	Zeitauflösung	42
8	Teilchenidentifizierung	45
8.1	Minimal ionisierende Teilchen	45
8.2	Dispersionsanalyse	45
8.3	Laufzeitmessungen	50
9	Zusammenfassung und Ausblick	51
A	Zeichnungen & Tabellen	53
A.1	Mechanische Komponenten des Supermoduls	54
A.2	Elektronische Komponenten des Supermoduls	60

1. Einleitung

1.1 Die Entwicklung der Hochenergiephysik

Ausgehend von der Entdeckung der Radioaktivität bildete sich mit Rutherford's Unterscheidung zwischen Atomhülle und Atomkern (1911) durch Forschung zur Kernladungszahl (MOSELEY 1914), Isotopie (SODDEY 1913) und Massenspektrometrie (ASTON 1913) die Kernphysik heraus. Wichtige Etappen der Entwicklung waren die Entdeckung der künstlichen Kernumwandlung (RUTHERFORD 1919), der Nachweis des Neutrons (CHADWICK 1932), die Auffindung des Positrons in der kosmischen Strahlung (ANDERSON 1932), die Aufstellung von ersten Theorien über den Kernaufbau aus Protonen und Neutronen (HEISENBERG, TAMM 1932), der Nachweis der Paarbildung und – vernichtung (BLACKETT 1933) und die Entdeckung der künstlichen Radioaktivität (JOLIOT-CURIE 1934).

Um 1932 zeichnete sich ein eigenständiger Teilbereich in der Kernphysik ab. Mittels elektrisch beschleunigter Protonen gelang 1932 den Rutherford-Schülern COCKROFT und WALTON die erste Kernumwandlung. Der Bau von immer größeren Beschleunigern (Konstruktion des Zyklotrons von LAWRENCE 1931; Konzipierung des Betatrons von WIDERÖE und STEENBECK) ermöglichte die experimentelle Untersuchung von Elementarteilchenprozessen. Daraus entwickelte sich die experimentelle und theoretische Elementarteilchen– bzw. Hochenergiephysik [Cha62, Hei67, Jol62, Rut21].

1.2 Elementare Teilchen

Die Hochenergiephysik untersucht die Vorgänge und Erscheinungsformen in subatomaren Bereichen und dringt dabei immer weiter in die Tiefen der Materie ein. Eine strukturierte Wiedergabe der – heute als elementar geltenden – Teilchen und ihre wesentlichen Charakteristika findet man in Tabelle 1.1. Die Elementarteilchen werden als *Fermionen** bezeichnet, dadurch wird der Halbzahligkeit des Teilchenspins Ausdruck gegeben. Unterteilt werden sie in *Leptonen* und *Quarks***. Leptonen, deren bekanntester Vertreter das Elektron ist, unterliegen der elektroschwachen Wechselwirkung. Die Quarks mit drittzahliger elektrischer Ladung spüren zusätzlich die starke Kraft. Sie verursacht, daß die Quarks nicht frei beobachtbar sind. Quarks bilden vielmehr eine Vielzahl von *Hadronen*: Als Quark-Antiquarkpaar die *Mesonen* oder als Kombination aus drei Quarks die *Baryonen*.

In Tabelle 1.2 werden die Kräfte und ihre Austauschteilchen, die *Eichbosonen*, zusammengefaßt. Eichbosonen mit ganzzahligem Spin übermitteln als Wechselwirkungsteilchen die Kräfte zwischen

*Nach ENRICO FERMI

**Nach GELL-MANN: Phantasiebegriff aus "Finnegan's Wake" von JAMES JOYCE

	I	II	III
Quarks			
u	Up +2/3 $2 - 8 \text{ MeV}/c^2$	c	Charm +2/3 $1.3 - 1.7 \text{ GeV}/c^2$
d	Down -1/3 $5 - 15 \text{ MeV}/c^2$	s	Strange -1/3 $100 - 300 \text{ MeV}/c^2$
Leptonen			
e⁻	Elektron -1 $0.511 \text{ MeV}/c^2$	μ^-	Myon -1 $105.7 \text{ MeV}/c^2$
ν_e	Elektron-Neutrino 0 $< 7.3 \text{ eV}/c^2$	ν_μ	Myon-Neutrino 0 $< 0.27 \text{ MeV}/c^2$
			Tau -1 $1.784 \text{ GeV}/c^2$
			Tau-Neutrino 0 $< 35 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 1.1: Standardmodell der Elementarteilchen. Angegeben sind für die drei Generationen jeweils das Symbol, der Name, die elektrische Ladung (in Einheiten der Elementarladung) und die Ruhemasse der Materieteilchen [Phy92]. Das top-Quark ist bisher nicht nachgewiesen, die neueste Forschung ist jedoch bemüht, diese „Lücke“ im Standardmodell zu füllen, so z.B. [Kob94].

Eichbosonen						
Kraft	Boson	Ruhemasse GeV/c^2	Ladung	rel. Stärke	Reichweite	color
stark	8 Gluonen	0	0	1	10^{-13} cm	ja
elektro-magnetisch	Photon γ	0	0	10^{-2}	∞	farb-neutral
schwach	W^+ W^- Z^0	80.22 80.22 91.27	+1 -1 0	10^{-13}	$< 10^{-16} \text{ cm}$	farb-neutral

Tabelle 1.2: Die Austauschteilchen und die durch sie vermittelten Kräfte [Phy92]. Die Ladung ist in Einheiten der Elementarladung angegeben.

den Fermionen. Die theoretische Beschreibung hierfür findet sich für Leptonen in der Quantenelektrodynamik (QED) [Fey61, Got86]. Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die Interaktion von Quarks und *Gluonen*, den Eichbosonen der starken Wechselwirkung. In der QCD wird als Analogon zur elektrischen Ladung der QED die Farbladung (color) eingeführt. Diese Ladung (rot, grün, blau) tragen sowohl die Quarks als auch die Gluonen, was einen entscheidenden Unterschied zur QED darstellt. Die Photonen, die die Interaktionsteilchen der QED sind wechselwirken untereinander nicht, da sie elektrisch neutral sind [Ber92, Got86].

1.3 Das Quark-Gluon-Plasma

Die Interaktion zweier (oder auch mehrerer) Teilchen ist für jede Art der Wechselwirkung abhängig vom Abstand der Teilchen untereinander. Während die elektroschwache Kraft mit größerem Abstand abnimmt, zeigt die starke Wechselwirkung ein hierzu entgegengesetztes Verhalten – sie nimmt zu. Dieses zuerst eigenartig anmutende Verhalten wird mit dem sogenannten *Confinement*-Problem umschrieben, daß Quarks nicht einzeln beobachtet werden.

Bei hoher Energie- und Teilchendichte, also kleinem Abstand, sollten die Quarks jedoch quasi frei beweglich sein, dieses Phänomen wird als *asymptotische Freiheit* bezeichnet. In Neutronensternen wird eine so hohe Dichte vermutet, daß die asymptotische Freiheit nicht auf den Bereich eines Hadrons beschränkt bleibt, sondern sich ein größeres Volumen, ein Plasma, mit quasi freien Quarks (und Gluonen) ausbildet, das *Quark-Gluon-Plasma* (QGP) [Hwa90, Sin89]. Ein solcher Zustand könnte auch zu Beginn des Universums, im sogenannten Urknall, existiert haben.

Im Labor wird versucht, ein solches Plasma mit Hilfe von Schwerionenstößen bei ultrarelativistischen Energien mittels Beschleunigern zu erzeugen. Hierbei kann man also etwas über die Anfänge des Universums sowie über mögliche Prozesse im Sterninneren lernen. Zugleich würde die Beobachtung des Übergangs von normaler Kernmaterie zum QGP eine glänzende Stütze der Quantenchromodynamik, die diesen Phasenübergang vorhersagt, bedeuten.

Die Beobachtung des unter hohem experimentellen Aufwand erzeugten QGP ist nur indirekt möglich. Man betrachtet Signale, die nicht stark wechselwirken und direkt aus der heißen Plasma-phase kommen. Ansonsten könnten die Signale durch Wechselwirkung mit hadronischen Teilchen am Rand des QGPs verfälscht sein.

Derartig unbeeinträchtigte Signale sind nach theoretischen Modellvorstellungen:

- Produktion *thermischer direkter Photonen* in der Plasmaphase.
- Produktion von *Lepton-Paaren* durch Quark-Antiquark-Annihilation.

Weitere Signale sind:

- J/ Ψ -Unterdrückung.
- verstärkte Strangeness-Produktion.
- Fluktuationen von Observablen.

Diese Signale sind durch Wechselwirkung mit Hadronen beeinflußt und deshalb bei vielen Autoren umstritten. Modellrechnungen sind hierzu vielfach durchgeführt worden, so z.B. in [[Con81](#), [Dom81](#), [Kaj81](#), [Kaj82](#), [McL85](#), [Neu89](#), [Shu78](#)].

2. Das WA98-Experiment

Am internationalen Forschungszentrum CERN* in Genf wird seit einigen Jahren intensiv nach dem Quark-Gluon-Plasma geforscht. Im Rahmen der WA80- und WA93-Experimente am SPS** wird versucht, die Frage nach der Existenz des QGP durch die Suche nach dessen Signaturen zu beantworten.

Für das Nachfolge-Experiment WA98, das für November 1994 geplant ist, steht am SPS ein Bleistrahl (^{208}Pb , 160 AGeV) zur Verfügung, mit dem man erhöhte Teilchenmultiplizitäten und verbesserte Thermalisierung des Systems erwartet.

2.1 Aufbau

Der in Abbildung 2.1 skizzierte Aufbau des Experiments enthält folgende Bestandteile [WA98a, WA98b, WA98c]:

Die *Startzähler* geben Informationen über die ankommenden Teilchen. Nur wenn die Startzähler ein für das Experiment interessantes Teilchen detektieren, werden die Daten der folgenden Detektoren ausgewertet – sie dienen somit als Trigger. Das *Bleitarget* mit einer Massenbelegung von 250 mg/cm² ist im *Plastic Ball* positioniert. Der Plastic Ball, als $\Delta E/E$ -Zähler, mißt die Multiplizität geladener Teilchen in Rückwärtsrichtung [Bad82].

Der *Goliath-Magnet* krümmt die Bahn der geladenen Teilchen, dadurch fungiert der *MSAC* (Multi Step Avalanche Counter), der die Bahn der geladenen Teilchen rekonstruiert, zusammen mit dem *ToF* (Time of Flight Detektor) als Impulsspektrometer [Cha88, Izy91, WA93a].

Einen zentralen Teil in diesem Experimentes bildet das Bleiglaskalorimeter, welches unter maßgeblicher Beteiligung des Instituts für Kernphysik der WWU-Münster neu entwickelt und gebaut wurde. Die genauere Beschreibung des Bleiglaskalimeters findet man in den Folgekapiteln. Die vorhergesagten direkten Photonen sollen mit ihm nachgewiesen, ihre Energie und ihr Emissionswinkel bestimmt werden. Um diese von geladenen Teilchen unterscheiden zu können, erhält man von dem *Streamer Tube*-Detektor ein Vetsignal [Alb89]. Die Streamer Tubes detektieren den Ort geladener Teilchen und bilden somit ein Vetsignal für das Photonenspektrometer.

Das Verhältnis N_γ/N_{ch} (Anzahl der Photonen zur Anzahl geladener Teilchen) wird beim Übergang zum QGP durch die Produktion direkter Photonen empfindlich gestört und ist somit eine interessante Meßgröße. Das Verhältnis N_γ/N_{ch} erhält man durch die Messung der Photonenmultiplizität N_γ mittels des *PMD* (Photon Multiplicity Detector) [WA93b], sowie der Bestimmung von N_{ch} mit Hilfe des *SDD* (Silicon Drift Detector) [WA93c].

Die Messung der Energieverteilung ermöglicht die Unterscheidung zwischen einem zentralen und peripheren Ereignis (kleiner oder großer Stoßparameter). Die Vorwärtsenergie wird mit dem *ZDC*

* Conseil Européene pour la Recherche Nucléaire

** Super Proton Synchrotron

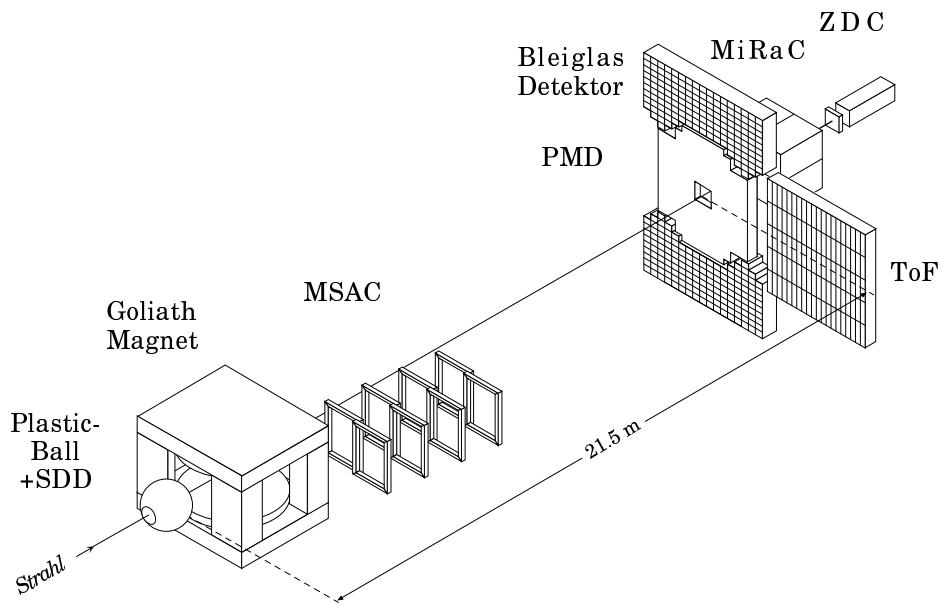


Abbildung 2.1: Gesamtaufbau des WA98-Experiments. Der Bleiglasdetektor steht 21,5 m vom Target entfernt. Die Streamer Tubes würden das Bleiglas verdecken und sind deshalb nicht gezeigt. Zeichnung K. H. Kampert.

(Zero Degree Calorimeter) und die Transversalenergie mit dem *MiRaC* (Mid Rapidity Calorimeter) aufgenommen [[You89](#), [Awe89](#)].

2.2 Das Bleiglaskalorimeter

2.2.1 Physikalische Effekte

Elektrromagnetische Schauer

Kalorimeter ermöglichen den Nachweis von Elektronen, Positronen und Photonen in gleicher Weise. Trifft ein hochenergetisches Photon den Detektor, so verwandelt es sich durch Paarbildung in ein Elektron-Positron-Paar. Diese e^- und e^+ erzeugen als geladene Teilchen im Feld der Detektoratome Bremsstrahlung in Form von Photonen, es bildet sich eine Kaskade – ein elektromagnetischer Schauer. Für die Konzipierung eines Kalimeters sind die Dimensionen dieses Schauers entscheidend. Die longitudinale Ausdehnung beschreibt man mit Hilfe der Strahlungslänge. Die Strahlungslänge, bezeichnet mit X_0 , ist die Distanz, nach der das Primärteilchen im Mittel 63% seiner Energie verloren hat. Der Schauer bricht ab, sobald die Energie der Sekundärteilchen unter die kritische Energie E_c sinkt, bei der der Energieverlust durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich wird. Damit erhält man das Maximum des Schauers für:

$$\frac{x_{max}}{X_0} \sim \ln \left(\frac{E}{E_c} \right) - t \quad ,$$

mit $t = 1,1$ für Elektronen und $t = 0,3$ für Photonen. Zur Bestimmung der transversalen Ausdehnung des Schauers berechnet man den Molière-Radius:

$$R_M = \frac{21\text{MeV} \cdot X_0}{E_c} .$$

95% der Energie werden innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von $2R_M$ um die Schauerachse deponiert [Ama81, Kle84, Leo87].

Hadronische Schauer

Die Wechselwirkungslänge λ_{int} für Hadronen ist sehr viel größer als die elektromagnetische Strahlungslänge X_0 , deshalb schauern nur etwa 37% aller Hadronen im Bleiglas auf. Die Art der entstehenden Sekundärteilchen variiert stark; es handelt sich zum großen Teil um Mesonen (z.B. neutrale Pionen), die wieder in Photonen zerfallen können. So wird etwa 30% der Energie auch durch elektromagnetisches Aufschauern abgegeben. Die übrigen 63% Hadronen geben als minimal ionisierende Teilchen nur einen Teil ihrer Energie durch Ionisation ab [Fab87, Kle84, Leo87].

Čerenkov-Effekt

Geladene Teilchen, deren Geschwindigkeit βc im Medium größer ist als c/n (wobei n der Brechungsindex des Mediums ist), emittieren Čerenkovlicht. Diese Produktion von Čerenkovlicht ist für Elektronen (und Positronen) oberhalb von etwa 2MeV energieunabhängig, womit die erzeugte Lichtmenge proportional zur Energie des Primärteilchen ist [Jel58, Per87]. Im Bleiglaskalorimeter wird dieser Effekt ausgenutzt, um die Energie der Photonen zu bestimmen. Das Čerenkovlicht wird in diesem Fall durch Totalreflexion an der Glasoberfläche zur Photokathode geleitet. Dort wird es in ein Ladungssignal umgewandelt und im Vervielfacher verstärkt. Durch transversale Segmentierung des Detektors kann zusätzlich der Einschußort des Photons detektiert werden.

2.2.2 Das Bleiglaskalorimeter im WA98-Experiment

Wie der Abbildung 2.1 zu entnehmen ist, befindet sich das Bleiglaskalorimeter 21,5m vom Bleitarget entfernt. Der PMD steht vor dem Bleiglasdetektor, dieser ist dadurch nach innen zur Strahlachse hin auf einen Winkel von 6° beschränkt. Nach außen wird er durch einen Winkel von etwa 12° eingegrenzt; ein größerer Winkel ist aufgrund des Schattens des Goliath-Magneten nicht sinnvoll. Die zur Verfügung stehenden Bleiglasmodule wurden in zwei Arme ober- und unterhalb der Strahlachse aufgeteilt. Damit wird vermieden, daß die große Zahl der geladenen Teilchen, die vom Goliath-Magneten hauptsächlich zu beiden Seiten abgelenkt werden, den Detektor treffen. Ein zusammenhängendes Segment wäre in der Teilchenakzeptanz geringfügig besser, die Gesamtzahl der Teilchen ist jedoch in dem gewählten Aufbau größer [Köh92]. Damit ergibt sich die in Abbildung 2.2 gezeigte Frontansicht des Kalorimeters.

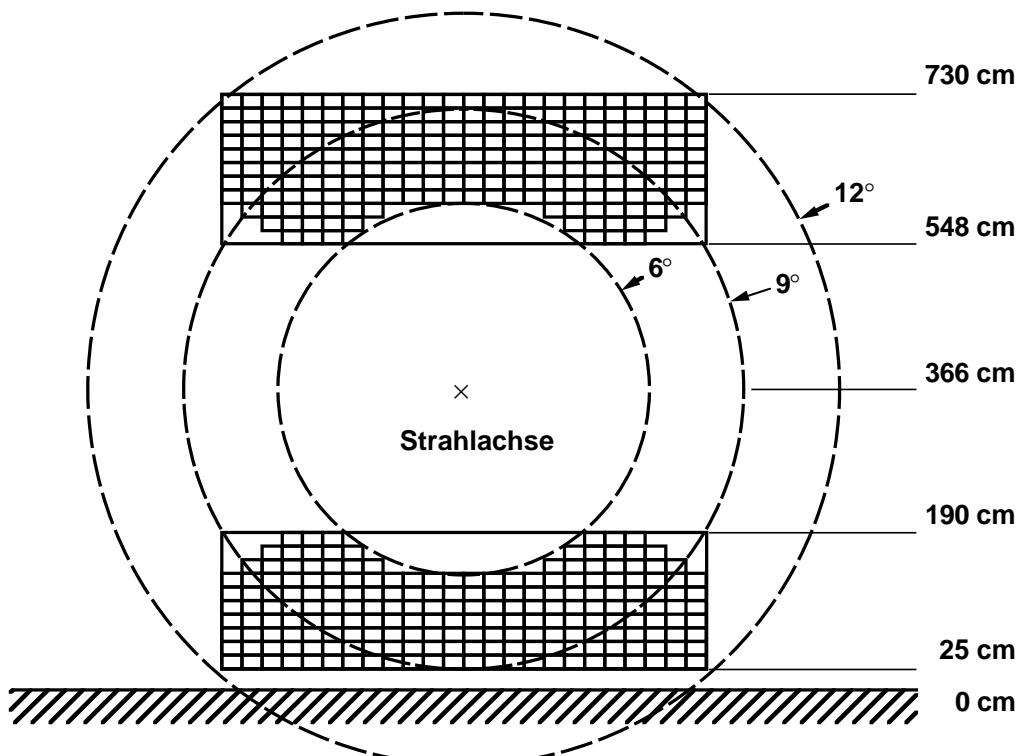


Abbildung 2.2: Die Frontansicht des Bleiglaskalorimeters. Die gezeigten Rechtecke entsprechen jeweils einem *Supermodul*. Die innere Begrenzung des Detektors entspricht einem Winkel von 6° , die äußere einem Winkel von etwa 12° . Zeichnung T. Peitzmann.

Der Detektor hat eine Fläche von etwa 16.13 m^2 , bestehend aus 10.080 Bleiglasmodulen. Zum einen diese enorme Größe und zum anderen der optionale Einsatz des Kalorimeters im PHENIX^{*}-Experiment am RHIC^{**} (an dem das Institut für Kernphysik der WWU-Münster zusammen mit dem Kurchatov Institut Moskau beteiligt ist) stellen an den Aufbau besondere Anforderungen. Der Detektaufbau wird im PHENIX-Experiment ein anderer sein [BNL93]. Das Bleiglas muß also transportabel sein, da es zum RHIC verschifft werden soll. Andererseits möchte man einen am CERN kalibrierten Detektor nicht neu eichen, also auch das sensible Referenzsystem nicht demontieren. Als Lösung werden die Module in sogenannten *Supermodulen* zu 6×4 Matrizen zusammengefaßt. Das Konzept ist also die Produktion von 420 identischen, autarken Unterdetektoren, bestehend aus 24 Bleiglasmodulen.

^{*}Pioneering High Energy Nuclear Ion Experiment

^{**}Relativistic Heavy Ion Collider des National Laboratory in Brookhaven, New York

3. Das Supermodul

Das Supermodul bildet im eigentlichen Sinne einen für sich abgeschlossenen Detektor, komplett ausgestattet mit Ausleseelektronik und Referenzsystem, und ist somit sowohl beim Transport als auch im Detektoraufbau von anderen Supermodulen unabhängig. Ein Supermodul, einmal kalibriert, kann an beliebigem Ort als geeichtetes Meßinstrument eingesetzt werden.

3.1 Mechanik des Supermoduls

3.1.1 Einzelmodulvorbereitung

Hauptbestandteil eines Supermoduls ist das Bleiglas des Typs TF1, dessen wichtigste Kenngrößen man in Tabelle 3.1 findet. An ein Bleiglasmodul wird nach gründlicher Reinigung an der einen Stirnfläche ein Polyamid-Plättchen und an der anderen ein Halter für den Photovervielfacher geklebt. Hierzu wird ein Cyanacrylat-Klebstoff eingesetzt, der speziell für extreme Verbindungen Kunststoff – Glas geeignet ist. Weiterhin wird das Bleiglas, zur Vermeidung von optischem Übersprechen, mit aluminierter Mylarfolie umwickelt. Zum Schutz gegen deren mechanische Beschädigung sowie zur erhöhten Lichtdichtigkeit wird danach über das Modul ein PVC-Schlauch geschrumpft. Skizzenhaft gibt Abbildung 3.1 diese vorbereitenden Arbeiten wieder, genauere Angaben und Zeichnungen dieser, sowie der nachfolgend beschriebenen Einzelteile, findet man im Anhang.

3.1.2 Supermodulproduktion

Sind die Einzelmodule soweit vorbereitet, werden sie in speziell dafür entwickelten Preß- und Klebevorrichtungen zu Supermodulen zusammengefügt. Kunstharz und Kohlenstofffasermatten sind die Komponenten, die hierzu eingesetzt werden. Sie genügen dem Kompromiß aus hoher Stabilität, die Supermodule müssen transportabel und stapelbar sein, und wenig Material, kleine Kernladungszahl sowie geringer Abstand der Module voneinander. Die hierfür optimale Verarbeitungsweise des Kunstharzes, durch die man gleichmäßige, blasenfreie Aushärtung des Harzes erreicht, wurde in vielen Testreihen erarbeitet.

Bleiglas TF1		
Molière-Radius	R_M	3.68 cm
Strahlungslänge	X_0	2.8 cm
kritische Energie	E_c	16 MeV
Wechselwirkungslänge	λ_{int}	38.0 cm
Bleioxidegehalt		51 %
Brechungsindex	n	1.648
Länge		400 mm $\sim 14.4 X_0$
Querschnittsfläche		$40 \times 40 \text{ mm}^2$
Dichte		3.85 g/cm ³

Tabelle 3.1: Das im WA98-Experiment verwendete Bleiglas, nach [Sch93]. Die angegebene hadronische Wechselwirkungslänge λ_{int} ist mit GEANT bestimmt worden [Bru89]. Die kritische Energie E_c ist nach [Rot91] angenommen.

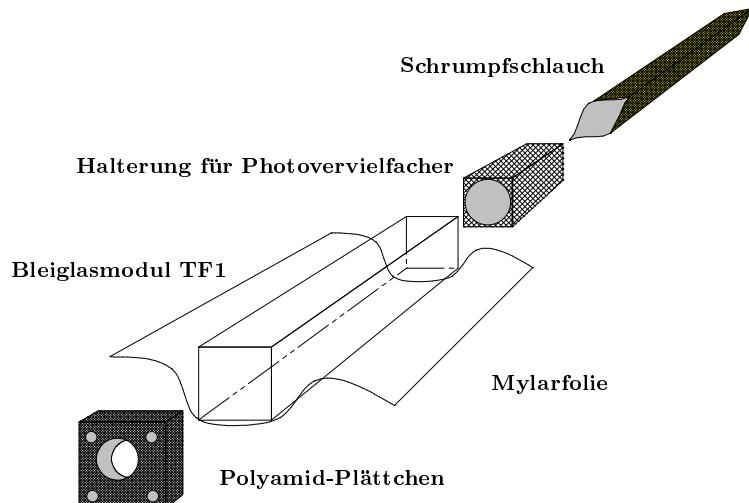


Abbildung 3.1: Die Komponenten der Einzelmodulproduktion. Angaben zu Maßen und Materialien findet man in Tabelle 3.1 sowie im Anhang A.1.

Als wesentlich stellen sich folgende Faktoren heraus:

- Mischungsverhältnis Harz zu Härter: 10:1
- Verarbeitungstemperatur: etwa 25°C
- Verarbeitungsdauer: bis zu 40 min
- Aushärtetemperatur: etwa 40°C

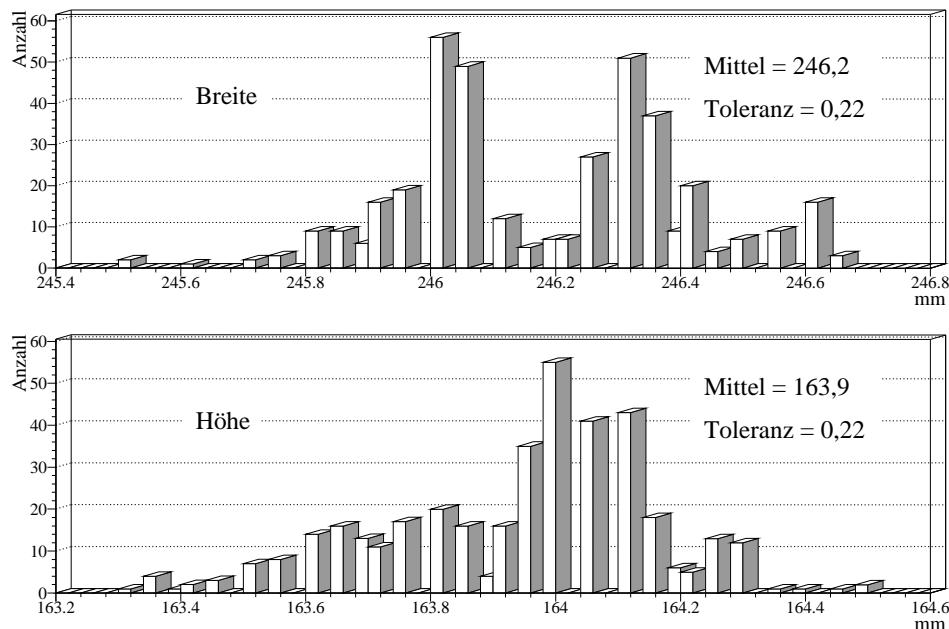


Abbildung 3.2: Die Verteilung der Breiten (oben) und Höhen (unten) der Supermodule. Angegeben sind die Mittelwerte von Messungen an beiden Enden des Supermodulkörpers

- Aushärtedauer: etwa 8 h

Das Harz gleicht die Unebenheiten des Glases aus und erlaubt so mit Hilfe der Preß- und Klebevorrichtung die Herstellung von paßgenau identischen Supermodulen. Die erreichte Genauigkeit in der Breiten- und Höhenverteilung wird in Abbildung 3.2 wiedergegeben. Die mittlere Breite eines Supermodules ist 246,2 mm, die Höhe 163,9 mm. Die Toleranz in der Breite beträgt etwa 0,2 mm, ebenso in der Höhe. Die auffallende Doppelstruktur in der Breite ist durch die zwei Serien der Klebeformen zu erklären, die Toleranz gilt jedoch für alle Supermodule. Die Kohlenstofffasermatte umfaßt das gesamte Supermodul, so auch die VA-Stahlbleche an der Rückseite des Supermodules (Abbildung 3.3), und liegt zwischen jeder Lage aus 6 Bleiglasmodulen. Die hohe Stabilität der Kohlefaser, bei geringem Gewicht, ist hinlänglich z.B. aus dem Flugzeugbau bekannt. So ist es durch die Einlaminierung der Stahlbleche möglich, die etwa 70kg schweren Supermodule an den Seitenblechen aufzuhängen – wie voraussichtlich bei PHENIX geplant. Die Stahlbleche oben und unten bieten zusammen mit dem Rückblech, das Durchführungen für Steuer- und Signalkabel besitzt, und den einlaminierten Seitenblechen Sicherheit gegen mechanische Beschädigung der einzusetzenden Elektronik.

3.2 Elektronik des Supermoduls

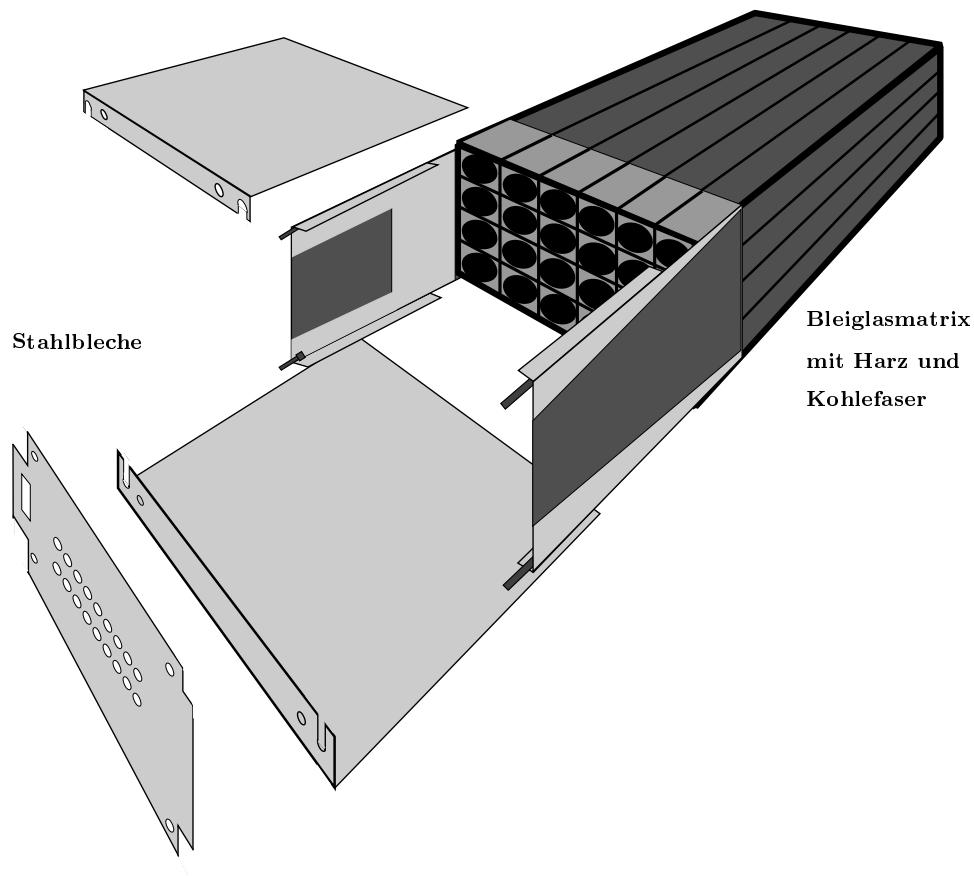


Abbildung 3.3: Die rückwärtige Ansicht des Supermoduls. Zeichnung N.Heine.

3.2.1 Referenzsystem

Auf der Frontseite des Supermoduls (Abbildung 3.4) erkennt man die Komponenten des Referenzsystems. Wichtigste Komponente ist die Platine mit drei Leuchtdioden, einer blauen und zwei gelben. Die blaue LED liegt mit ihrem Emissionsspektrum dem empfindlichen Spektralbereich der Photovervielfacher (Kapitel 3.2.2) und dem des erwarteten Čerenkovlichts sehr nahe. Blaue LEDs sind jedoch noch nicht so leistungsstark wie gelbe, sie können bei gleicher Lichtstärke nicht so schnell gepulst werden. Da kurze Lichtpulse mit gleichem Zeitverhalten wie Čerenkov-Pulse jedoch wünschenswert sind, werden zusätzlich gelbe LEDs eingesetzt (Tabelle A.5). Die LEDs strahlen in eine Reflexionshaube, die von innen mit einer hochreflektierenden Farbe lackiert ist. Das Licht wird hier reflektiert und gelangt durch Öffnungen in den Polyamidplättchen in das Bleiglas. Damit der Verlust durch Absorption gering gehalten werden kann, wird die Frontfläche des Supermoduls, ebenso wie die LED-Platine, mit Spiegelfolie beklebt. Diese Spiegelfolie hat unsymmetrisch verteilte Löcher, die der jeweiligen Lage des Einzelmoduls im Supermodul entsprechen. Die Reflexionshaube hat zentral über den LEDs ein Loch, durch welches eine Photodiode die – mit einem Gelbfilter abgeschwächten – Lichtsignale aufnimmt (Tabelle A.6). Der Gelbfilter wird zur Angleichung der Lichtsignale der unterschiedlichen LEDs eingesetzt. Die Photodiode ist mit einem

Vorverstärker versehen und mit einer Kunststoffhaube mechanisch geschützt. Die Kunststoffhaube bringt zusätzlich erhöhten optischen Schutz der Photodiode. Weitere Einzelheiten über Aufbau und Funktionsweise des Referenzsystems liest man in [Sch94].

3.2.2 Der Photovervielfacher

Die Photovervielfacher (Tabelle 3.2) werden mit μ -Metall umwickelt, wodurch eine magnetische Abschirmung der Photoröhre erreicht wird, und in die Halterungen eingesetzt. Durch die Kontaktierung des μ -Metalls mit dem Kathodenpin der Photovervielfacher wird zusätzlich eine Potentialdifferenz zwischen μ -Metall und Photokathode vermieden. Um eine gute optische Kopplung zwischen dem Bleiglas und dem Fenster des Photovervielfachers zu erreichen, wird eine dünne Schicht optischen Fetts auf den Photovervielfacher aufgetragen. Die Versorgung der Photovervielfacher mit Hochspannung erfolgt durch die für dieses Experiment neu entwickelten Hochspannungsplatine (siehe Kapitel 4). Neuartig ist hier, das nicht für jeden Photovervielfacher ein externes Hochspannungsnetzteil mit den entsprechenden Zuleitungen benötigt wird, sondern die Hochspannung auf der Platine selbst erzeugt wird.

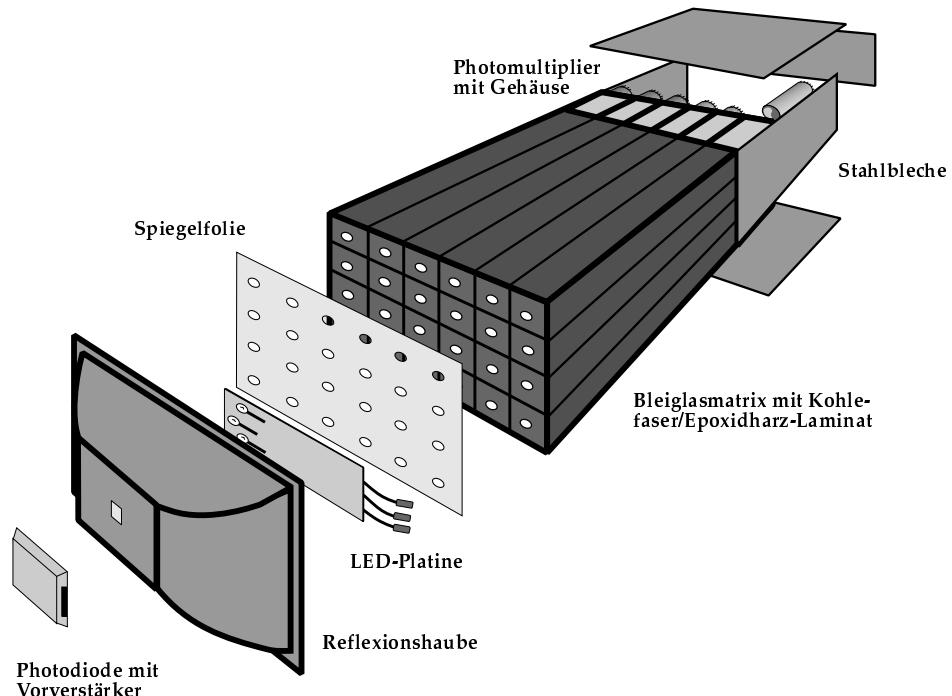


Abbildung 3.4: Die Frontansicht des Supermoduls. Zeichnung N.Heine.

Photovervielfacher FEU-84	
Lichtempfindlichkeit der Photokathode	$\geq 8 \times 10^{-5} \text{ A/lumen}$
Versorgungsspannung für 100 A/lumen	$\leq 1700 \text{ V}$
Dunkelstrom bei 1700 V	$\leq 2 \times 10^{-7} \text{ A}$
spektrale Empfindlichkeit bei 694 nm	$\geq 3 \times 10^{-3} \text{ A/W}$
Empfindlichkeitsschwelle	$\leq 10^{-8} \text{ W}$
Anzahl der Dynoden	12
Kathodenmaterial	SbNaKCs (S-20)
Emissionswellenlänge	420 nm
spektrale Empfindlichkeit bei 420 nm	$\geq 7 \times 10^{-2} \text{ A/W}$
Quantenausbeute bei 420 nm	20%

Tabelle 3.2: Der im WA98-Bleiglasdetektor eingesetzte Photovervielfacher [Sch93]. Auszug aus dem Datenblatt [Dat91].

4. Die Hochspannungsversorgung

Als elektronische Komponenten des Supermodules bereits erwähnt, sollen hier die Hochspannungsgeneratoren, die sogenannten Basen, besprochen werden. Im SAPHIR (Single Arm Photon Detector for Heavy Ion Reactions) und in den beiden Toren ([WA80a]), den Bleiglaskalorimetern des WA80/93-Experiments, waren die Basen passive Spannungsteiler. Sie verteilten die Hochspannung (HV) aus einem Netzteil auf die Kathode und die Dynoden des Photovervielfachers. In diesem Bleiglaskalorimeter wird eine neue HV-Versorgung eingesetzt, die der enormen Anzahl an Bleiglasmodulen Rechnung trägt [Hub92]. Die Basen selbst generieren die HV und verteilen sie auf die Elektroden. Die immensen Vorteile dieses Systems sind:

- Reduktion der Kosten (keine HV-Kabel)
- verminderter Leistungsverbrauch
- geringe Wärmeentwicklung an den Photovervielfachern

Die Kontrolle und Steuerung von bis zu 512 Basen über nur eine Signalleitung bedeutet einen weiteren wesentlichen Vorteil. Für das neue System ergeben sich Kosten für einen HV-Kanal von nur etwa der Hälfte der Kosten in herkömmlichen Systemen. Eine vergleichende Abschätzung hierzu gibt [Hub92] an.

4.1 Funktionsprinzip

Das Blockschaltbild in Abbildung 4.1 macht die Funktionsweise einer Base deutlich. Versorgt wird die Base mit zwei separaten Spannungsquellen: mit +5 V für die elektronischen Logik-Bauteile, sowie mit +55 V für den Regulator. Eine Base ist mit einem 9-Bit-Decoder versehen, der es ermöglicht, jede einzelne Base in einer Gruppe individuell zu adressieren. Gleichzeitig mit der Übermittlung des Adresscodes wird 1/1000 der gewünschten Hochspannung als Referenzspannung (V_{ref}) im Sample & Hold-Verstärker gespeichert. Der Wert wird in einem Komparator mit 1/1000 der wirklichen HV, der Feedbackspannung (V_{fb}), verglichen.

Da die Speicherung von V_{ref} über die Aufladung eines Kondensator realisiert ist, kann die Ausgangsspannung des Sample & Hold-Verstärkers abfallen. Deshalb wird V_{ref} für jede Base in einem 1-Sekunden-Zyklus zusammen mit der Adresse neu übergeben. Im selben Rhythmus wird V_{fb} an die Steuereinheit gesandt. Damit ist die Möglichkeit zur regelmäßigen Kontrolle der tatsächlich anliegenden Hochspannung gegeben.

Dynode	Kath.	Gitt.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Sollwert	2,75	1,4	1	1	1	1	1	1	1	1	2,1	2,3	2,75	3
Näherung	3	1,5	1	1	1	1	1	1	1	1	1,5	2	2,5	3
Stufenzahl	6	3	2	2	2	2	2	2	2	2	3	4	5	6

Tabelle 4.1: Das Verhältnis der Spannungen zwischen den einzelnen Elektroden. Von der Kathode zur Anode: vom Photovervielfacher geforderter Sollwert, angenäherte Schrittweite, Anzahl der Stufen.

Der Ausgang des Komparators geht auf einen Pulsweitenmodulator, der zusammen mit einem 100 kHz Oszillatoren den Regulator treibt. Der Regulator bestimmt letztlich im Rythmus des Oszillators die Hochspannung, die die Base an den Photovervielfacher abgibt. Das Schaltbild ist im Anhang (Abbildung A.8) wiedergegeben.

Der Oszillator treibt weiterhin Transistoren, die die Rechteckspannung für den Spannungsvervielfacher liefern. Dieser besteht aus einer Greinacherkaskade, die zur Rauschunterdrückung mit zusätzlichen Filtern ausgestattet ist. Jede Stufe der Kaskade liefert etwa 50 V. Die für die einzelnen Dynoden benötigten Spannungen bestimmen die Anzahl der Stufen zwischen den Elektroden. Die Verteilung der 43 Vervielfachungsstufen von der Kathode zur Anode ist in Tabelle 4.1 gezeigt.

Im Anhang (Abbildung A.9) ist die schaltungstechnische Realisation dieses auch als Cockcroft-Walton-Generator bekannten Spannungsvervielfachers gezeigt [Coc32]. Ein ähnliches Konzept zur Hochspannungsversorgung einer großer Zahl von Photovervielfächern findet man in [Lu 91].

4.2 Design

Der spezielle Einsatz der Basen für die Photovervielfächer FEU-84 (Tabelle 3.2) bestimmt im wesentlichen ihr Design. Während in der Länge keine grundsätzlichen Beschränkungen der Base

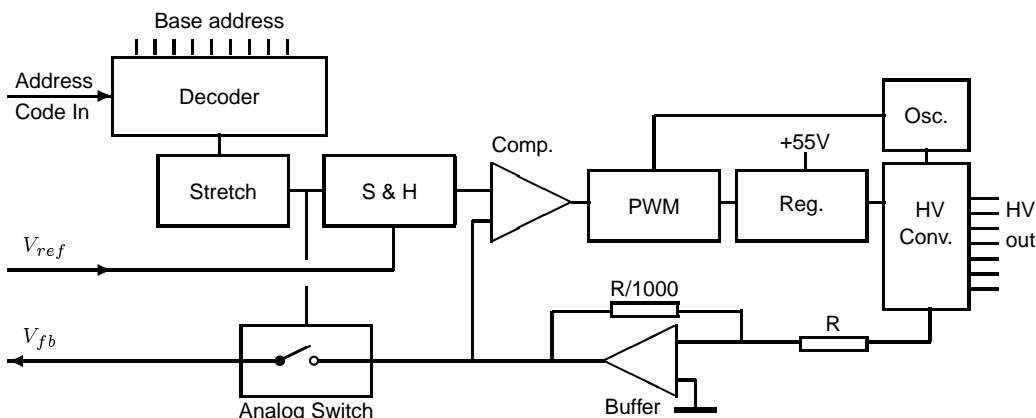


Abbildung 4.1: Das Blockschaltbild der Base nach [Hub92]. Der Oszillator ist mit *Osc.* und der Regulator mit *Reg.* abgekürzt. Die Bezeichnung *PWM* steht für Pulsweitenmodulator. Der Sample & Hold-Verstärker ist mit *S & H* und der Komparator mit *Comp.* bezeichnet.

Abbildung 4.2: Die Base ist unterteilt in zwei übereinanderliegenden Platinen, der Greinacherkaskade (unten) und der Oszillatorplatine (oben).

bestehen, ist ihre Breite auf die 38 mm der Photovervielfacherhalterung begrenzt. Aufgrund des gedrängten Aufbaus sollte die Leistungsaufnahme und damit die erzeugte Wärmemenge minimal gehalten werden. Deshalb wurde, soweit möglich, CMOS-Technik in der Schaltung verwendet.

Die beiden logisch trennbaren Abschnitte der Base, der Oszillator mit dem Regulator sowie die Vervielfachungskaskade werden auch mechanisch getrennt. Die Base wird in zwei übereinanderliegende Platinen aufgeteilt, wodurch das geringe Platzangebot optimal ausgenutzt wird. Die Schaltbilder in Abbildung A.8 und A.9 deuten die entsprechenden Platinen an.

Die Greinacher-Kaskade wurde aufgrund der hohen Komponentenzahl in SMD-Technik (**Surface Mounted Device**) produziert. Die Oszillatorplatine wurde dagegen mit Standardbauteilen bestückt (Abbildung 4.2). Im Herbst 1992 wurden Prototypen fertiggestellt, die den Anforderungen entsprechen.

Diese Anforderungen sind:

- hohe Stabilität,
- geringe Temperaturabhängigkeit,
- guter Leistungskoeffizient,
- geringes Rauschen, sowie
- vernachlässigbares Übersprechen vom Oszillator zum Signal.

In Kapitel 4.3 werden die hierzu vorliegenden Testergebnisse diskutiert. Die Basen der Serienproduktion zeigten jedoch bezüglich

- der erreichbaren maximalen Hochspannung,
- der Regulatorstabilität und
- des Rauschens

ein schlechteres Verhalten als die Prototypen. Verglichen werden die beiden Typen mit den entsprechenden Sollwerten im Kapitel 4.3.

Das ungewöhnliche Verhalten der Keramikkondensatoren in der Greinacherkaskade wurde nach intensiven Testmessungen als Ursache dieser entscheidenden Qualitätsminderung bei hohen Spannungen verantwortlich gemacht. Bei 40 V anliegender Gleichspannung und 100 kHz Wechselspannungs frequenz fällt die Kapazität der Keramikkondensatoren um etwa 72% gegenüber etwa 0 V und 100 kHz, die Kondensatoren der Prototypen dagegen nur um etwa 10% (Tabelle 4.2).

	C bei $\sim 0\text{ V}$ und 100 kHz	C bei 40 V und 100 kHz
Prototyp-Base	$\sim 100\text{ nF}$	$\sim 90\text{ nF}$
Serienprodukt	$\sim 107\text{ nF}$	$\sim 30\text{ nF}$

Tabelle 4.2: Vergleich der Kondensatoren der Greinacherkaskade in der Prototyp-Base und in der Base aus Serienproduktion ([Neu94]).

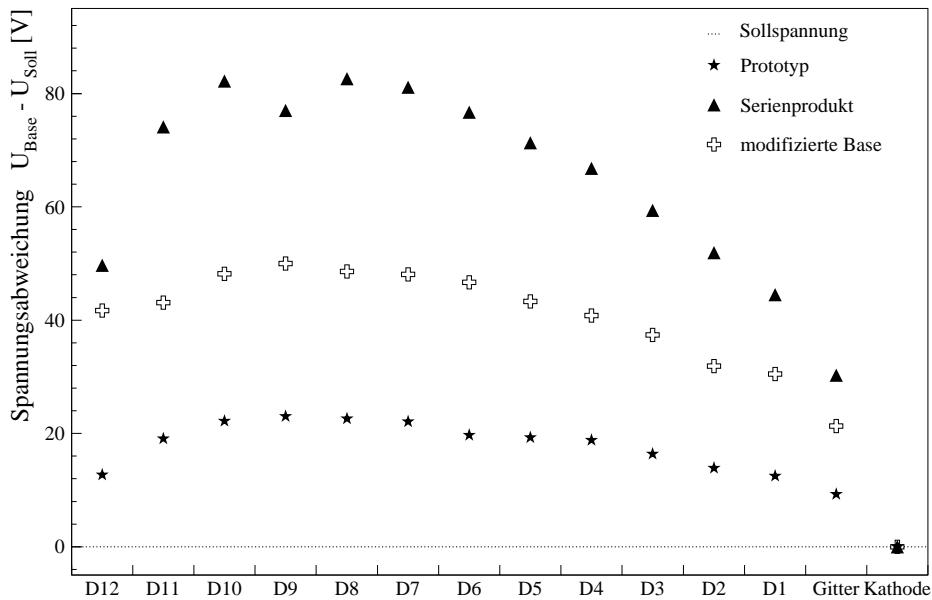


Abbildung 4.3: Abweichung von der Sollspannung an den einzelnen Dynodenstufen für die Prototypen, die Serienprodukte und die modifizierten Basen ($D_n = \text{Dynode } n$) nach [Neu94]. Die Werte sind auf eine Kathodenspannung von $U_{Kathode} = 1708 \text{ V}$ normiert.

Da die Qualität der Basen so nicht akzeptabel und eine Änderung der SMD-Platine nachträglich nicht möglich ist, wurden die Oszillatoren modifiziert. Durch die Änderung des Regulators sowie des Oszillators konnten die Eigenschaften der Base soweit verbessert werden, daß sie trotz der unzureichenden Qualität der Keramikkondensatoren einsatzfähig wurden. Die Stabilität wurde dadurch wesentlich erhöht, daß der ursprünglich gepulste Regulator die Greinacherkaskade nun direkt speist („Analogbetrieb“). Dadurch, daß die Oszillatorfrequenz verdoppelt wurde, konnte zusätzlich die maximal erreichbare Spannung erhöht und das Rauschen verringert werden. Die Eigenschaften dieser modifizierten Base sind im folgenden Kapitel 4.3 mit den Prototypen sowie den Basen aus der Serienproduktion verglichen. Hier sei angemerkt, daß der Schaltplan in Abbildung A.8 die modifizierte Oszillatorplatine wiedergibt, wie sie nun im Experiment eingesetzt wird.

4.3 Charakteristika

Die Verteilung der Spannungen auf die Dynoden, das Gitter und die Kathode ist vom Photovervielfachern gegeben. In Tabelle 4.1 sind bereits die Aufteilungen der Kaskadenstufen aufgeführt. Die sich daraus ergebenen Spannungen sind in Abbildung 4.3 als Abweichung von der Sollspannung wiedergegeben. Man erkennt, daß die Serienprodukte von der Sollspannung bis zu vier mal stärker abweichen als die Prototypen. Für die modifizierten Basen wurde eine Verbesserung erreicht. Die Spannungen weichen hier nur bis zu zweimal stärker ab.

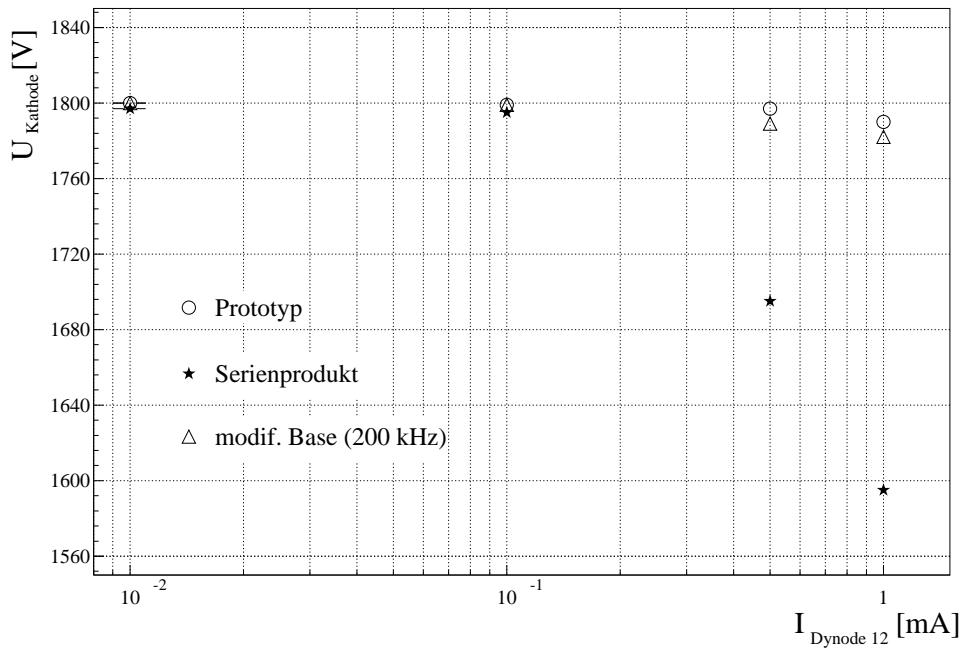


Abbildung 4.4: Die Kathodenspannung U_{Kathode} gegen den Laststrom $I_{D_{12}}$, der von der 12. Dynode zur Erde abfließt, im Vergleich der drei Basentypen nach [Hub92, Neu94].

Ein wichtiges Charakteristikum ist das Verhalten der Basen unter Last. Hierzu betrachtet man das Verhalten der Kathodenspannung U_{Kathode} in Abhängigkeit vom Strom, der an der 12. Dynode abfließt. Abbildung 4.4 zeigt, daß die Werte der modifizierten Basen nahe an denen der Prototypen liegen. Auch bei einem Laststrom im mA-Bereich wird noch eine akzeptable Hochspannung erreicht. Diese Base entspricht somit einer der wichtigsten Forderungen. Die Hochspannung der Basen aus der Serienproduktion fällt schon bei einem Laststrom von 0,5 mA so stark ab, daß diese Base nicht eingesetzt werden konnte.

Die mit 200 kHz Oszillator arbeitenden Basen sind also durchaus tauglich. Die maximal erreichbare Spannung ist für diese modifizierten Basen gegenüber denen aus der Serienproduktion ebenfalls verbessert worden (Tabelle 4.3).

	$U_{0,max}$	U_{rip}	P bei 1600 V
Sollwert	2150 V	–	–
Prototyp	2250 V	~200 mV	~65 mW
Serienprodukt	1850 V	~1000 mV	~75 mW
modifiziert	2000 V	~300 mV	~93 mW

Tabelle 4.3: Vergleich der Basentypen in der maximal erreichbaren Spannung $U_{0,max}$, im Rauschverhalten U_{rip} und im Leistungsverbrauch P ([Hub92, Neu94]).

Die Tabelle 4.3 zeigt weiterhin, daß die Basen mit 200 kHz Oszillator entscheidend weniger als die Serienbasen rauschen. Die Qualität der Prototypen wird jedoch nicht erreicht. Die erhöhte Leistungsaufnahme ist durch die Verluste der Keramikkondensatoren zu erklären. Er ist jedoch im Vergleich mit der Leistungsaufnahme von etwa 2 W bei herkömmlichen passiven Basen noch sehr gering. Die Stabilität der Hochspannung ist für den einwandfreien Betrieb der Photovervielfacher wichtig. Für die modifizierten Basen konnte hier der Wert der Prototypen eingestellt werden. Bei einer Hochspannung von $U_{ref} = 1900$ V mißt man über eine Dauer von 1000 min eine Abweichung von $\langle \sigma \rangle \simeq 0.5$ V. Damit erhält man [Neu94]:

$$\frac{\langle \sigma \rangle}{1900 \text{ V}} \simeq 3 \cdot 10^{-4} .$$

Den selben Wert findet man für die Prototypen in [Hub92].

Insgesamt kann man feststellen, daß die Basen nach der vorgenommenen Modifikation durchaus allen Anforderungen entsprechen. Dieses wurde auch bei dem Einsatz der Basen in der später zu besprechenden Kalibrationsstrahlzeit bestätigt. Für die Basen mit dem neuen Regulator sind neue Prototypen gebaut worden. Diese Prototypen sind mit Kondensatoren versehen, die im Gegensatz zu denen aus der Serienproduktion nur geringe Kapazitätsverluste aufweisen. Die Prototypen sind momentan in der Testphase, erste Ergebnisse deuten – wie erwartet – leicht verbesserte Eigenschaften an.

4.4 Kontrolle und Steuerung

Zu diesem neuen Konzept der Hochspannungsversorgung zählt auch die einfache Kontrolle des Systems. In [Hub93] wird der neu konzipierte *VME-Controller*, der zur Steuerung der Basen eingesetzt wird, beschrieben. Das Blockdiagramm in Abbildung 4.5 zeigt die Arbeitsweise der HV-Kontrolle. Es ist wünschenswert, nicht jede einzelne Base mit einem Kabel bis zum Kontrollraum auszustatten. Um die Distanz vom Detektor zum Kontrollraum zu überbrücken, werden die Basen in Gruppen zusammengefaßt. Die 24 Basen eines Supermoduls sind über nur ein Flachbandkabel an eine sogenannte *Repeaterbox* angeschlossen. Diese Repeaterbox faßt bis zu 20 Supermodule

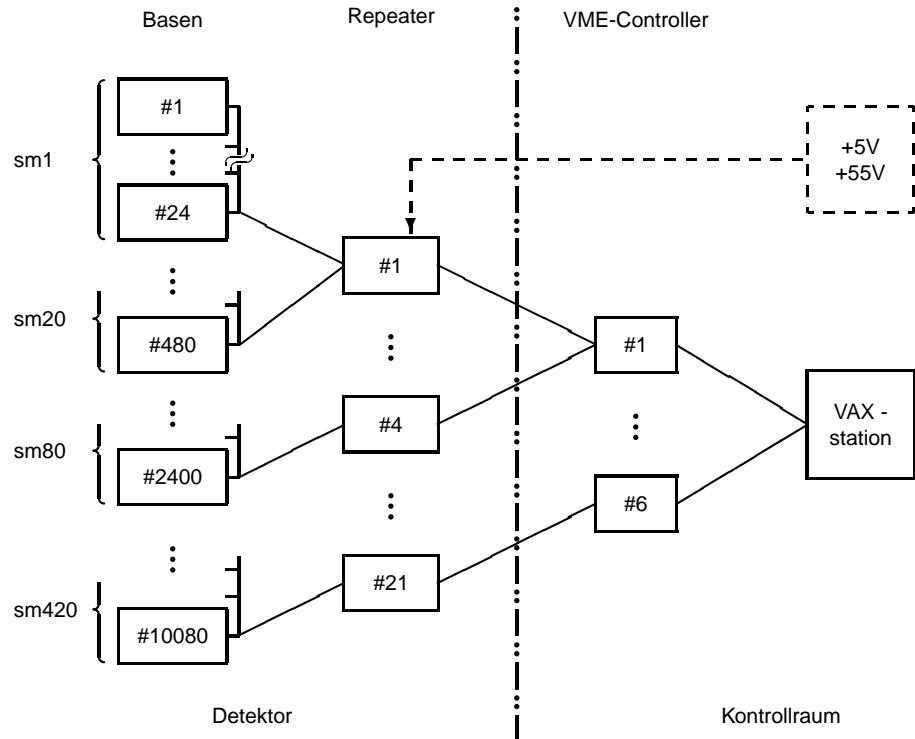


Abbildung 4.5: Die Kontrolle der Hochspannungsversorgung. Zusätzlich zu den Komponenten der Steuerung ist für eine Repeaterbox die Spannungsversorgung angedeutet (gestrichelte Linie). Die Abkürzung *sm* steht für Supermodul.

zusammen. Über sie wird die geforderte Referenzspannung sowie der Adresscode an die Basen weitergegeben. Zudem wird über sie die Feedbackspannung gelesen. Die Versorgung mit der 5 V und 55 V Spannung erfolgt ebenso über diese Repeaterboxen.

Da das Kalorimeter aus 420 Supermodulen besteht, werden 22 Repeaterboxen benötigt. Jeweils 5 bis 6 (abhängig von der räumlichen Anordnung) von ihnen werden von einem Verteiler mit den benötigten Betriebsspannungen versorgt. Sowohl die Verteiler als auch die Repeaterboxen sind am Detektor, oder zumindest in direkter Nähe, positioniert. Im Kontrollraum laufen dann jeweils 4 Repeaterboxen in einem VME-Controller zusammen, so daß insgesamt 6 VME-Controller benötigt werden. Diese enthalten für jede der vier Gruppen einen DAC (**Digital Analog Converter**), der die Referenzspannung setzt, einen ADC (**Analog Digital Converter**), der die Feedbackspannung zurückliest, sowie einen 9-Bit-Adresskodierer. Der VME-Controller erlaubt weiterhin die Speicherung der Referenz- und Feedbackspannung jeder individuellen Adresse. Ein Mikroprozessor, der über VME-BUS mit einer *VAX-Workstation* kommuniziert, übernimmt die Steuerung. Dieser kalkuliert außerdem die Differenz zwischen gesetzter und tatsächlicher Spannung und gibt ein Fehlersignal, falls die Differenz einen einstellbaren Schwellenwert überschreitet.

Die Ein- und Ausgabe, wie zum Beispiel das Setzen der Referenzspannung aus einer Datentabelle oder die Ausgabe der Fehlersignale, erfolgt komplett über die VAX-Workstation. Somit können die gesamten 10.080 HV-Kanäle von einer zentralen Einheit gesteuert werden, was eine erhebliche Verbesserung gegenüber herkömmlichen Systemen bedeutet [[Hub93](#), [Pur93](#)].

5. Die Ausleseelektronik

Zur Auslese und Verarbeitung der Photovervielfachersignale ist eine neue Ausleseelektronik entwickelt worden. Zwei Gründe führten zu der Entscheidung, ein neues System zu nutzen. Zum einen ist die Produktion der bisher im WA80/93-Experiment genutzten ADCs (LeCroy-2280, ladungsempfindlich) eingestellt worden, so daß eine Versorgung der jetzt 10.080 Kanäle mit diesem ADC praktisch nicht möglich ist.

Und zum anderen ist es für die Ausleseelektronik erforderlich, das Anodenignal zu verzögern, damit zur Triggerformation genügend Zeit bleibt [Lee94]. Diese Verzögerung wurde bisher durch das Zwischenschalten von ca. 100 m langen Koaxialkabeln realisiert. Im neuen System werden elektronische Verzögerungsstufen eingesetzt, die die Koaxialkabel ersetzen. Damit werden zudem die Kosten reduziert.

Das neue System der Auslese besteht also aus einer Verzögerungsstufe (analoge „Pipeline“[But89]), einem Ladungsintegrator, der den Anodenstrom aufsummiert, sowie einen 13-bit äquivalenten ADC. Die Abbildung 5.1 zeigt die Schritte der Signalverarbeitung.

Das Signal des Photovervielfachers wird im Ladungsintegrator, der den typischen Signalcharakteristika angepaßt ist, aufsummiert. Zudem splittet der Integrator das Signal. Das Signal wird einmal direkt und einmal 16-fach verstärkt weitergegeben. Die folgende analoge Pipeline speichert die gemessenen Ladungen, und zwar solange, bis das Triggersignal ankommt. Die Ladung wird vor einem Ereignis mehrmals gespeichert (*pre-samples*). Nachdem der Ladungsintegrator auf den vollen Wert angestiegen ist, werden weitere Speicherungen vorgenommen (*post-samples*).

Dieses Vorgehen macht Abbildung 5.2 deutlich. Die Speicherung erfolgt über analog schaltbare Kondensatoren, die individuell ausgelesen werden können.

Die Differenz der *post-* und *pre-Samples* entspricht der Ladung eines Ereignisses in einem Detektormodul. Das Rauschen wird durch diese Differenzbildung zusätzlich reduziert. Eine 20 MHz-Uhr steuert die Speicherung. Die Kondensatoren werden zyklisch angesprochen und geladen. Das Triggersignal beendet dann die Auslese des Signals. Die Differenz kann berechnet und weitergegeben werden. Diese Berechnung übernimmt der nachgeschaltete Differenzverstärker, der das Signal an den Wilkinson-ADC weitergibt.

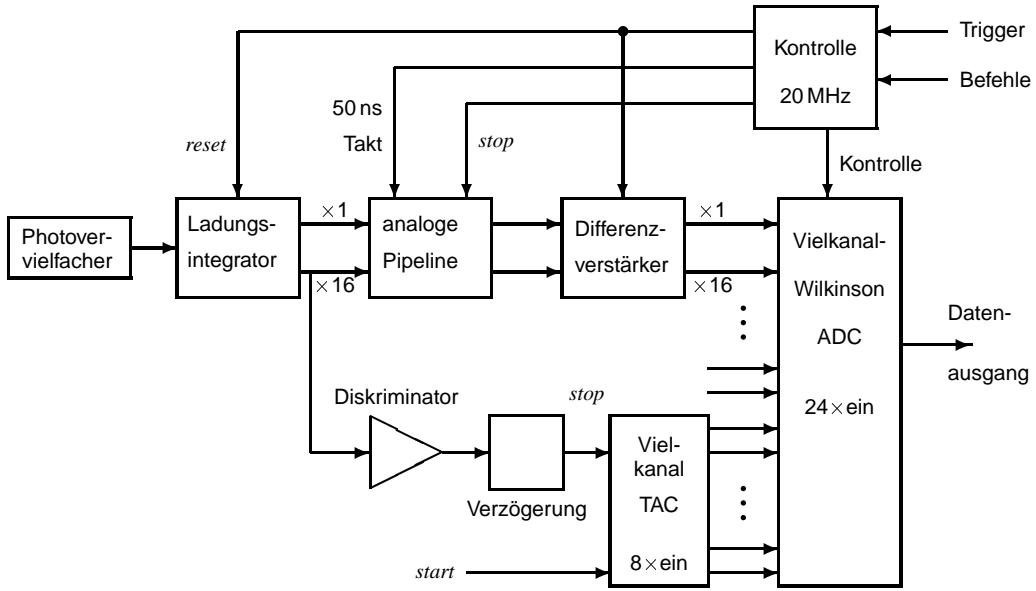


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Verarbeitung des Anodensignals nach [BNL93]. Aufgeteilt werden die elektronischen Bauteile auf zwei Chips. Der erste enthält den Ladungsintegrator, den Diskriminator und die Verzögerung. Auf dem zweiten Chip werden ADC, TAC, analoge Pipeline und Differenzverstärker zusammengefaßt.

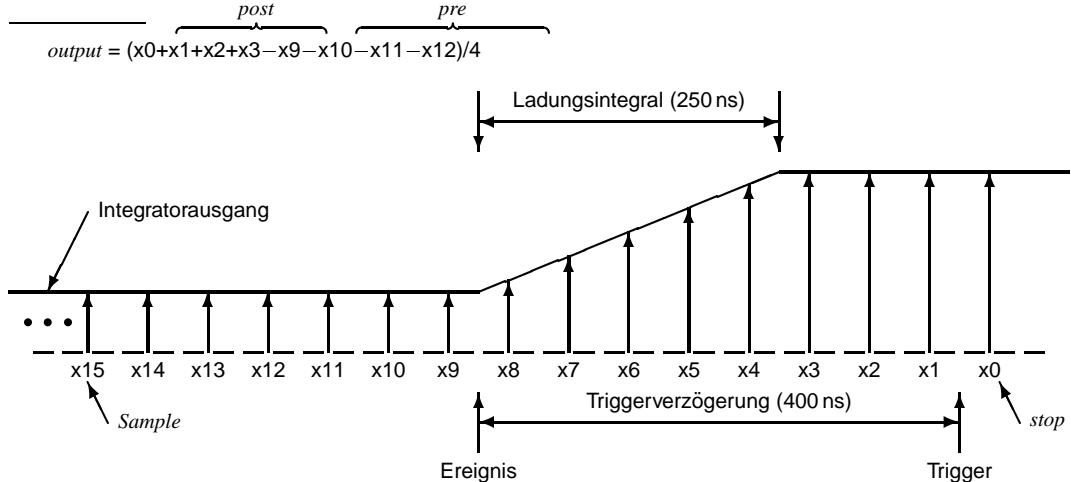


Abbildung 5.2: Schematisches Diagramm der analogen Pipeline nach [All91]. Es wird alle 50 ns ein Sample des Ladungsintegratorausgangs genommen. Die Differenz von *post*- und *pre*-Samples nach der angegebenen Gleichung gibt die aufsummierte Nettoladung wieder.

Der Grund für die Speicherung zweier Verstärkungsstufen ist die dadurch erreichbare Verbesserung der Auflösung im unteren Energiebereich (≤ 20 MeV) des ADCs. Es kann mit einem 10-Bit-ADC in etwa die Auflösung eines 13-Bit-ADC erreicht werden, ohne daß die Umwandlungszeit sich erhöht. Die Auflösung ist dann nicht durch den ADC, sondern durch den Detektor nach unten hin beschränkt.

Der in Abbildung 5.1 angedeutete Diskriminator formiert für zusätzlich geplante Zeitmessungen das Stoppsignal für den Vielkanal-TAC (Time Analog Converter). Das Startsignal wird von der

Triggerkontrolle geliefert. Der Wert des TACs wird dann ebenfalls dem ADC zugeführt.

Der ADC hat für das verzögerte, das 16-fach verstärkt und verzögerte sowie für das Zeitsignal je einen Eingang. Es ist geplant, insgesamt 8 Kanäle auf zwei Chips zusammenzufassen. Der ADC muß also 24 Eingänge besitzen. Die Chips übernehmen somit die Integration des Signals, die Signalverzögerung, die Zeitmessungen und die Digitalisierung für 8 Detektormodule, so daß 3×2 derartige Chips für ein Supermodul benötigt werden ([All91, BNL93]).

Die Testphase dieses ADC-Systems ist noch nicht beendet. Bis zur Strahlzeit im Herbst 1994 soll die Erprobung und Produktion jedoch abgeschlossen sein. Für die bereits vorher stattfindenden Kalibrationsstrahlzeiten (siehe Kapitel 6.2) wird das bisher verwendete und bewährte ADC-System eingesetzt. Da jedes Supermodul einzeln kalibriert werden kann (siehe Kapitel 3), stellt die zahlenmäßige Beschränkung der LeCroy-ADCs kein Problem für die Kalibrationsmessungen dar.

6. Die Kalibrationsstrahlzeit 1993

In den vorangegangenen Kapiteln sind die Konstruktionselemente des Bleiglasdetektors behandelt worden. Hier sollen nun die Kalibration und ihre ersten Ergebnisse besprochen werden.

6.1 Der X1-Teststrahl

Der für die Kalibration genutzte Elektronenstrahl ist ein tertiärer Strahl eines Energiebereiches von 1 GeV bis 70 GeV Teilchenenergie. Er liefert vornehmlich Elektronen, hat jedoch einen Anteil an Hadronen. Bei diesen Hadronen handelt es sich vor allem um Pionen. Der primäre Strahl besteht aus 450 GeV/c Protonen, die im SPS beschleunigt werden. Dieser Primärstrahl wird auf ein Target gelenkt und erzeugt so die Sekundärstrahlen. Ein Teil des Sekundärstrahls wird auf das X1-Target gerichtet, von dem aus der X1-Strahl auf den Detektor gelenkt wird. In der Abbildung 6.1 ist der X1-Teststrahl skizziert. Durch Quadrupolmagnete wird er fokussiert. Durch Ablenkmagnete erfolgt eine Impulsselektion. Durch die Blende kann die transversale Ausdehnung des Strahles bestimmt werden. Eine große transversale Ausdehnung des Strahls ist für die schnelle Kalibration wichtig (siehe Kapitel 6.2). Eine Aufweitung des Strahls wird dadurch erreicht, daß die letzten Quadrupolmagnete nicht zur Fokussierung eingesetzt werden.

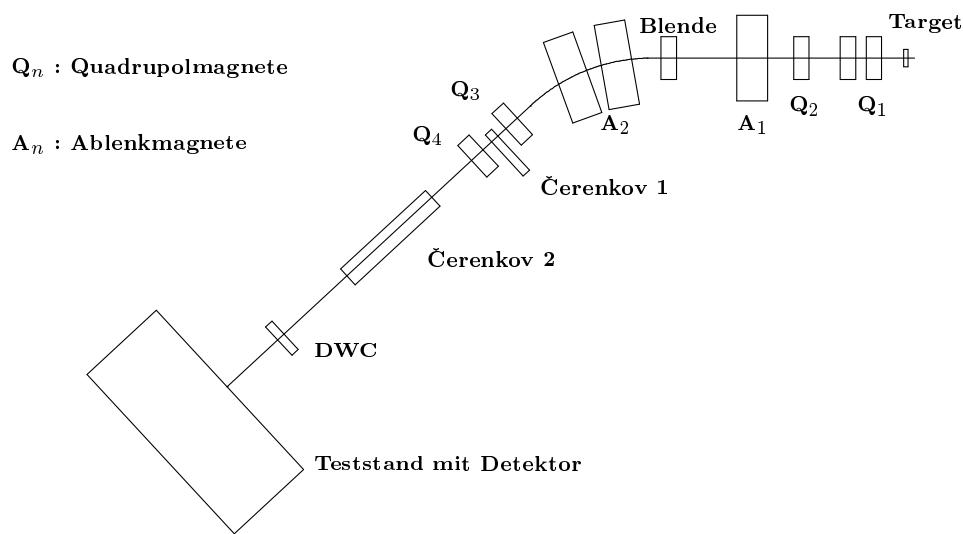


Abbildung 6.1: Der Verlauf des X1-Teststrahls nach [Sch93]. Durch Wahl der Blendeneinstellung kann die transversale Ausdehnung des Strahles bestimmt werden.

Die angedeuteten Čerenkovzähler dienen zur Teilchenidentifizierung. Als Schwellenzähler können mit ihnen Elektronen von Hadronen aufgrund ihrer unterschiedlichen Geschwindigkeit unterscheiden werden.

Zur Bestimmung der relativen Lage des Detektors zum Strahl wird eine DWC (Delayline Wire Chamber) eingesetzt. Die Arbeitsweise einer solchen DWC liest man zum Beispiel in [Net91]. Der Detektor steht auf einem horizontal und vertikal verfahrbaren Teststand, so daß jedes Modul in den Strahl gefahren werden kann.

6.2 Die Kalibration

Die Kalibration ist die Eichung des Detektors, sie kann in einzelne Abschnitte unterteilt werden:

- die Relativkalibration der Einzelmodule zueinander,
- die Absolutkalibration der Module und
- die zeitabhängige Kalibration.

Experimentell wird zur Relativkalibration die ADC-Antwort auf Elektronen bekannter Energie jedes einzelnen Kanals gemessen. Da es sich bei diesem Detektor jedoch um insgesamt 10.080 Kanäle handelt, der Zeitaufwand somit enorm wäre, wurde das Konzept der Kalibration leicht modifiziert. Der Elektronenstrahl wurde aufgeweitet und so ausgerichtet, daß sein Zentrum zwischen vier Einzelmodulen trifft. Die Eichung kann dann für die entsprechenden vier Module aus einem Meßvorgang, einem sogenannten *Run*, erlangt werden. Dieses Vorgehen hat eine erhebliche Verminderung der Meßzeit zur Folge. Die Relativkalibration entspricht der Ermittlung des Verstärkungsfaktors K_{gain} (*Gainfaktor*) jedes einzelnen Photovervielfachers. Der ADC-Wert wird mit dem Gainfaktor skaliert, so daß jeder Kanal die gleiche Antwort auf ein gleiches Signal gibt. Die Verteilung der Gainfaktoren für eine Auswahl von 120 Modulen ist in Abbildung 6.2 wiedergegeben.

Die Absolutkalibration bestimmt nun das Verhältnis von ADC-Kanal zur Energie. Die Analyse hat ergeben, daß ein Elektron von 10 GeV Energie, das in die Mitte eines Bleiglasmoduls trifft, in diesem etwa 80% seiner Energie deponiert. Das entspricht einem korrigierten ADC-Wert von

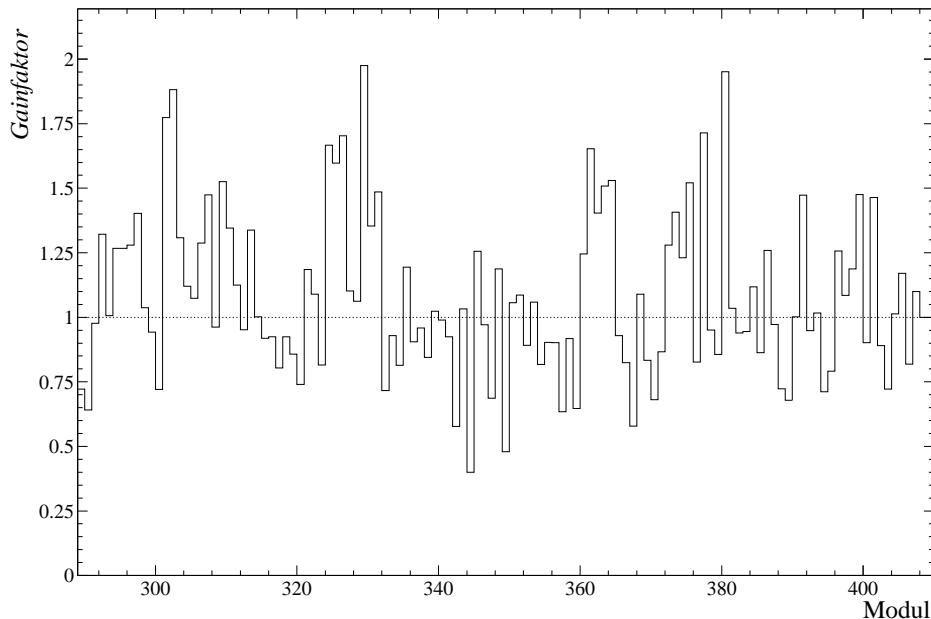


Abbildung 6.2: Die Verteilung der *Gainfaktoren* für eine Auswahl von 120 Einzelmodulen.

400 Kanälen. Ein Kanal des ADC entspricht etwa 0,25 pC aufsummierter Ladung. Geht man von dem oben genannten Anteil von 80% deponierter Energie für 10 GeV Elektronen aus, erhält man für das Verhältnis von ADC-Kanal zur Energie:

$$50 \text{ Kanäle entsprechen } 1 \text{ GeV Energie.}$$

Diese Kalibration wurde mit der Summe über 25 Module bestimmt, da hier die gesamte Strahlenergie deponiert wird. Man erhält den Eichfaktor K_{eich} :

$$K_{eich} = \frac{1 \text{ GeV}}{50 \text{ ADC-Kanäle}} .$$

Die zeitabhängige Kalibration versucht, die Schwankungen der Verstärkungsfaktoren auszugleichen. Diese Schwankungen erklären sich durch die Temperaturabhängigkeit des Photovervielfachers, Schwankungen der Hochspannungsversorgung sowie durch Alterungsprozesse. Die Aufnahme von Referenzdaten ermöglicht nun die Registrierung der Schwankungen, mit denen dann die ADC-Werte korrigiert werden können. Als Referenzdaten dienen hier die Signale der Leuchtdioden, die mit dem Photovervielfacher aufgenommen werden. Der ADC-Wert für eine Leuchtdiode wird über einen speziellen Run, den *Kalibrationsrun*, gemittelt. Dieser Mittelwert ist der Bezugspunkt $ADC(t_0)$, zu dem die relative Lage des ADC-Leuchtdioden-Wertes $ADC(t)$ nachfolgender Runs bestimmt wird. Diese relative Lage, mit dem die ADC-Antwort auf die den Detektor treffenden Elektronen (oder Hadronen) korrigiert wird, sei mit K_{ref} bezeichnet. Es gilt:

$$K_{ref}(t) = \frac{ADC_{Leuchtdiode}(t_0)}{ADC_{Leuchtdiode}(t)} .$$

Eventuelle Schwankungen der Leuchtdioden, oder deren Veränderung durch Alterungsprozesse können mit einer weiteren Stufe des Referenzsystems korrigiert werden (zur Alterung von Leuchtdioden siehe auch [Stü90]). Wie bereits in Kapitel 3.2.1 erwähnt, werden die Pulse der Leuchtdioden mit einer Photodiode aufgenommen. Werden hier Abweichungen vom Referenzwert, der während des Kalibrationsruns aufgenommen wurde, gemessen, so erhält man einen Korrekturfaktor K_{korr} für den ADC-Wert des Leuchtdiodensignals:

$$K_{korr}(t) = \frac{PIN_{Leuchtdiode}(t)}{PIN_{Leuchtdiode}(t_0)} .$$

Mit der Bezeichnung PIN wird angedeutet, daß es sich um den ADC-Wert des Photodiodensignals handelt, während die Signale des Photovervielfachers einfach mit ADC bezeichnet sind. Mit dem bisher Gesagten erhält man für den wahren, d.h. den gemessenen und korrigierten Wert zur Zeit t :

$$ADC_{wahrer Wert}(t) = ADC_{Rohwert}(t) \times K_{gain} \times K_{ref}(t) \times K_{korr}(t) .$$

In der Analyse der Daten wurde diese Korrektur eingesetzt. Die Zeitabhängigkeit ist hier also eher als eine *Runabhängigkeit* zu bezeichnen, da die Referenzdaten über einen Run gemittelt sind.

Multipliziert man die Größe $ADC_{wahrer Wert}$ mit dem Eichfaktor K_{eich} so erhält man die Energie E in GeV:

$$E = ADC_{wahrer Wert} \times K_{eich} .$$

Um einen Überblick über die Größenverhältnisse zu bekommen, sind hier die durchschnittlichen Werte von etwa 800 Kalibrationsruns angegeben:

- Dauer: 7 ± 3 Minuten
- Größe: 15000 ± 5000 erfaßte Ereignisse.

Eine erste Kalibrationsstrahlzeit fand im November 1993 statt, woraus die vorgestellten Ergebnisse stammen. Es wurden ca. 25% aller Module kalibriert. In einer weiteren Kalibrationsstrahlzeit im Mai 1994 sollen die restlichen Module kalibriert werden. Die Strahlzeit für das Schwerionenexperiment WA98 (Kapitel 2) soll im Herbst 1994 anlaufen.

7. Auflösungsvermögen des Bleiglasdetektors

In der Kalibrationsstrahlzeit geht es noch nicht darum, den eingangs beschriebenen Phasenübergang zu suchen. Vielmehr geht es darum, den Detektor zu eichen und seine Charakteristika zu bestimmen. Zu diesen Eigenschaften zählt vor allem das Auflösungsvermögen, das der Detektor in Energie-, Orts- und Zeitmessungen erreicht.

7.1 Energieauflösung

Für die Bestimmung der Energieauflösung wurde der geeichte Detektor mit Elektronen bekannter Energie bestrahlt. An den Spitzenwert (*Peak*) im Elektronenspektrum wird eine Gaußkurve angefittet. Da, wie bereits erwähnt, selbst bei zentralem Einfall eines Elektrons nicht dessen gesamte Energie in einem Modul deponiert wird, handelt es sich bei dem Elektronenspektrum um ein Summenspektrum.

Hierzu wird die deponierte Energie von zentralem und Nachbarmodulen, in diesem Fall insgesamt 25 Module, aufsummiert. Das Sigma des Gaußfits relativ zur Lage des Peaks in GeV bestimmt die Energieauflösung. Nach unten ist die Energieauflösung durch das elektronische Rauschen der Ausleseelektronik, die Photonenstatistik der Čerenkovlichtproduktion sowie die statistischen Fluktuationen in der Strahlenenergie beschränkt.

In der Kalibrationsstrahlzeit wurde die Auflösung für Elektronenenergien von 3, 5, 10 und 20 GeV bestimmt. Tabelle 7.1 gibt die Energieauflösung in Prozent im Vergleich mit vorangegangenen Teststrahlzeiten wieder. Es handelt sich jeweils um Bleiglas vom Typ TF1 (Tabelle 3.1), daher liegen die Werte dicht beieinander.

Füttet man diese Werte mit der Funktion

$$\sigma(E)/E = \frac{\text{const.}}{\sqrt{E}} + \text{const.}$$

an, so erhält man die in Tabelle 7.2 angegebenen Ergebnisse für die relative Energieauflösung, wobei die Energie in GeV angegeben ist.

In Abbildung 7.1 ist die Auflösung graphisch dargestellt. Sie ist jeweils mit der genannten Funktion angefittet und mit der SAPHIR-Auflösung verglichen.

Man erkennt, daß im unteren Energiebereich der Fit für die Teststrahlzeit die Energieabhängigkeit nicht sehr gut beschreiben, was durch den größeren

*Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

	Testbox 1990	Prototyp 1992	Test Aug.1993	Kalibration Nov.1993
Quelle	[Rot91]	[Sch93]	[Boh94]	[Sch94]
2 GeV	—	—	5,48±0,40	—
3 GeV	5,82±0,11	3,60±0,06	—	4,01±0,40
5 GeV	—	2,96±0,03	3,23±0,13	3,27±0,10
10 GeV	3,72±0,02	2,35±0,03	2,40±0,05	2,63±0,08
20 GeV	3,01±0,02	—	1,96±0,05	2,00±0,13

Tabelle 7.1: Die mittels Gaußfit bestimmte Energieauflösung der Bleiglasdetektoren in Prozent bei verschiedenen Energien. Die Testbox ist eine Bleiglas-Matrix aus 7×7 Modulen. Bei dem Prototypen handelt es sich um das erste Supermodul, welches an der GSI* gebaut wurde. In der Teststrahlzeit im August 1993 wurden zwei Supermodule eingesetzt.

Relative Energieauflösung	
Testbox	$\sigma(E)/E = (7,4 \pm 0,2) \% / \sqrt{E} + (1,4 \pm 0,1) \%$
GSI-Supermodul	$\sigma(E)/E = (4,9 \pm 0,2) \% / \sqrt{E} + (0,8 \pm 0,1) \%$
Teststrahlzeit	$\sigma(E)/E = (5,9 \pm 0,4) \% / \sqrt{E} + (0,6 \pm 0,1) \%$
Kalibration	$\sigma(E)/E = (5,5 \pm 0,6) \% / \sqrt{E} + (0,8 \pm 0,2) \%$
SAPHIR	$\sigma(E)/E = (6,0 \pm 1,0) \% / \sqrt{E} + (0,4 \pm 1,0) \%$

Tabelle 7.2: Die relative Energieauflösung der Detektoren aus Bleiglasmodulen TF1. Im Vergleich dazu die Energieauflösung des SAPHIR nach [Wie86, WA80a]. Die Energie E ist in GeV angegeben.

Einfluß des Rauschen bei kleinen Energien erklärt werden kann. Oberhalb einer Elektronenenergie von 5 GeV stimmt die Proportionalität:

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

hier, sowie für die übrigen Fits sehr gut. Die erkennbar schlechtere Auflösung der Testbox ist durch starkes Rauschen zu erklären, was bei der Aufnahme der Daten zwar bekannt, aber nicht vermeidbar war.

7.2 Ortsauflösung

Zur Bestimmung der Ortsauflösung wird das erste Moment $\langle x \rangle$ bestimmt:

$$\langle x \rangle = \frac{\sum A_i x_i}{\sum A_i},$$

wobei x_i der Ort und A_i die Pulshöhe des i -ten Moduls bedeuten. Die Summe wird über 3×3 Module gebildet. Dieses erste Moment wird gegen den mit der DWC ermittelten Eintreffort aufgetragen. Linearisiert man die sich ergebende Kurve und projiziert sie auf die Winkelhalbierende des zweiten

Quadrantens, so kann man die Verteilung mit einer Gaußfunktion anfitten. Man erhält entsprechend zur Energieauflösung die Ortsauflösung als Funktion der Energie:

$$\sigma_{Ort}(E) = \frac{const.}{\sqrt{E}} + const. ,$$

wobei E wieder in GeV gegeben ist. In Tabelle 7.3 ist das Ergebnis für die Ortsauflösung mit denen anderer Bleiglasdetektoren verglichen. Eine detaillierte Beschreibung der Berechnungen zum Auflösungsvermögen liest man in [Sch93, Sch94]. Dort findet man auch die Eichung der DWC, die

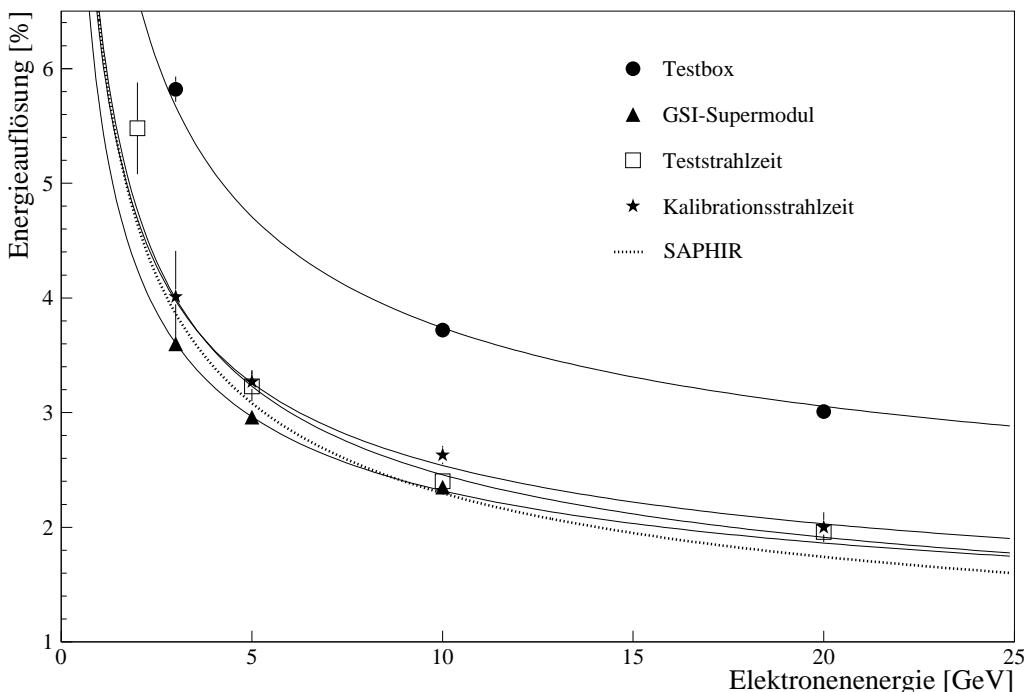


Abbildung 7.1: Energieauflösung $\sigma(E)/E$ in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E . Die Graphen entsprechen den in Tabelle 7.2 angegebenen Fits, die eingetragenen Punkte den Werten aus Tabelle 7.1. Die gestrichelte Linie stellt die Energieauflösung des SAPHIR dar.

Ortsauflösung	
Testbox	$\sigma_{Ort}(E) = (7,15 \pm 0,15) \text{ mm}/\sqrt{E} + (0,38 \pm 0,03) \text{ mm}$
GSI-Supermodul	$\sigma_{Ort}(E) = (7,16 \pm 0,30) \text{ mm}/\sqrt{E} + (0,68 \pm 0,10) \text{ mm}$
Kalibration	$\sigma_{Ort}(E) = (8,35 \pm 0,25) \text{ mm}/\sqrt{E} + (0,15 \pm 0,07) \text{ mm}$
SAPHIR	$\sigma_{Ort}(E) = 5 \text{ mm} \cdot (E)^{-0,155}$

Tabelle 7.3: Die Ortsauflösung als Funktion der Energie verschiedener TFI-Bleiglasdetektoren. Testbox nach [Rot91], GSI-Supermodul nach [Sch93] und Kalibrationsstrahlzeit nach [Sch94]. Im Vergleich dazu die Ortsauflösung des SAPHIR nach [WA80a]. Die Energie ist in GeV angegeben.

für die Ortsrekonstruktion natürlich Voraussetzung ist.

7.3 Zeitauflösung

Die Bestimmung des Auflösungsvermögens in Zeitmessungen setzt die Eichung der eingesetzten TDCs (Time Digital Converter, LeCroy-2228a) voraus. Diese Zeiteichung macht Abbildung 7.2 deutlich. Es wird das Signal in diesem Fall der schnell gepulsten gelben Leuchtdiode aufgenommen.

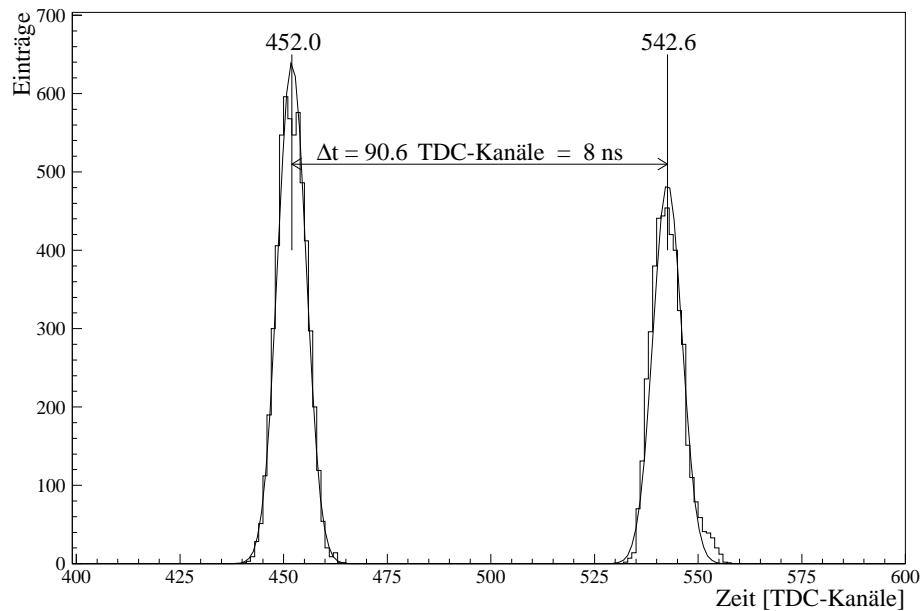


Abbildung 7.2: Das TDC-Spektrum der schnell gepulsten gelben Leuchtdiode aus zwei Runs mit einer Verzögerungszeit von 8 ns.

Bei der zweiten Aufnahme wird das Stoppsignal verzögert. Die Verzögerung ist über ein Koaxialkabel realisiert worden. Der Laufzeitunterschied Δt beträgt 8 ns. Die Signale werden mit einer Gaußfunktion angefittet und die Differenz Δt der Mittelwerte in TDC-Kanälen berechnet. Damit erhält man den direkten Zusammenhang:

$$8 \text{ ns entsprechen etwa } 91 \text{ TDC-Kanälen.}$$

Diese Entsprechung muß natürlich für jeden TDC-Kanal individuell berechnet werden.

Ist diese Eichung für alle Kanäle durchgeführt worden, so kann das Auflösungsvermögen σ_t aus den Spektren mittels Gaußfit bestimmt werden:

$$\sigma_t = (0,37 \pm 0,06) \text{ ns} .$$

Dieser Wert ist über 10 Runs und 9 Module gemittelt und gilt für Signale der schnell gepulsten gelben Leuchtdiode. Signale der beiden anderen Leuchtdioden konnten nicht aufgenommen werden, da deren Länge die maximale Zeitdifferenz, die mit dem TDC meßbar ist, weit überschreitet.

Bei der Bestimmung der Auflösung ist σ_t bis jetzt nicht berücksichtigt, daß die für die Erzeugung des Startsignals verwendete Elektronik nicht für die Zeitmessung optimiert wurde. Zeitliche Schwankungen in dieser Triggerelektronik machen sich als Verschlechterung der Auflösung bemerkbar. Weiterhin besitzt auch das Leuchtdiodensignal eine endliche Auflösung. Will man die reale Zeitauflösung $\sigma_t(\text{real})$ berechnen, so kann man durch Betrachtung von Differenzspektren die Beiträge der Triggerelektronik und der Leuchtdiode ausschalten. Die Differenz zweier TDC-Spektren ist wiederum gaußverteilt. Das Sigma dieser Gaußverteilung $\sigma_t(TDC_i - TDC_j)$ wird nun von zwei Kanälen hervorgerufen. Die reale Auflösung ist dann:

$$\sigma_t(\text{real}) = \sigma_t(TDC_i - TDC_j) \times 1/\sqrt{2} ,$$

wobei $i < j$ gilt.

Diese einfache Betrachtung setzt voraus, daß sich die Auflösungen beider Kanäle quadratisch addieren lassen. Da sie von gleicher Größenordnung sind ist diese quadratische Addition gerechtfertigt. Zudem müssen die beiden Kanäle im vom Photovervielfacher ausgehenden Stoppsignal voneinander unabhängig sein. Würden sie gleichen Schwankungen unterliegen (zum Beispiel aufgrund gleicher HV-Einflüsse), so würden diese Schwankungen fälschlicher Weise in der Differenz verloren gehen und die Auflösung künstlich verbessern. Dadurch, daß die Differenzspektren für alle möglichen Kombinationen berechnet werden und die daraus folgende Auflösung als Mittelwert bestimmt wird, kann eine solche Abhängigkeit einzelner Kanäle ausgeschlossen werden.

Man erhält das folgende Ergebnis für die Auflösung:

$$\begin{aligned}\sigma_t &= (0,37 \pm 0,06) \text{ ns} \\ \sigma_t(TDC_i - TDC_j) &= (0,27 \pm 0,08) \text{ ns} \\ \sigma_t(\text{real}) &= (0,19 \pm 0,06) \text{ ns}\end{aligned}$$

Hieraus kann man nun rückwärts die Auflösung der Triggerelektronik und des Leuchtdiodensignales bestimmen:

$$\sigma_t(\text{Trigger,LED}) = \sqrt{\sigma_t^2 - \sigma_t^2(\text{real})} = (0,32 \pm 0,15) \text{ ns} .$$

Auch dieser quadratische Zusammenhang gilt unter den Voraussetzungen, daß die beiden Auflösungen voneinander unabhängig und von gleicher Größenordnung sind.

8. Teilchenidentifizierung

Die Identifizierung des detektierten Teilchens gestaltet sich nicht immer problemlos. Durch Ereignisse wie zum Beispiel Doppeltreffer wird die Unterscheidung der Teilchen erschwert. Zudem sind Elektronenspektren oft mit Hadronen kontaminiert. Es ist teilweise möglich, die Hadronen in der Energiemessung zu unterdrücken. Schauert jedoch zum Beispiel ein Pion auf, so kann die deponierte Energie im Bereich der Elektronenenergie liegen und das Pion nicht mehr von Elektronen unterschieden werden. Eine Methode, die Teilchen trotz gleicher deponierter Energie zu unterscheiden, wurde bereits in [Dav77] vorgeschlagen: Die Identifizierung der Teilchen aufgrund ihrer unterschiedlichen lateralen Schauerausdehnung.

8.1 Minimal ionisierende Teilchen

In Abbildung 8.1 wird ein typisches Spektrum für Elektronen von 10 GeV Energie gezeigt. Man sieht neben dem Elektronenpeak im niederenergetischen Bereich einen weiteren Peak, den *MIP-Peak* (**M**inimum **I**onizing **P**article). Die Einträge zwischen den beiden Peaks werden von aufschauernden Hadronen verursacht. Dieser wird durch Hadronen verursacht, die keinen hadronischen Schauer ausbilden, sondern auf dem Weg durch das Bleiglasmodul nur einen geringen Teil ihrer Energie durch Ionisation verlieren (siehe Kapitel 2.2.1).

Will man jedoch nur Elektronenereignisse beobachten, so kann man einen sogenannten *Energiecut* vornehmen. Das bedeutet, es wird auf die Energie ein exklusives Fenster im Bereich des MIP-Peaks angewandt. Damit erhält man einen Diskriminator um, zum Beispiel bei der Kalibration des Detektors, Hadronenereignisse zu unterdrücken. In Abbildung 8.1 ist ein Beispiel für ein solches Fenster angedeutet.

8.2 Dispersionsanalyse

Ein Maß für die laterale Ausdehnung eines Schauers ist das zweite Moment D_x , auch Dispersion genannt:

$$D_x = \frac{\sum A_i x_i^2}{\sum A_i} - \left(\frac{\sum A_i x_i}{\sum A_i} \right)^2 ,$$

wobei x_i der Abstand des i -ten Moduls vom zentralen Modul und A_i die Pulshöhe des i -ten Moduls bedeuten. Entsprechendes gilt für die y -Richtung. Bei hadronisch wechselwirkende Teilchen ist nun die laterale Schauerausdehnung D_x in elektromagnetischen Kalorimetern größer als bei elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen. Dieses Phänomen wird zur Teilchenidentifizierung in Bleiglaskalorimetern genutzt ([WA80b, Höl93]). Abbildung 8.2 zeigt die Dispersion D_x in Abhängigkeit vom ersten Moment $\langle x \rangle$, das ein Maß für den Eintreffort des Teilchens ist.

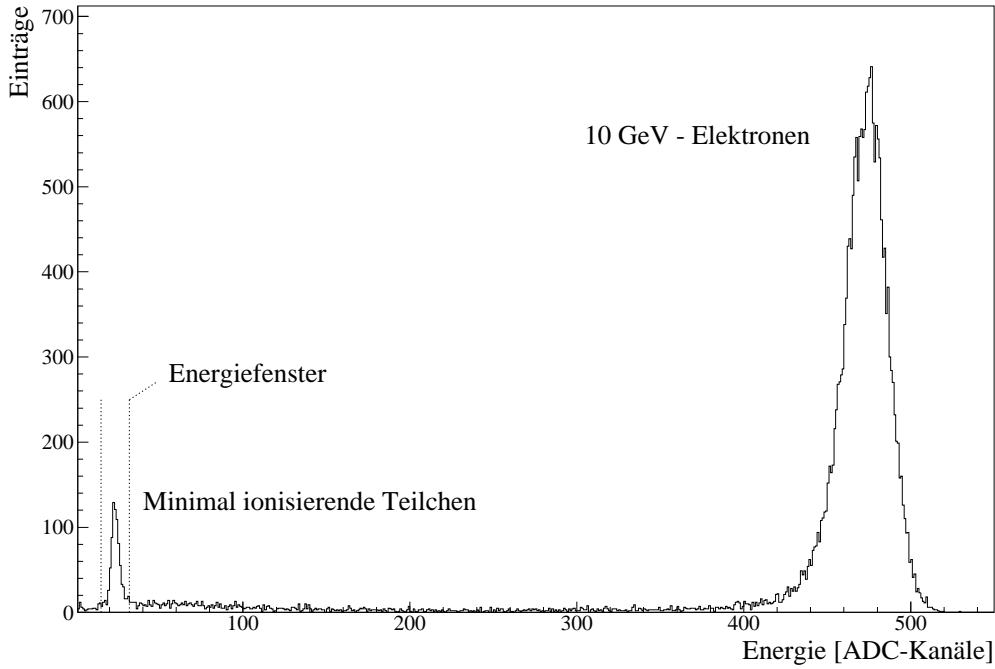


Abbildung 8.1: Elektronenspektrum für die Summe über 3×3 Module. Aufgetragen ist die Häufigkeit der Ereignisse gegen die Energie in ADC-Kanälen. Man erkennt im niederenergetischen Bereich den sogenannten MIP-Peak.

Die dort zu erkennende freie Region, deren obere Grenze durch die Parabel

$$D_{x,min} = (|\langle x \rangle| - \langle x \rangle^2)$$

gegeben ist, ist eine Folge der Modularität des Detektors. Während die Elektronen sich im Bereich der Parabel konzentrieren, sind die Hadronen zu größerer Dispersion hin verstreut. Die geringere Statistik für Hadronen ist durch den Elektronenstrahl bedingt. Für die Kalibration wurde ein möglichst reiner Elektronenstrahl benötigt, was zur Folge hat, daß nur wenige Hadronen zu finden sind. Die prinzipielle Verteilung ist jedoch gut zu erkennen. Die parabolische Struktur wird mit $D_{x,min}$ korrigiert. Man erhält:

$$D_{x,korr} = D_x - D_{x,min} .$$

Die Dispersion als Kriterium zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen ist durch diese Korrektur unabhängig vom Einfallsort. Da x - und y -Richtung für die Dispersionsanalyse gleichwertig sind, betrachtet man $D_{max,korr}$, für das gilt:

$$D_{max,korr} = \max(D_{x,korr}, D_{y,korr}) ,$$

wobei wiederum $D_{y,korr}$ entsprechend zu $D_{x,korr}$ bestimmt wird. Projiziert man die korrigierte Dispersion auf die y -Achse, so erhält man die Verteilung in Abbildung 8.3. Man erkennt auch hier die unterschiedliche Verteilung der Dispersion von Elektronen und Hadronen. Hadronen haben im

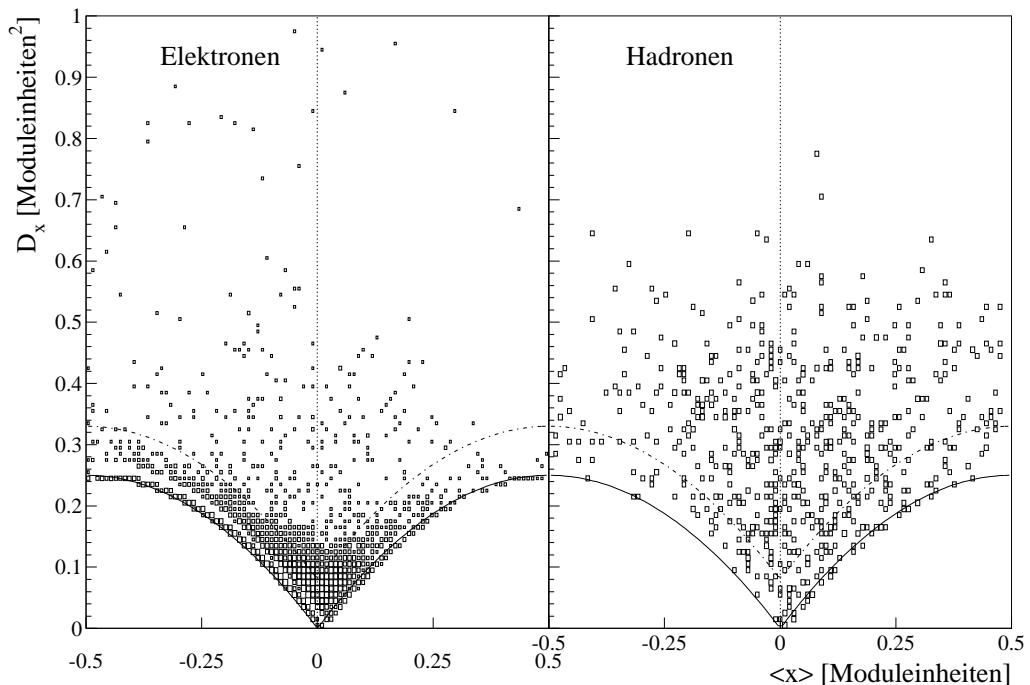


Abbildung 8.2: Die Dispersion in x -Richtung D_x in Abhängigkeit vom ersten Moment $\langle x \rangle$ für Elektronen und Hadronen einer deponierten Energie von etwa 3 GeV. Die Mitte des Moduls liegt bei 0 (vertikale Linie). Die Parabelfunktion (durchgezogene Linie) deutet die Dispersionskorrektur an. Die Strichpunktlinie entspricht einem variablen Cut.

Mittel eine größere Dispersion. Der Ausläufer der Elektronenverteilung zu größerer Dispersion hin ist durch falsch identifizierte Hadronen zu erklären. Will man nun Hadronen unterdrücken, so kann man entsprechend zum Energiecut (Kapitel 8.1) einen *Dispersionscut* D_{cut} vornehmen. Ein solcher Cut ist in der Abbildung 8.3 als gepunktete vertikale Linie angedeutet. Hier wird ein weiterer Vorteil der parabolischen Korrektur deutlich: Ein variabler Cut in der unkorrigierten Dispersion, wie er in Abbildung 8.2 angedeutet ist, wird zu einem festen D_{cut} in der korrigierten Dispersion. Damit werden alle Teilchen, für die $D_{max,korr} > D_{cut}$ gilt, als Elektronen ausgeschlossen. Aus der Abbildung geht hervor, daß damit jedoch auch Elektronen verworfen werden. Die Güte eines Cuts in der Dispersion ist damit direkt von dem Verhältnis verlorener Elektronen zu verworfenen Hadronen abhängig. Dieses Verhältnis gibt Abbildung 8.4 wieder.

Für die Unterdrückung von 75% Hadronen muß man also etwa 20% der Elektronen verwerfen. Der Elektronenverlust ist im Vergleich zu der erreichten Effizienz der Dispersionsanalyse in anderen Experimenten eher hoch. So findet man zum Beispiel in [WA80b, Rot91] als entsprechendes Ergebnis für die dort untersuchte Testbox (siehe Kapitel 7.1): 10% der Elektronen verwirft man bei einer Hadronunterdrückung von etwa 73%. Die schlechtere Effizienz läßt sich mit der Teilchenerkennung erklären. Die Entscheidung, ob es sich um ein Elektron oder ein Hadron handelt, sollte in der Kalibrationsstrahlzeit durch die Čerenkovdetektoren gegeben sein (siehe Kapitel 6.1). Bei der Analyse der Daten stellte sich heraus, daß die Einstellung der Energieschwellen der

Čerenkovzähler keine vollständige Separation von Elektronen und Hadronen zuließ. Im Vergleich der Energie- mit den Čerenkovspektren konnten die Teilchen sehr genau unterschieden werden, allerdings unter weiterem Verlust an Ereignissen. Im weiteren verschlechtert sich die Effizienz stark mit hoher Doppeltrefferrate. Hierzu tragen zum Beispiel Bremsstrahlungsphotonen bei, die im letzten Ablenkagnet entstehen (siehe Kapitel 6.1). Treffen zwei Elektronen gleichzeitig den Detektor und ist die Summe der deponierten Energien gleich der hier untersuchten deponierten Energie von etwa 3 GeV, so habe sie eine größere Dispersion als ein einzelnes Elektron. Bei dieser einfachen Betrachtungsweise können die Teilchen nicht separiert werden. Das führt zu dem relativ großen Ausläufer der Dispersionsverteilung der Elektronen zu höheren Dispersion. Diese Doppeltreffer wurde in [WA80b, Rot91] mit einer *Clusterroutine* herausgefiltert, was zu einer Verbesserung der Effizienz führte.

Betrachtet man den Elektronenverlust in Abhängigkeit vom Dispersionscut wie in Abbildung 8.5, so ist dieser mit den Ergebnissen in [Rot91] in guter Übereinstimmung. Da es sich in beiden Fällen um Bleiglas des Typs TF1 handelt, ist die Schauerausbildung bei gleicher Strahlenergie gleich. Damit sollte auch die Verteilung der Dispersion gleich sein. Um präzisere Angaben über die Effizienz der Teilchenidentifizierung mit Hilfe der Dispersionsanalyse zu erhalten, müssen die Daten der folgenden Kalibrationsstrahlzeit ausgewertet werden. Hier sollten zusätzlich zu den Kalibrationsrunden mit hoher Hadronenstatistik aufgenommen werden.

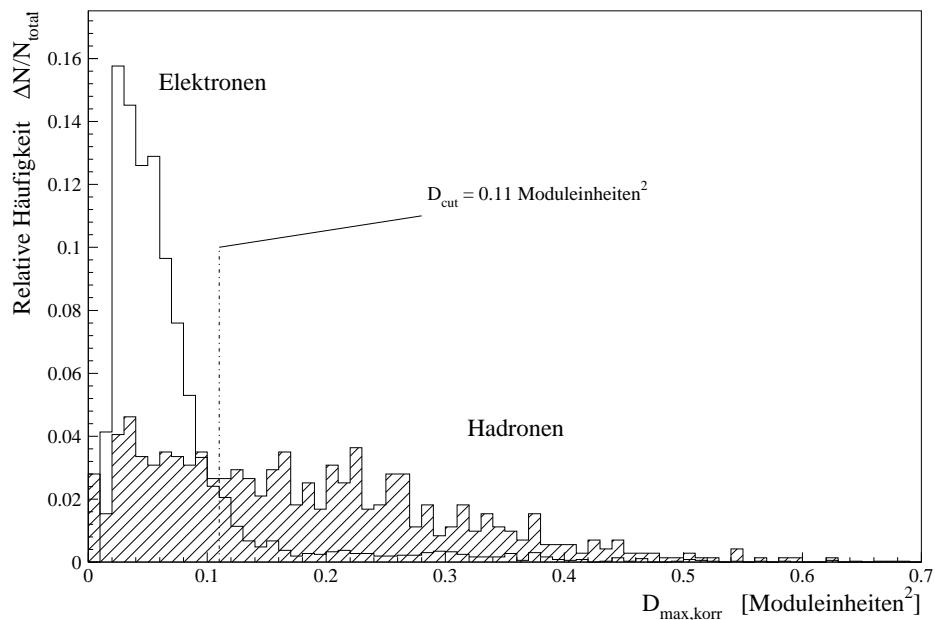


Abbildung 8.3: Die korrigierte Dispersion für Elektronen und Hadronen (schraffiert). Die vertikale gepunktete Linie deutet einen Dispersionscut an, bei dem etwa 10% der Elektronen verworfen werden.

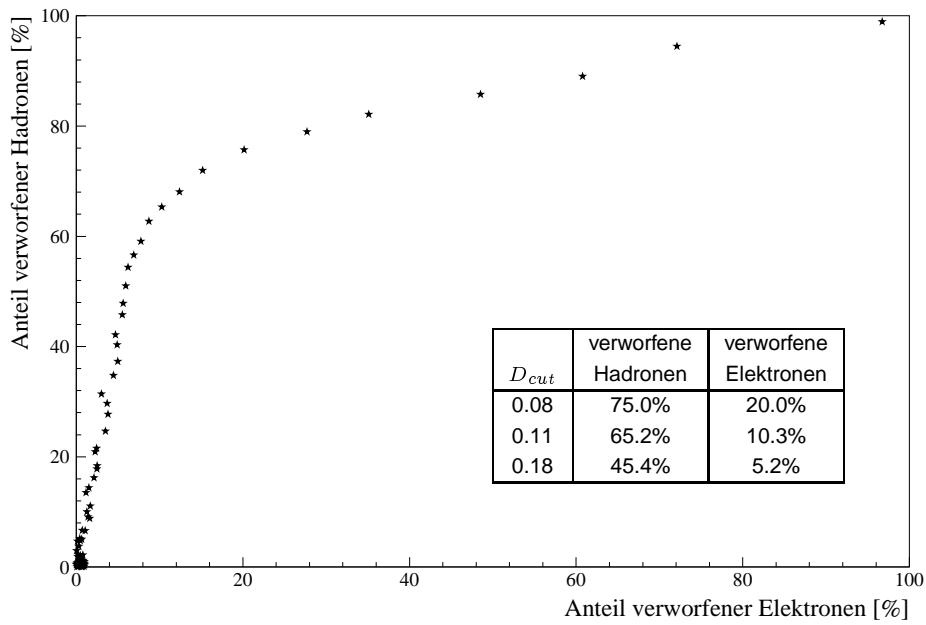


Abbildung 8.4: Effizienz des Dispersionscuts. Aufgetragen ist der Anteil der verworfenen Hadronen gegen den Anteil der verworfenen Elektronen bei zentralem Einschub und einer deponierten Energie von etwa 3 GeV. Die Größe D_{cut} ist in Moduleinheiten² angegeben.

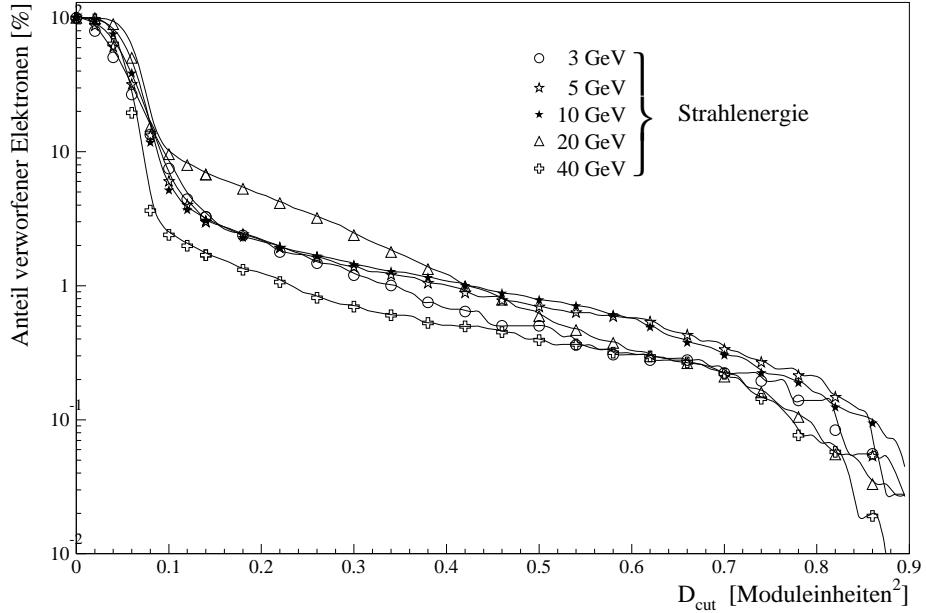


Abbildung 8.5: Der Anteil verworferener Elektronen als Funktion des Dispersionscuts D_{cut} für Einschubenergien von 3, 5, 10, 20, und 40 GeV.

8.3 Laufzeitmessungen

Bisher ist die laterale Schauerausdehnung als Unterscheidungskriterium zwischen Elektronen und Hadronen betrachtet worden. Da der Detektor transversal segmentiert ist, liegt diese Betrachtungsweise nahe. Informationen über die longitudinale Schauerentwicklung setzt eine longitudinale Segmentierung des Detektors, wie sie erfolgreich bei einem BGO-Detektor realisiert wurde ([Boh92, Cla92]), nicht notwendig voraus. Derartige Informationen können auch über Messungen von Signallaufzeiten gewonnen werden.

Hochenergetische Hadronen bewegen sich im Detektormaterial schneller als Licht. Da sie zudem weit in das Bleiglas eindringen, sollten Hadronensignale in der Laufzeitmessung von den Signalen der Elektronen, die direkt zu Beginn des Detektors aufschauern, zu unterscheiden sein. In [Man94] sind hierzu Simulationsrechnungen durchgeführt worden. Diese zeigen, daß die Unterscheidung von Hadronen und Elektronen durch Laufzeitmessungen möglich ist. In Kapitel 7.3 wurden die ersten Ergebnisse der Laufzeitmessungen gezeigt. Die Laufzeiten der Teilchen konnten in der ersten Kalibrationsstrahlzeit nicht zufriedenstellend aufgenommen werden, da die Erzeugung des Startsignals für die Strahlteilchen nicht mit der erforderlichen Genauigkeit möglich war. Hier bedarf es detaillierter Untersuchungen mit schnellen Startzählern. Nach den Simulationsrechnungen sollten Hadronen und Elektronen einen Laufzeitunterschied von etwa 350 ps haben, die bisher erreichte Auflösung von etwa 190 ps liegt somit in der Größenordnung, die zur Identifizierung der Teilchen benötigt wird. Eine wirklich effiziente Teilchentrennung ist jedoch erst für Auflösungen unterhalb von 100 ps zu erwarten. Erste Testmessungen mit dem neuen ADC-System weisen darauf hin, daß diese Größenordnung erreicht werden kann.

9. Zusammenfassung und Ausblick

Nach der Produktion der Supermodule stand Erprobung und Kalibration dieser Detektoruntereinheiten im Vordergrund dieser Diplomarbeit.

Zahlreiche Tests sind mit der Hochspannungsversorgung durchgeführt worden, um die anfänglichen Probleme zu bewältigen. Der Einsatz dieses neuen Systems hat sich als vorteilhaft erwiesen. So bringt diese Art der Hochspannungsversorgung, zusätzlich zu den aufgeführten Vorteilen, auch den Aspekt der erhöhten Sicherheit mit sich. Der Experimentator kommt nicht mehr, wie in herkömmlichen Systemen, mit der Hochspannung in direkte Verbindung.

Der von den amerikanischen Mitgliedern der Kollaboration entwickelte ADC konnte noch nicht eingesetzt werden. Es wurden jedoch erste Testmessungen durchgeführt. Diese zeigen, daß eine vergleichbare Energieauflösung erreicht wird. Die Zeitauflösung ist gegenüber dem alten System verbessert worden.

Die Eichung des Detektors ist noch nicht abgeschlossen, trotzdem konnten hier die ersten Ergebnisse vorgestellt werden. Zu diesen Ergebnissen gehört auch die Erkenntnis, daß die Kalibration für vier Kanäle in einem Meßvorgang durchführbar ist. Bei alten Detektoren wurde jeder Kanal in einer einzelnen Messung geeicht, was einen erhöhten Zeitaufwand bedeutete. Weiterhin ist das erreichte Auflösungsvermögen des Bleiglasdetektors besprochen worden. Die Energie- und Ortsauflösung ist mit Detektoren desselben Types durchaus vergleichbar oder besser.

Für die Messungen der Laufzeiten unterschiedlicher Signale im Bleiglas (und der Ausleseelektronik) bedarf es weiterer Untersuchungen. Diese sollten vor allem mit dem neuen ADC-System durchgeführt werden, das eine bessere Zeitauflösung verspricht.

Das Studium der unterschiedlichen Methoden zur Identifikation der detektierten Teilchen wurde auf dem Niveau der zur Verfügung stehenden Daten betrieben. Es zeigte sich, daß die Bestimmung der Effizienz vor allem der Dispersionsanalyse von der erschwerten Teilchenerkennung beeinflußt war. Die ersten Tendenzen weisen jedoch darauf hin, daß dieser Bleiglasdetektor seinen Vorgängern, dem SAPHIR und den Towern, mehr als gleichwertig ist. Die Messung der deponierten Energie hat sich gegenüber den Toren insofern nicht geändert, als der gleiche Bleiglas- sowie Photovervielfachertyp eingesetzt wurde. Damit ist die Methode des exklusiven Energiefensters zur Unterdrückung der minimal ionisierenden Teilchen bereits gut untersucht. Die bestehenden Erkenntnisse konnten bestätigt werden.

Die Kalibration der noch ungeeichten Supermodule ist bereits angelaufen. Die Strahlzeit sollte zudem für spezielle Tests genutzt werden. Dieses wären die Aufnahme ereignisreicher Hadronenruns, die Verbesserung der Effizienz der Teilchenidentifizierung mit Hilfe der Čerenkov-Schwellenzähler, sowie das ausführliche Studium der Laufzeitmessungen. Dadurch könnten die Charakteristika des Detektors genauer bestimmt werden. Die genaue Kenntnis der Detektorantwort auf bestimmte Ereignisse ist Grundvoraussetzung für den erfolgreichen Einsatz im Experiment.

Das WA98-Experiment läuft im Spätsommer 1994 mit der Protonenstrahlzeit an. Im Herbst 1994 ist dann die erste Bleistrahlzeit. Mit Ablauf der Datenaufnahme am CERN - Genf soll der Bleiglasdetektor 1997 zum Brookhaven National Laboratory - New York transportiert werden. Dort ist der Einsatz des Detektors im PHENIX-Experiment geplant.

A. Zeichnungen & Tabellen

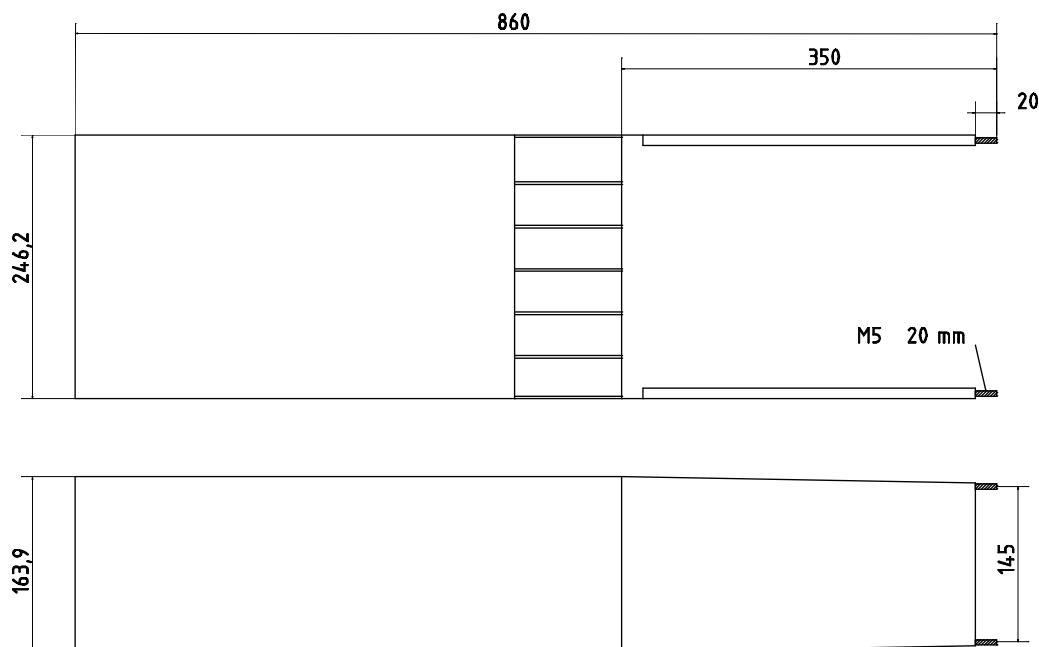


Abbildung A.1: Die Maße des Supermoduls. Alle weiteren Maße findet man in den folgenden Detailzeichnungen. Falls nicht gesondert angegeben sind alle Maßangaben in mm zu verstehen.

A.1 Mechanische Komponenten des Supermoduls

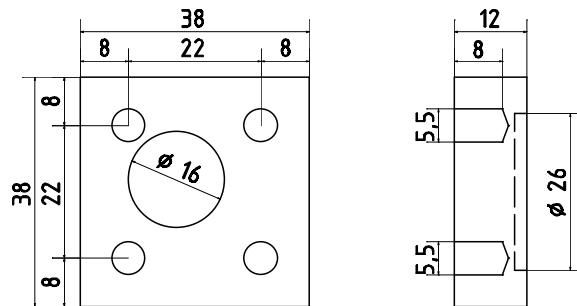


Abbildung A.2: Das Polyamid-Plättchen ist aus glasfaserverstärktem Polyamid. Gewicht ca. 17 g. Hergestellt von der Firma Julius Enders, Kunststofftechnik, Solingen.

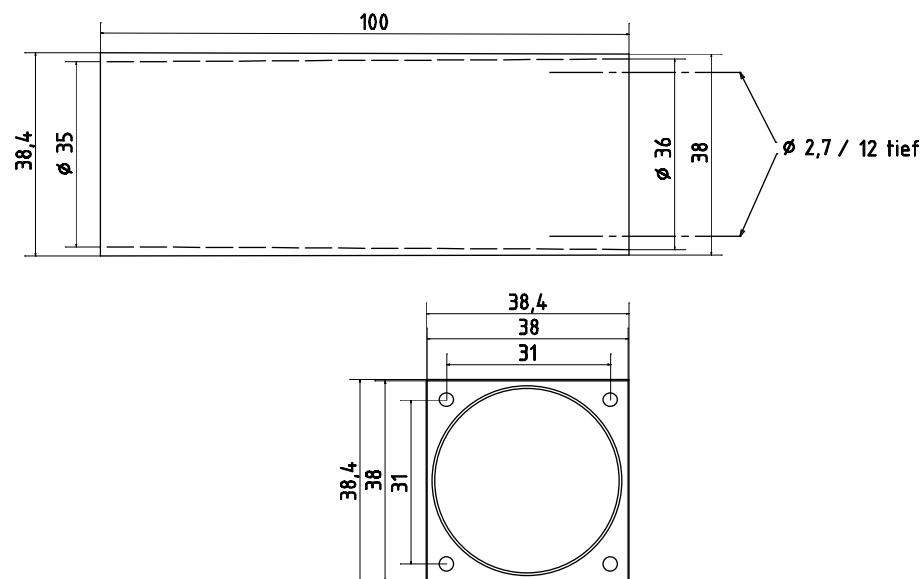


Abbildung A.3: Die Halterung des Photovervielfachers ist ebenfalls aus glasfaserverstärktem Polyamid. Gewicht ca. 52 g. Hergestellt von der Firma Julius Enders, Kunststofftechnik, Solingen.

Cyanacrylatkleber	
Typenbezeichnung	CA-104
Dichte	1,07 g/cm ³
Farbe	farblos, transparent
Geruch	leicht stechend
Viskosität nach Brookfield	400 mPa·s
Entzündungstemperatur nach DIN 53213	83°C
Temperaturbeständigkeit	-50 bis +80°C
Arbeitstemperatur	15 bis 20°C
erforderliche relative Luftfeuchtigkeit	40 bis 60%
Handfestigkeit	5 bis 120 s
Endfestigkeit	ca. 12 h
Spaltüberbrückung	bis 0,10 mm
Firma	UHU Vertrieb GmbH Bühl

Tabelle A.1: Der Cyanacrylatkleber. Nach dem UHU-Datenblatt [UHU93].

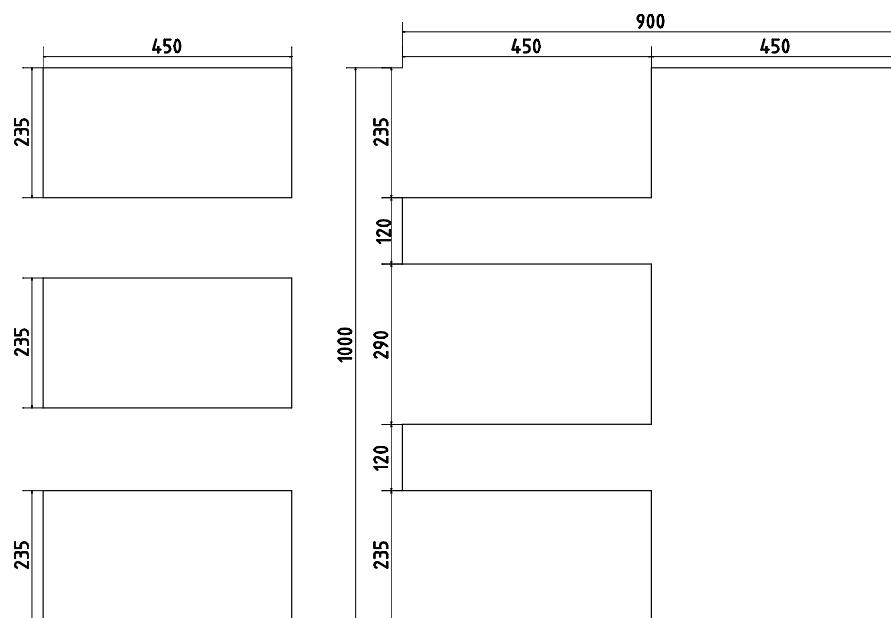


Abbildung A.4: Die Kohlenstofffasermatte. Qualitätsbezeichnung: W-3240, Dicke: 0,25 mm, Gewicht: 180 g. Firma: Verseidag-Indutex GmbH, Krefeld.

	Harz	Härter	
Typenbezeichnung enthält	Araldit D 75-85% Bisphenol A Epoxidharz	HY 951 > 99% Triethylen- tetramine	
Siedepunkt	> 200°C	> 200°C	
Wasserlöslichkeit bei 20°C	praktisch unlöslich	mischbar	
Dampfdruck bei 20°C	< 0,01 Pa	0,3 Pa	
Dichte [g/cm³]	1,10-1,15 bei 25°C	1,0 bei 20°C	
Entzündungstemperatur nach DIN 51758	192°C	110°C	
pH-Wert	~ 7	~ 13	
Viskosität bei 25°C	1375-1625 mPa·s	10-20 mPa·s	
Firma	Ciba-Geigy Limited Basel - Schweiz		
Endeigenschaften			
	Prüfnorm	SI-Einheit	Araldit D/ Härter HY 951
Zugfestigkeit	VSM 77101	kg/mm²	5,5-8,0
Druckfestigkeit	VSM 77102	kg/mm²	9-10
Biegefestigkeit	VSM 77103	kg/mm²	9-11
Schlagbiegefestigkeit	VSM 77105	kgcm/cm²	15-22
Dichte	VSM 77109	g/cm³	1,15-1,20
Elastizitätsmodul	VSM 77111	kg/mm²	300-350
Zersetzungstemperatur	VSM 77113	°C	270-280
Wärmeformbeständigkeit	DIN 53458	°C	50-60
Linearer Wärmeausdehnungskoeffizient	Spezialprüfung	mm/mm°C	90-95 × 10⁻⁶
Haftfestigkeit	Spezialprüfung	kg/mm²	1,0-1,5
Wasseraufnahme		Gew.-%	0,3-0,5
10 Tage bei 20°C		Gew.-%	0,7-1,0
1 h bei 100°C			

Tabelle A.2: Der Kunsthärz. Auszug aus [Cib93a, Cib93b].

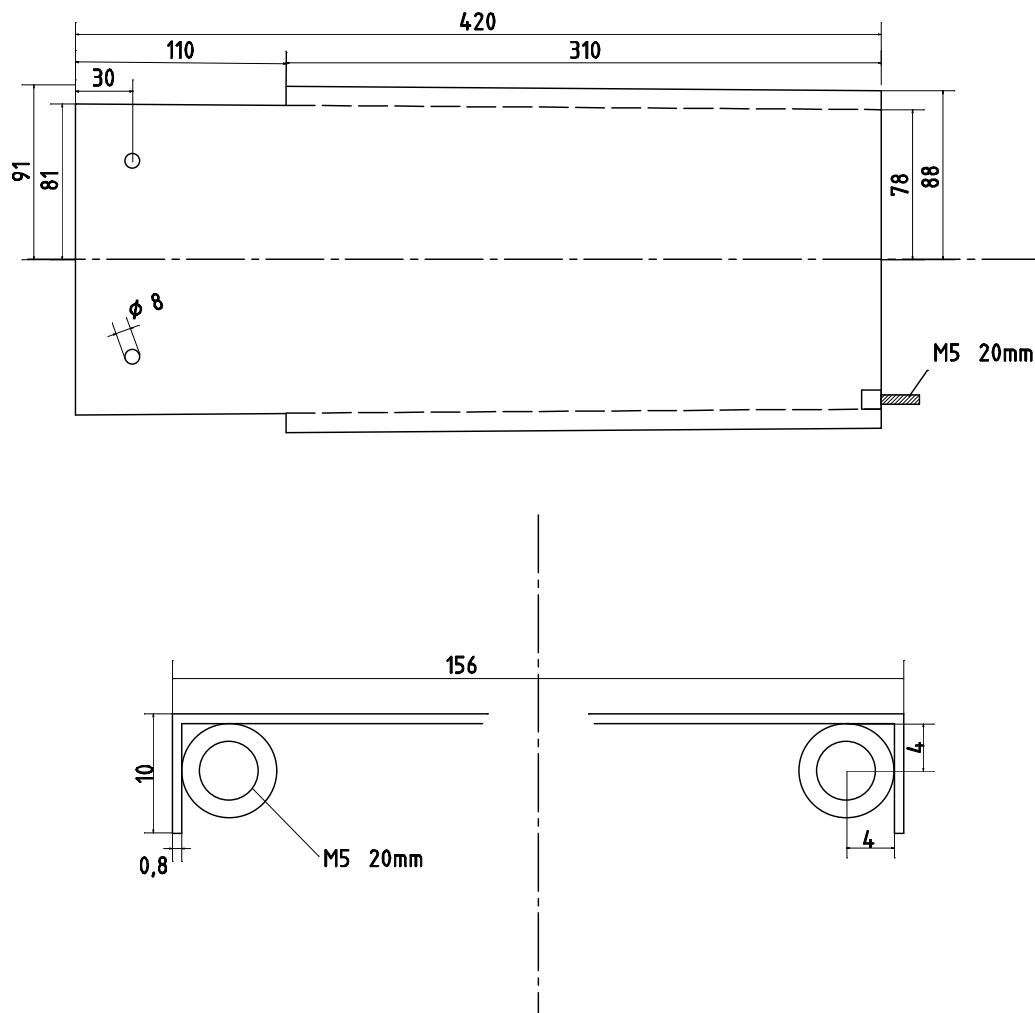


Abbildung A.5: Die Seitenbleche werden im Supermodul mit Harz und Kohlenstofffasermatte einlaminiert. Sie sind aus 0,8 mm starkem VA-Stahl. Firma: BSW-Anlagenbau, Telgte.

	Mylarfolie	Schrumpfschlauch	μ -Metall
Material	aluminisierte PET-Folie	PVC	
Dicke	12 μ m	0,15 mm	0,1 mm
Maße	170 \times 390 mm ²	520 \times 170 mm ²	215 \times 91 mm ²
Gewicht	\leq 1,0 g	\sim 18 g	\sim 50 g
Firma	DeuVac Metallisierungs GmbH Geesthacht	DSG Schrumpfschlauch GmbH Meckenheim	Magnetic Shields Limited Kent - England

Tabelle A.3: Weitere Bestandteile

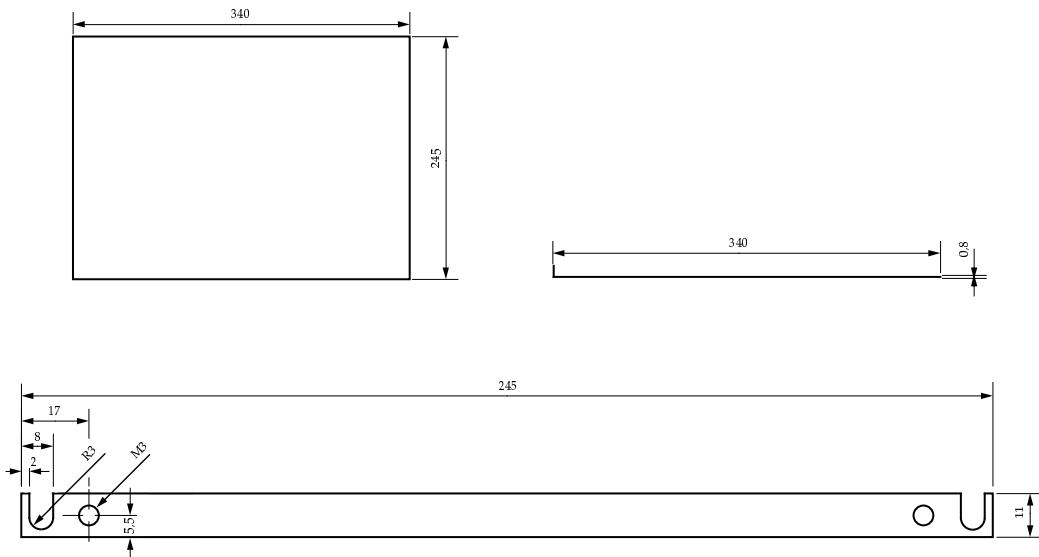


Abbildung A.6: Deckel und Boden sind aus 0,8 mm starkem VA-Stahl. Firma: BSW-Anlagenbau, Telgte. Zeichnung von N. Heine.

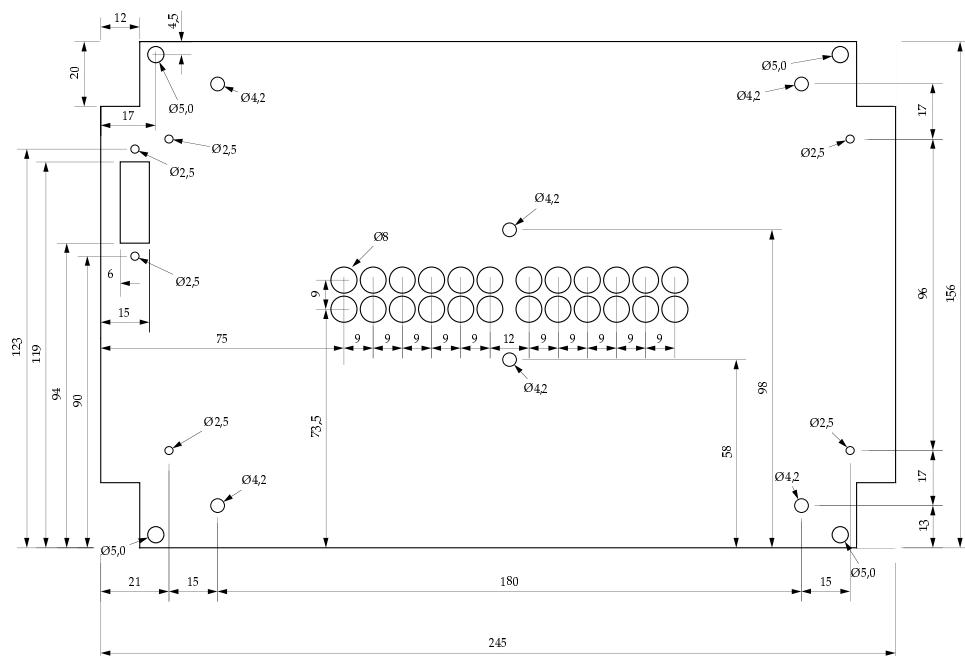


Abbildung A.7: Das Material des Rückbleches ist 1,5 mm starkes Aluminium. Zeichnung von N. Heine.

Optisches Fett	
Typenbezeichnung	Q2-3067
Dichte bei 25°C	0.976 g/cm ³
Farbe	blaßgelb
Geruch	sehr gering
Weichheitsgrad nach ASTM D 1403-69	220
Dampfdruck bei 20°C	< 0.70kPa
Ausgasung 24h bei 100°C	1.5%
24h bei 150°C	3.5%
Brechungsindex Natrium-D-Linie, 589nm	1.4658
Lichttransmission bei 10mm Dicke Wellenlänge 400nm	70%
Wellenlänge 500nm	87%
Wellenlänge 600nm	92%
Firma	Dow Corning Europe La Hulpe - Belgien

Tabelle A.4: Das optische Fett. Nach Dow Corning Information [[Dow85](#)].

A.2 Elektronische Komponenten des Supermoduls

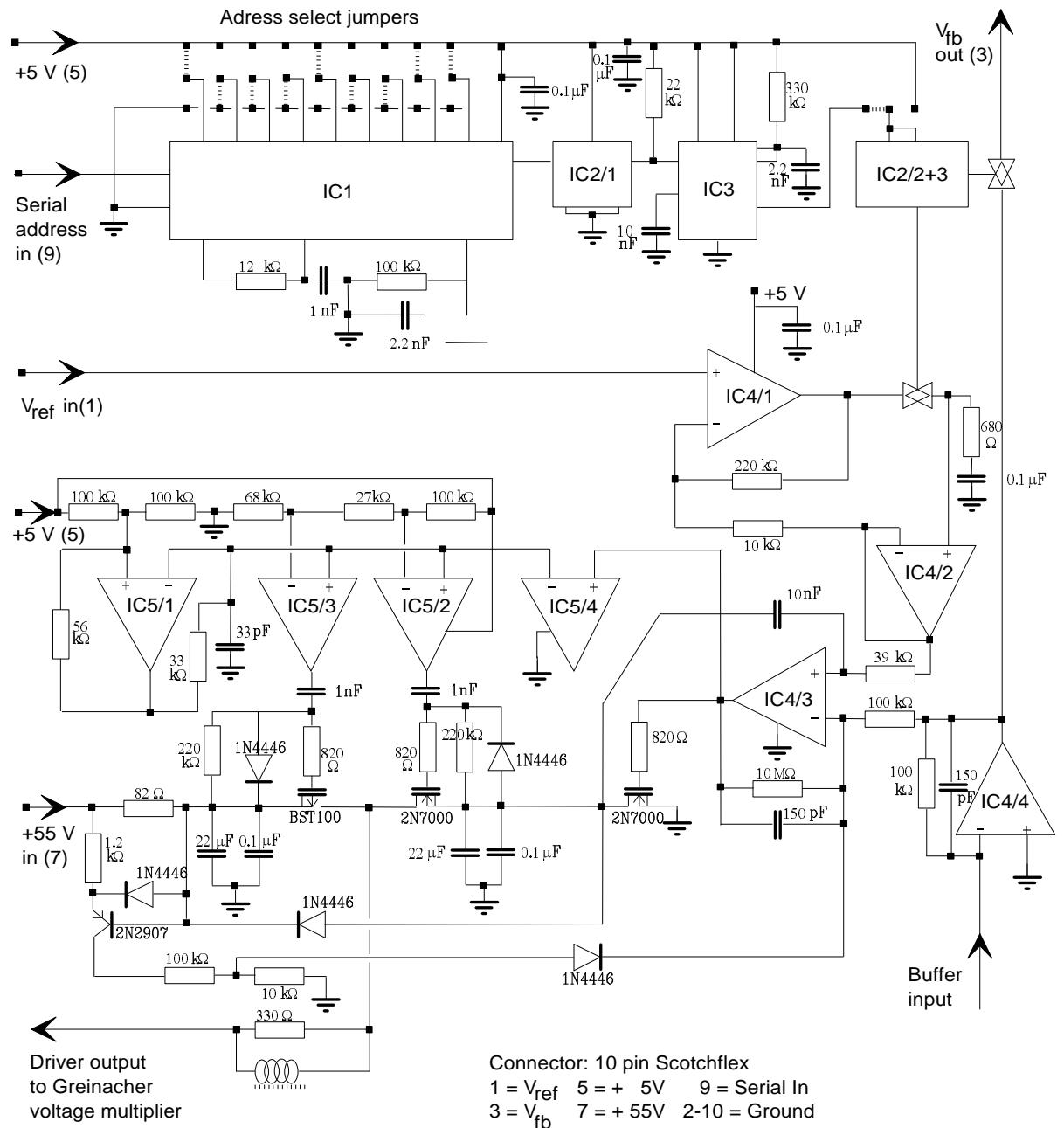


Abbildung A.8: Der Schalplan des HV-Receiver mit modifiziertem Regulator nach [Hub92]. Auf Seite 21 findet man eine Farbphotographie der Base.

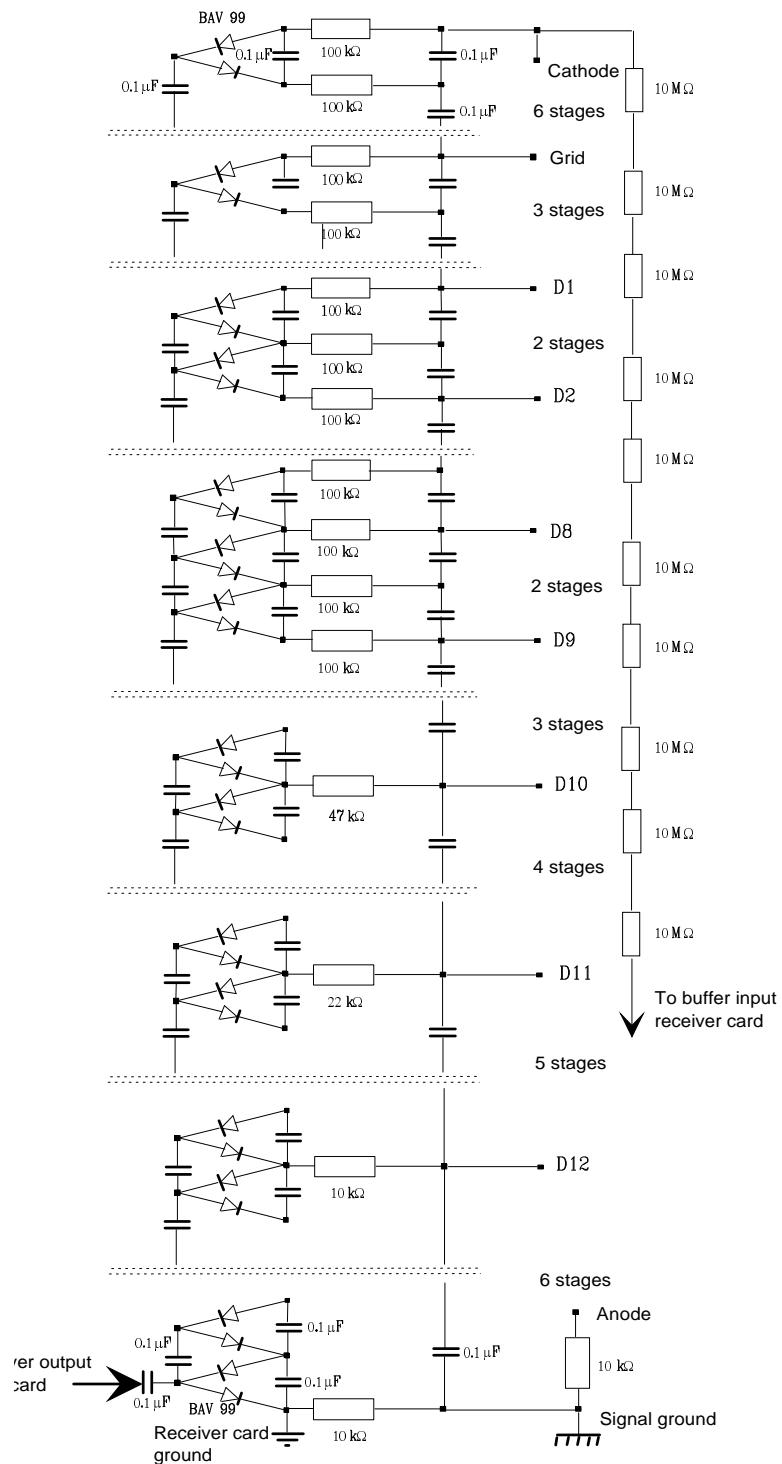


Abbildung A.9: Der Schaltplan der Greinacherkaskade. Nach [Hub92].

Typ		HLMP-DB15	HLMA-DL00
Farbe		blau	gelb
Material		AlInGaP	SiC
Luminosität	I_v	12,0 mcd	650 mcd
Totaler Fluß	ϕ_v	2,0 mlm	200 mlm
Wellenlänge	λ_{peak}	468 nm	592 nm
Streuwinkel	$2\theta_{1/2}$	15°	34°
Antwortgeschwingigkeit	τ_s	500 ns	13 ns
Arbeitstemperatur		-55 bis 85°C	-40 bis 100°C
Firma:	Hewlett Packard Co.		

Tabelle A.5: Die Leuchtdioden sind von der Firma Hewlett Packard. Eine detaillierte Beschreibung findet man in [Hew91, Hew93].

Photodiode S1223-01		
Effektive Fläche	mm ²	3,6 × 3,6
Wellenlängenbereich	nm	320 - 1100
Maximale Wellenlänge	nm	960
Dunkelstrom	nA	20
Sperrsichtkapazität	pF	20
Arbeitstemperatur	°C	-25 bis 80
Firma:	Hamamatsu Photonics K.K.	

Tabelle A.6: Die Photodiode der Firma Hamamatsu Photonics nach [Ham91].

Literaturverzeichnis

- [Alb89] R.Albrecht et al., Nucl. Instr. and Meth. **A276** (1989) 131
- [All91] G.T.Alley et al., *Proposal to Construct Monolithic Readout Electronics for a 10,000 Element Lead-Glass Detector*, Oak Ridge National Laboratory, 1991
- [Ama81] U.Amaldi, Physica Scripta **23** (1981) 409
- [Awe89] T.C.Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 479
- [Bad82] A.Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **A203** (1982) 189
- [Bar92] C.Barlag, *GEANT-Simulationen der Bleiglasdetektoren und des Vetas für geladene Teilchen im WA93-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1992
- [Ber90] F.Berger, *Multiplizitätsverteilungen geladener Teilchen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster 1990
- [Ber92] C.Berger, *Teilchenphysik*, Springer, 1992
- [BNL93] PHENIX-Collaboration, *PHENIX Conceptual Design Report*, Brookhaven National Laboratory, 1993
- [Boh92] E.M.Bohne, *Entwicklung und Erprobung eines longitudinal segmentierten BGO-Kalorimeters*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1992
- [Boh94] E.M.Bohne, Private Mitteilung, 1994
- [Bor65] M.Born, *Von der Verantwortung des Naturwissenschaftlers*, Nymphenburger Verlagsbuchhandlung München, 1965
- [Bru89] R.Brun et al., GEANT3, CERN Data Handling, DD/EE/84-I, Version 3.12, 1989
- [But89] W.Butler et al., Nucl. Instr. and Meth. **A277** (1989) 217
- [Cha62] J.Chadwick, *The Collected Papers of Lord Rutherford of Nelson*, 1962

- [Cha88] G.Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. **A269** (1988) 142
- [Cib93a] Ciba-Geigy GmbH, *Araldit D*, Material Safety Data Sheet, 1993
- [Cib93b] Ciba-Geigy GmbH, *Gebrauchsanweisung für Araldit D - Härter HY 951*, Pu-bl.Nr.36538/d, 1993
- [Cla92] A.Claussen, *Kalibration eines longitudinal segmentierten BGO-Kalorimeters und sein Einsatz bei der Teilchenidentifizierung*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1992
- [Cle93] G.Clewing, *Untersuchung zur Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen bei 200AGeV*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster 1993
- [Coc32] J.D.Cockroft and E.T.S.Walton, Proc. Roz. Soc. **A 137** (1932) 229
- [Con81] A.Contogouris et al., Nucl. Phys. **B 179** (1981) 461
- [Dat91] Datenblatt zum Photovervielfacher, (Nr. 07742), 1991
- [Dav77] V.A.Davydov et al., Nucl. Instr. and Meth. **145** (1977) 267
- [Dra89] L.Dragon, *Produktion neutraler Pionen und direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster 1989
- [Dom81] G.Domonkos und J.Goldman, Phys. Rev. **D 23** (1981) 203
- [Dow85] Dow Corning Information, *Q2-3067 Optical Couplant*, Form.Nr.22-1074A-01, 1985
- [Fab87] C.W.Fabjan, *Experimental Techniques in High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1987
- [Fey61] R.P.Feynman, *Quantum Electrodynamics*, W.A.Benjamin, Inc. , 1961
- [Got86] K.Gottfried und V.F.Weisskopf, *Concepts of Particle Physics – Volume II*, Oxford University Press., 1986
- [Ham91] Hamamatsu Photonics K.K., *Photodiodes Catalog*, Technical Data, 1991
- [Hei67] W.Heisenberg, *Einführung in die einheitliche Feldtheorie der Elementarteilchen*, S.Hirzel, 1967
- [Hew91] Hewlett Packard Co., *High Power T-1 3/4 (5mm) AlInGaP Amber and Reddish-Orange Lamps*, Technical Data, 1991
- [Hew93] Hewlett Packard Co., *SiC Blue T-1 3/4 Lamps*, Technical Data, 1993
- [Höl93] G.Hölker, *Produktion inklusiver Photonen und neutraler Pionen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster 1993
- [Hub92] L.Hubbeling, *Large Photomultiplier Systems – A New Appraoch*, CERN/ECP 92-10, 1992

- [Hub93] T.Hubbeling, *HIVOC, A VME High Voltage Control Card for Large Photomultiplier Systems*, CERN/ECP 93-2, 1993
- [Hwa90] R.C.Hwa, *Quark Gluon Plasma*, World Scientific, 1990
- [Izy91] M.Izycki et al., Nucl. Instr. and Meth. **A310** (1991) 98
- [Jel58] J.V.Jelly, *Čerenkov Radiation*, Pergamon Press, 1958
- [Jol62] F.Joliot-Curie, *Wissenschaft und Verantwortung*, Verlag der Wissenschaften, 1962
- [Kaj81] K.Kajantie und H.I.Miettinen, Z. Phys. **C 9** (1981) 341
- [Kaj82] K.Kajantie und H.I.Miettinen, Z. Phys. **C 14** (1982) 357
- [Kle84] K.Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, 1984
- [Köh92] H.G.Köhne, *Akzeptanz modularer Bleiglaskalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1992
- [Kob94] T.Kobayashi et al., Z. Phys. **C 61** (1994) 239
- [Lee94] Y.Y.Lee, *Trigger System for WA98*, WA98 Internal Report, CERN, 1994
- [Leo87] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, 1987
- [Lu 91] B.Lu et al., *The Cockcroft-Walton Photomultiplier Tube Base and the Ethernet High Voltage Controller*, Virginia Polytechnic Institute, VPI-IHEP-91/1, 1991
- [Man94] J.Mantaj, *Simulationen für den Einsatz von Bleiflourid als Detektormaterial in der Hochenergiekalorimetrie*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1994
- [McL85] L.D.McLerran und T.Toimela, Phys. Rev.**D 31** (1985) 545
- [Neu89] M.Neubert, Z. Phys. **C 42** (1989) 231
- [Neu94] S.Neumaier, Private Mitteilung, 1994
- [Net91] P.Nettebrock, *Konstruktion und Test einer Vieldrahtproportionalkammer*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1991
- [Pei87] T.Peitzmann, *Kalibration eines Bleiglas Detektors und Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1987
- [Per87] D.H.Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1987
- [Phy92] The American Physical Society, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. Particles and Fields **D 45** (1992) 11-II

- [Pur90] M.Puschke, *Transversalimpusverteilung von Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster 1990
- [Pur93] M.Puschke et al., *A New High Voltage Supply for Large Photomultiplier Systems*, Third International Conference on Electronics for Future Colliders, 1993
- [Rot91] B.Roters, *Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden und Teilchenidentifizierung bei einem segmentierten Kalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1991
- [Rut21] E.Rutherford, *Über die Kernstruktur der Atome*, Teubner, 1921
- [Sch88] W.Schreier, *Biographien bedeutender Physiker*, Volk und Wissen Volkseigener Verlag, Berlin 1988
- [Sch90] R.Schmidt, *Entwicklung eines Dioden-Referenzdetektors und Aufbau eines Myonen-Monitors für das Laserkalibrationssystem des SAPHIR*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1990
- [Sch93] M.Schnittker, *Entwicklung eines modularen Bleiglaskalorimeters und seiner Kalibrationsmethode*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1993
- [Sch94] G.Schepers, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, voraussichtlich 1994
- [Shu78] E.V.Shuryak et al., Phys. Lett. **B 78** (1978) 150
- [Sin89] B.Sinha et al., *Quark-Gluon Plasma*, Springer, 1989
- [Sti90] A.Stiens, *Eine blauleuchtende Siliziumkarbid-Leuchtdiode als Referenzlichtquelle für Photomultipliertests*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1990
- [Twy90] A.Twyhues, *Durchführung und Auswertung der Kalibration des Bleiglaskalorimeters SAPHIR*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1990
- [UHU93] UHU Vertrieb GmbH, *Einkomponenten Cyanacrylate*, Technisches Merkblatt, UHU CA, 1993
- [WA80a] WA80-Kollaboration, Nucl. Instr. and Meth. **A292** (1990) 81
- [WA80b] WA80-Kollaboration, *Particle Identification in modular electromagnetic calorimeters*, Nucl. Instr. and Meth. **A321** (1992) 152
- [WA93a] WA93-Kollaboration, *Some Aspects of the Performance of Large Area Multistep Avalanche Chambers*, GSI - Scientific Report 1992, I-93, (1993) 387
- [WA93b] WA93-Kollaboration, *Photon Multiplicity Measurement in Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions*, GSI - Scientific Report 1992, I-93, (1993) 80

- [WA93c] WA93-Kollaboration, *Assembly and Operation of a Cylindric 3 Inch Silicon Drift Detector*, GSI - Scientific Report 1992, I-93, (1993) 386
- [WA98a] WA98-Kollaboration, *Proposal for a Large Acceptance Hadron and Photon Spectrometer*, CERN/SPSLC 91-17,SPSLC/P260 May, 1991
- [WA98b] WA98-Kollaboration, *Status Report on P260*, Interner Statusbericht, 1992
- [WA98c] WA98-Kollaboration, *The WA98 Experiment for the 160 AGeV lead beam at CERN*, GSI - scientific report 1992, I-93 (1993) 389
- [Wie86] R.Wienke, *Aufbau des Bleiglaskalorimeters SAPHIR*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster 1986
- [You89] G.R.Young et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 503

Abbildungsverzeichnis

2.1	WA98-Setup	10
2.2	Bleiglasfrontansicht	12
3.1	Einzelmodulvorbereitung	14
3.2	Supermodul – Maße	15
3.3	Supermodul-Rückseite	16
3.4	Supermodul-Frontansicht	17
4.1	Blockschaltbild der Base	20
4.2	Base Farbphotographie	21
4.3	HV-Verteilung der Dynodenstufen	23
4.4	Hochspannung gegen Dynodenstrom	24
4.5	Blockschaltbild der HV-Kontrolle	26
5.1	Blockdiagramm ADC	30
5.2	Blockdiagramm zur analogen Pipeline.	30
6.1	Der X1-Teststrahl	34
6.2	Verteilung der Gainfaktoren	35
7.1	Energieauflösung	41
7.2	Zeiteichung der TDCs	42
8.1	MIP-Peak	46
8.2	Dispersion in Abhängigkeit vom ersten Moment	47
8.3	Korrigierte Dispersion	48

8.4	Effizienz des Dispersionscuts	49
8.5	Elektronenverlust in Abhängigkeit vom Dispersionscut	49
A.1	Maße des Supermoduls	53
A.2	Polyamid-Plättchen	54
A.3	Photovervielfacherhalterung	54
A.4	Kohlenstofffasermatte	55
A.5	Seitenblech	57
A.6	Deckel und Boden	58
A.7	Ruckblech	58
A.8	Schaltbild HV-Receiver	60
A.9	Greinacherkaskade.	61

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. R. Santo für die interessante Aufgabenstellung und Ermöglichung der lehrreichen Aufenthalte am CERN.

Herrn Dr. T. Peitzmann für die Betreuung und viele Denkanstöße.

Herrn G. Schepers für die fruchtbare Zusammenarbeit und stete Diskussionsfreudigkeit.

Den Herren N. Heine und W. Verhoeven für die maßgebliche Unterstützung bei Entwicklung und Bau des Bleiglasdetektors, sowie für die Konstruktion der wertvollen Werkzeuge.

Den Herren C. Barlag, E.M. Bohne, C. Blume und A. Claussen für die Hilfe bei der Datenanalyse.

Allen weiteren Mitgliedern der SAPHIR-Gruppe danke ich für ihre Unterstützung und für das gute Arbeitsklima:

D. Bock, D. Bucher, Dr. G. Clewing, U. Denningmann, Dr. R. Glasow,

Dr. G. Hölker, Dr. K.H. Kampert, J. Langheinrich, T. Lister, J. Mantaj,

J. Meintgens, R. Ottenhues, M. Schnittker, K. Steffens, D. Stüken.

Den Mitgliedern der WA98-Kollaboration, die eine erfolgreiche Durchführung der Test- und Kalibrationsstrahlzeiten möglich gemacht haben, insbesondere:

T.C. Awes, Prof. H.H. Gutbrod, Dr. B. Kolb, I. Langbein, Dr. S. Neumaier,

A. Przybyla, Dr. M. Purschke, B. Roters, P. Steinhäuser, C. Urra.

Den Mitarbeitern der Mechanischen und der Elektronischen Werkstatt des Instituts für Kernphysik für ihre hochwertigen Arbeiten.

Meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben.

– WA98 Collaboration –

M.M. Aggarwal¹², A. Agnihotri¹³, A. Angelis¹⁰, V. Antonenko⁵, V. Arefiev¹⁵, V. Astakhov¹⁵,
T.C. Awes⁴, S.K. Badyal¹¹, C. Barlag³, K.B. Bhalla¹³, V.S. Bhatia¹², C. Blume³, R. Bock¹,
E.M. Bohne³, D. Bucher³, L. Carten², S. Chattopadhyay¹⁴, R. Cherbatchev⁵, G. Claesson²,
A. Claussen³, A.C. Das¹⁴, V. Datsko¹⁵, Devanand¹¹, P. Dönni¹⁰, Y. Doubovik⁵, M.R. Dutta
Majumdar¹⁴, N. van Eijndhoven⁹, A. Eklund², V. Eremeev¹⁵, R.L. Ferguson⁴, S. Fokin⁵,
V. Frolov¹⁵, M.S. Ganti¹⁴, S. Garpman², O. Gavrishchuk¹⁵, V. Genchev¹⁵, F. Geurts⁹,

T.K. Ghosh¹⁴, R. Glasow³, S.K. Gupta¹³, B. Guskov¹⁵, H.Å. Gustafsson², H.H. Gutbrod¹,
Xiaochun He⁷, E. van Heeringen⁹, N. Heine³, J. Idh², M. Ippolitov⁵, M. Izyczki¹⁰, H. Kalechofsky¹⁰,
R. Kamermans⁹, K.H. Kampert³, K. Karadjev⁵, B.W. Kolb¹, I. Kosarev¹⁵, J. Kreke⁴, P. Kuijer⁹,
S. Kumar¹¹, V. Kumar¹³, N. Kuzmin¹⁵, K. Kuznetsov¹⁵, I. Langbein¹, A. Lebedev⁵, Y.Y. Lee¹,
H. Löhner⁶, S. Lokanathan¹³, D.P. Mahapatra¹⁶, J. Maharana¹⁶, V. Manko⁵, J. Mantaj³,
M. Martin¹⁰, A. Maximov¹⁵, R. Mehdiyev¹⁵, G.C. Mishra¹⁶, I.S. Mittra¹², S. Mookerjee¹³,
H.P. Naef¹⁰, B.K. Nandi¹⁶, S.K. Nayak¹⁶, S. Neumaier⁸, G.J. van Nieuwenhuizen⁶, A. Nianine⁵,
S. Nikolaev⁵, P. Nomokonov¹⁵, J. Nystrand², F.E. Obenshain⁴, A. Oskarsson², I. Otterlund²,
A. Parfenov¹⁵, T. Peitzmann³, S.C. Phatak¹⁶, F. Plasil¹⁴, M. Purschke¹, V.S. Ramamurthy¹⁶,
S. Raniwala¹³, N.K. Rao¹¹, L. Rosselet¹⁰, B. Roters¹, J. Rubio¹⁰, S. Saini⁴, S.S. Sambyal¹¹,
R. Santo³, P. Saxena¹², G. Schepers³, H. Schlagheck³, H.R. Schmidt¹, M. Schnittker³,
V. Senchishin¹⁵, G. Shabratova¹⁵, T. Siemiaczuk¹⁷, R. Siemssen⁶, K. Singh¹², B.C. Sinha¹⁴,
S. Slekt⁶, K. Søderstrom², N. Solomey¹⁰, S.P. Sørensen⁷, P. Stankus⁴, G. Stefanek¹⁷,
P. Steinhaeuser¹, E. Stenlund², A. Ster¹⁰, T. Svensson², S. Tambouti¹⁰, M.L. Tincknell⁴,
M.D. Trivedi¹⁴, A. Tsvetkov⁵, C. Twenhöfel⁹, L. Tykarski¹⁷, A. Vinogradov⁵, Y.P. Viyogi¹⁴,
A. Vodopianov¹⁵, H.J. Whitlow², G.R. Young⁴, I. Zalubovsky¹⁵

1. Gesellschaft für Schwerionenforschung, D-6100 Darmstadt, Fed. Rep. of Germany
2. University of Lund, S-22362 Lund, Sweden
3. University of Münster, D-48149 Münster, Fed. Rep. of Germany
4. Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831, USA
5. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow 123182, Russia
6. KVI, University of Groningen, NL-9747 AA Groningen, Netherlands
7. University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA
8. European Organization for Nuclear Research (CERN), Switzerland
9. University of Utrecht, The Netherlands
10. University of Geneva, Switzerland
11. University of Jammu, India
12. Punjab University, Chandigarh, India
13. University of Rajasthan, Jaipur, India
14. VECC Calcutta, India
15. Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 141980, Russia
16. Institute of Physics, Bhubaneswar, India
17. Institute of Nuclear Studies, Warsaw, Poland

*Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende
Diplomarbeit ohne fremde Hilfe verfaßt und
keine anderen als die angegebenen Quellen
und Hilfsmittel benutzt habe.*

Münster, den 29. April 1994

Hubertus Schlagheck