

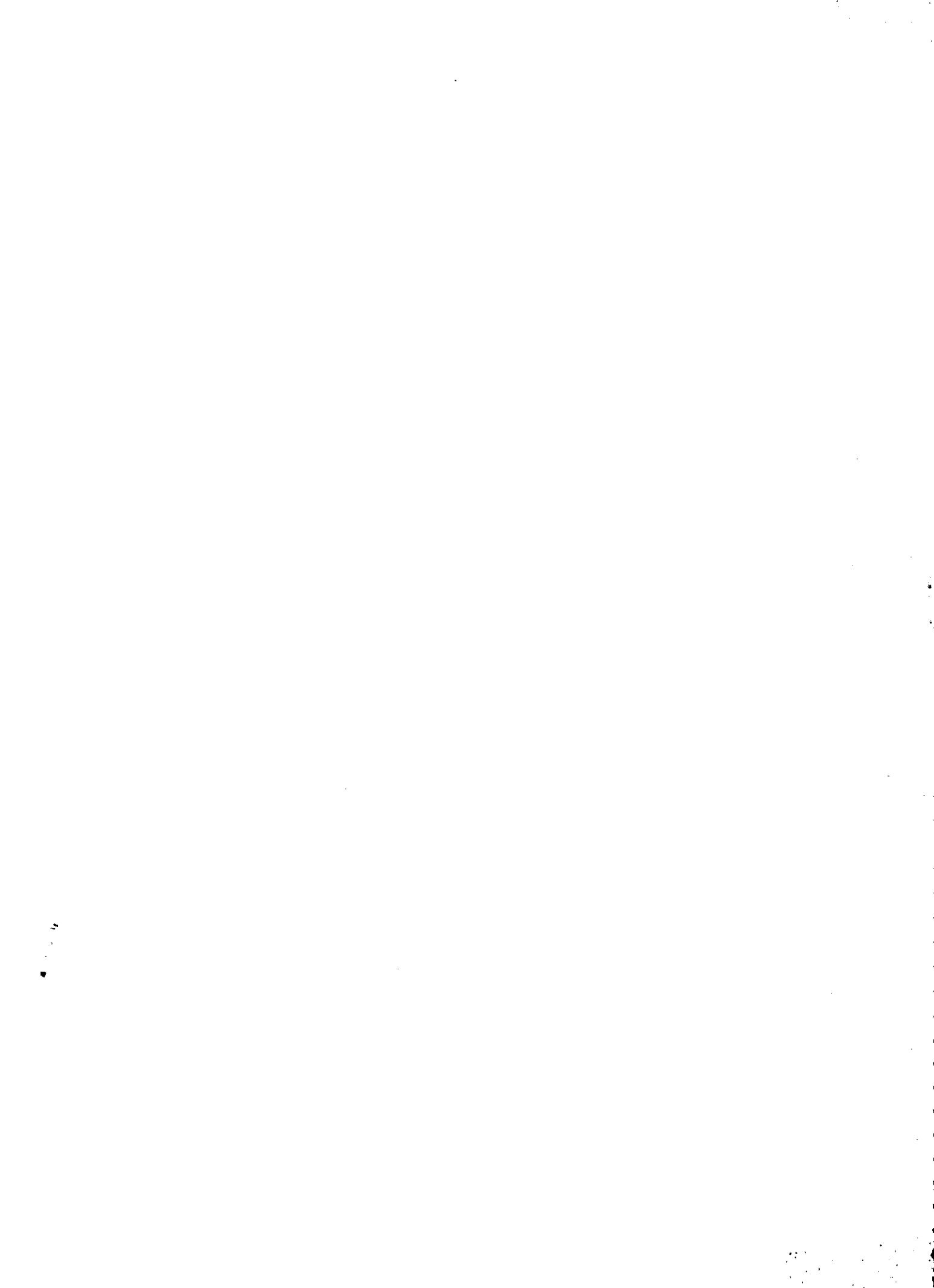
Interner Bericht
DESY F33-79/01
Januar 1979

DESY-Bibliothek
30. JAN. 1979

AUFBAU UND TEST EINES GROSSFLÄCHIGEN SYSTEMS VON
PROPORTIONALROHRKAMMERN FÜR DEN DETEKTOR "PLUTO"
ZUM NACHWEIS VON MYONEN

von

Bernhard Neumann



Aufbau und Test eines großflächigen Systems von
Proportionalrohrkammern für den Detektor "PLUTO"

zum Nachweis von Myonen

Experimentell-physikalische Diplomarbeit

dem Fachbereich Physik

der Universität Hamburg

vorgelegt von

Bernhard Neumann

H a m b u r g

1 9 7 8

Seite

Inhaltsverzeichnis

<u>Einleitung</u>	1
<u>1. Der Detektor PLUTO</u>	3
1.1 Aufbau	3
1.2 Koordinatensysteme	6
1.3 Komponenten des Detektors	8
1.3.1 Die zylindrischen Proportionalkammern	8
1.3.2 Der Barrel-Schauerzähler	10
1.3.3 Die Endcap-Schauerzähler	10
1.3.4 Die Wendelrohrkammern	10
1.4 Elektronik, Versorgung und Überwachung	12
1.5 Datenauslese	13
1.5.1 Auswertung der Proportionalkammersignale	14
1.5.2 Trigger und Datenreduktion	17
1.6 Myonererkennung im Detektor PLUTO	20
<u>2. Die Myonkammern</u>	23
2.1 Aufbau der Myonkammern	23
2.1.1 Die großen Myonkammern	24
2.1.2 Die kleinen Myonkammern	26
2.2 Eigenschaften der Myonkammern	26
2.2.1 Meßaufbau	31
2.2.2 Auswertung der Messungen	31
2.2.3 Wirkungsgrad	35
2.2.4 Clusterlänge	38
2.2.5 Stromaufnahme	41
2.2.6 Gasverbrauch	43
<u>3. Experimentelle Bestimmung von elektronen- induzierten Kaskadenschauern in großen Materietiefen</u>	44
3.1 Experimentaufbau	45
3.2 Untergrund und Korrekturen	47
3.3 Ergebnisse	50
3.4 Fehlidentifizierung von Elektronen als Myonen am PLUTO	56

	Seite
<u>4. Aufbau und Test des Myondetektors</u>	59
4.1 Montage	61
4.1.1 Hochspannungsversorgung	61
4.1.2 Gasversorgung	63
4.2 Positionsüberprüfung mit kosmischer Strahlung	63
4.3 Testmöglichkeiten des Myondetektors	65
<u>Zusammenfassung</u>	67
<u>Anhang</u>	68
<u>Literaturverzeichnis</u>	72
<u>Danksagung</u>	73

Einleitung

Der magnetische 4π -Detektor PLUTO, der bereits interessante Ergebnisse in e^+e^- -Annihilationsexperimenten am Speicherring DORIS bei DESY geliefert hatte, wurde im Sommer 1977 umgebaut und erweitert. Dabei wurde die Teilchenerkennung innerhalb eines großen Raumwinkels weiter verbessert. Insbesondere sollte ein besserer Nachweis von Leptonen erreicht werden, da die Identifizierung von Leptonen sowohl zur Verwendung der Eichreaktionen der Quantenelektrodynamik notwendig ist als auch bei der Untersuchung spezieller Zerfallskanäle von neuen schweren Teilchen. Die geringen Reaktionsraten an Speicherringen erfordern dabei eine möglichst vollständige Raumwinkelüberdeckung, um erstens möglichst alle Ereignisse aufzunehmen und zweitens den Einfluß auf die räumliche Struktur der Ereignisse klein zu halten.

Im Detektor PLUTO wird die Teilchenerkennung durch Zusammenwirken dreier Komponenten erreicht. Die Impulse geladener Teilchen werden mit Proportionalkammern im Magnetfeld des Innendetektors bestimmt. Im Schauerzähler wird die deponierte Energie gemessen. Damit werden Elektronen und Photonen sicher nachgewiesen, da sie ihre Energie fast vollständig innerhalb der Zähler durch Erzeugung von Kaskadenschauern verlieren. Myonen durchdringen das Eisenjoch des Magneten und werden in den Proportionalzählrohrkammern des Myondetektors nachgewiesen, während (fast alle) Hadronen infolge von Kernwechselwirkungen im Eisen stecken bleiben.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Myondetektor von PLUTO. Der in der Meßperiode 1975/76 benutzte Myondetektor überdeckte 51 % des gesamten Raumwinkels. Da er aus Proportionalrohrkammern aufgebaut war, wurde zur Akzeptanzerweiterung durch neue Kammern das gleiche System gewählt. Gegenüber einem anderen System, z.B. der Verwendung von kostengünstigeren Driftkammern, ergaben sich die Vorteile einer einheitlichen Detektorkomponente. So konnte das bereits vorhandene Elektroniksystem benutzt werden, und die Entwicklung neuer Programme in der Datenauslese und -auswertung blieb erspart. Die zusätzlich benötigten Zählrohrkammern wurden außerhalb DESY gefertigt. Zusammen mit den alten Kammern konnte eine Raumwinkelüberdeckung von zunächst 65 % bei DORIS und 82 % bei PETRA erreicht werden. Insgesamt wurden 49 neue Kammern mit 2940 Proportionalrohren gebaut.

Im Rahmen dieser Arbeit sollten Testverfahren zur Bestimmung der Betriebseigenschaften der Kammern entwickelt und angewendet werden. Weiterhin sollte die Verwechselwahrscheinlichkeit von Elektronen und Myonen für verschiedene Dicken eines Absorbers aus Eisen experimentell bestimmt werden. Schließlich wurde ein Gesamttest des Myondetektors mit Teilchen der Höhenstrahlung vorgenommen.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Im 1. Kapitel werden die einzelnen Detektorkomponenten des PLUTO kurz vorgestellt und das Prinzip der Myonerkenung erläutert.

Im 2. Kapitel werden die Eigenschaften der Myonkammern und das Meßverfahren beschrieben, mit dem auch die Fehler in den Kammern lokalisiert wurden.

Im 3. Kapitel wird die Verwechselwahrscheinlichkeit von Elektronen mit Myonen bestimmt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von elektron-induzierten Kaskadenschauern in großen Materietiefen wird dazu experimentell bestimmt.

Das 4. Kapitel enthält technische Einzelheiten des Gesamtaufbaus der Myonkammern bei PLUTO und verschiedene Testmöglichkeiten, mit denen die Funktion des Myondetektors überprüft werden kann.

1. Der Detektor PLUTO

PLUTO ist ein magnetisches 4π -Spektrometer zur Messung von Ereignissen der e^+e^- -Annihilation an Speicherringen. Seit 1974 wurde mit PLUTO am Speicherring DORIS (Doppel-Ring-Speicher) bei Schwerpunktsenergien bis zu $\sqrt{s} = 10$ GeV gemessen. Seit Oktober 1978 wird PLUTO mit zusätzlichen Komponenten bei PETRA (Positron-Elektron-Tandem-Ring-Accelerator) bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 10 - 38$ GeV eingesetzt. Die folgende Beschreibung bezieht sich auf den Stand des Detektors während der Meßperiode im Frühjahr 1978 bei DORIS.

1.1 Aufbau

Abb. 1 zeigt einen schematischen Überblick über den Aufbau des Detektors. Das Kernstück bildet eine supraleitende zylindrische Magnetspule (Solenoid) mit einem Innendurchmesser von 1,4 m und einer Länge von 0,9 m. Sie erzeugt ein Magnetfeld von 1,7 Tesla parallel zur Achse der e^+e^- -Strahlen, deren Wechselwirkungspunkt im Zentrum der Spule liegt. Der Einfluß dieses Feldes auf die Strahlführung im Speicherring wird durch zwei kleinere, ebenfalls supraleitende Kompensationsspulen (Durchmesser = 42 cm, Länge = 58 cm) ausgeglichen, so daß das Integral über die magnetische Feldstärke für geschlossene Strahlbahnen verschwindet.

Im Innenraum der Spule befindet sich der Innendetektor, bestehend aus 12 zylindrischen Vieldraht-Proportionalkammern, 2 Wendelrohrkammern und einem Blei-Szintillator-Schauerzähler, dem sogenannten Barrelzähler, deren Anordnung aus Abb. 2 ersichtlich ist.

Für den magnetischen Rückfluß ist der Kryostat der Spule von einem hexagonalen Joch aus 40 cm dickem magnetisch weichem Eisen umgeben. Es besteht aus der Basis und 2 darauf fahrbaren Jochhälften, die einen schnellen Zugang zum Innendetektor ermöglichen.

An der Innenfläche des Jochs sind weitere Schauerzähler, die sogenannten Endcap-Schauerzähler, so angebracht, daß sie die Stirnflächen des Innendetektors abdecken.

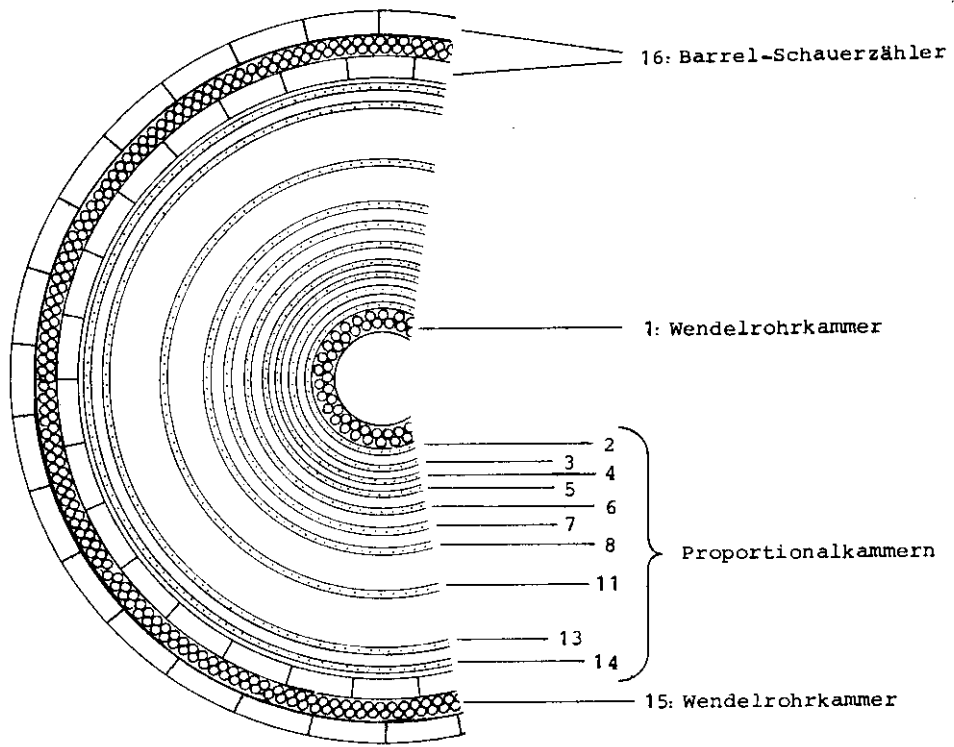


Abb. 2: Innendetektor des PLUTO (Version DORIS 77/78)

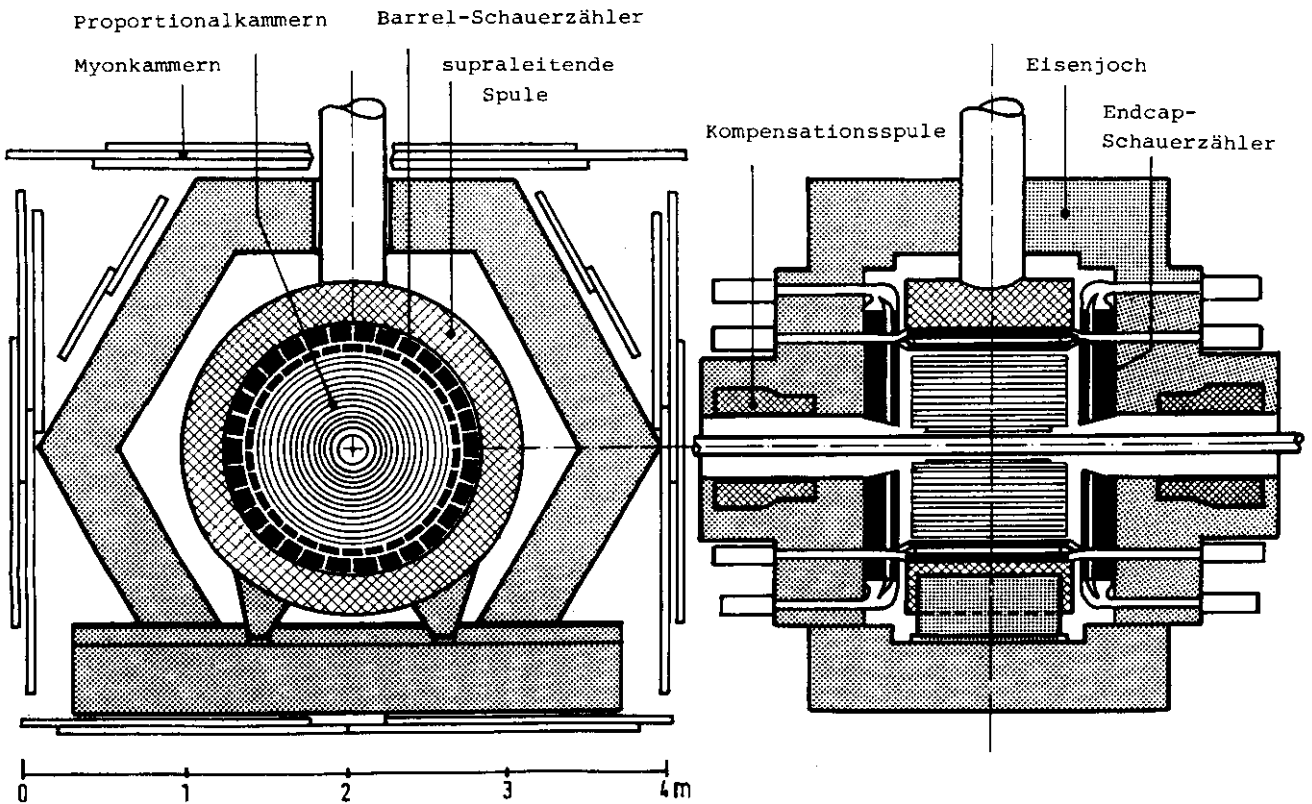


Abb. 1: Detektor PLUTO

Außen um das Joch sind die Proportionalrohrkammern des Myon-
detektors angeordnet. Sie werden von einem Gestell aus Vierkant-
eisenrohr gehalten, das starr mit dem Joch verbunden ist und sich
beim Öffnen des Detektors mitbewegt.

1.2 Koordinatensysteme

Für die Beschreibung der Detektorgeometrie wird ein rechtshändiges
kartesisches Koordinatensystem $R = (x, y, z)$ definiert (Abb. 3).
Der Ursprung liegt im Mittelpunkt des Detektors. Die y -Achse steht
senkrecht auf der Basis und zeigt nach oben. Die z -Achse wird durch
die Spulenachse gebildet und zeigt in Richtung des magnetischen
Feldes. Die x -Achse zeigt auf den Elektronikwagen. Im Speicherring
ist der Detektor so orientiert, daß die z -Achse in Richtung des
Positronenstrahls zeigt und die x -Achse auf den Ringmittelpunkt.
Der Wechselwirkungspunkt des Speicherringes liegt in der Mitte
des Detektors.

Wegen der Symmetrie des Detektors wird oft auch ein Polarkoordi-
natensystem (r, θ, φ) mit demselben Ursprung verwendet. Der Polar-
winkel θ wird gegen die positive z -Achse gemessen, der Azimutwinkel φ
wird in der $(z = 0)$ -Ebene gegen die positive x -Achse gemessen
($\varphi(0, +y, +z) = 90^\circ$).

Im Zusammenhang mit der Spurerkennung und der Datenreduktion in der
Triggerlogik wird ein Zylinderkoordinatensystem (r_{proj}, φ, z) benutzt.

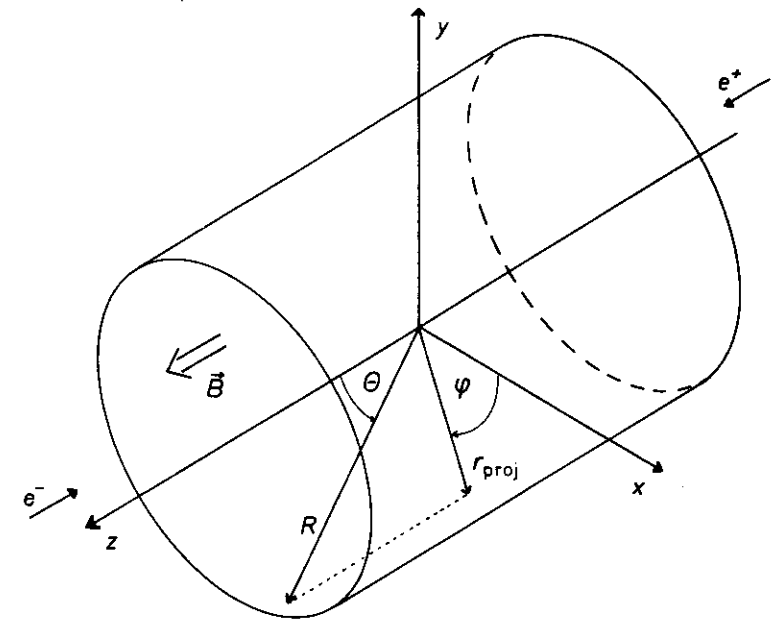


Abb. 3: Koordinatensysteme

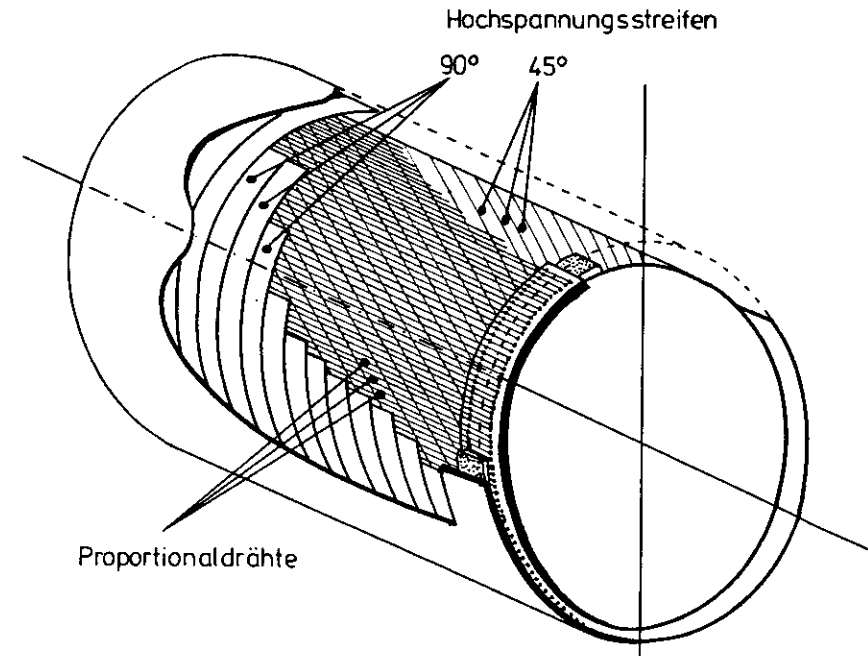


Abb.4: Zylinder-Proportionalkammer des PLUTO-Innendetektors (Nach DER 75).

1.3 Komponenten des Detektors

1.3.1 Die zylindrischen Proportionalkammern

Die zylindrischen Proportionalkammern des Innendetektors sind Vieldrahtkammern, die eine zweidimensionale Ortsbestimmung ermöglichen. Ihre Signale werden zur Rekonstruktion der Teilchenbahn im Magnetfeld und damit zur Impulsmessung verwendet. Die Amplituden der Signale werden nicht ausgewertet (siehe Kap. 1.5.1), so daß die Kammern nicht notwendig im Proportionalbereich betrieben werden müssen. Um mit höherer Gasverstärkung und geringerer Empfindlichkeit der Ausleselektronik zu arbeiten, kann die Betriebsspannung in den Bereich eingeschränkter Proportionalität gelegt werden. Sie muß jedoch unterhalb des Geigerbereiches bleiben, da sonst Totzeiteffekte auftreten und Ortsinformation verloren geht, wenn sich die Gasentladung entlang des Zähl drahtes ausbreitet. Zudem werden die Drähte durch Funkenbildung gefährdet.

Abb. 4 zeigt eine schematische Darstellung der Kammern. Die Drähte sind äquidistant parallel zur Zylinderachse gespannt. Ihre Signale geben die (r_{proj}, φ) -Koordinaten. Die beiden zylindrischen Wände, die das Kammervolumen einschließen, tragen ca. 1 cm breite streifenförmige Elektroden, die mit den Drähten Winkel von 45° (innere Zylinderfläche) und 90° (äußere Zylinderfläche) bilden. Aus den auf ihnen influenzierten Signalen kann die z-Koordinate bestimmt werden. Der Durchgang mehrerer Teilchen kann zu Mehrdeutigkeiten führen, die durch zusätzliche Information aus den anderen Kammern aufgelöst werden können. Die Hochspannungsauslese und die Eigenschaften der Kammern sind in DER75 dargestellt. Die wichtigsten geometrischen Größen der Kammern sind in Tab. 1 angegeben.

Tab. 1: Daten des Innendetektors

	Radius (mm)	Länge (mm)	Dicke (Strahl.- längen)	$\cos \theta_{Grenz}$
Vakuumrohr	90	500	0,045	0,94
Wendelrohr- kammer 1	102,0 111,5	650	0,044	0,95
Kammer 2	142,5	940	0,014	0,96
Kammer 3	170,0	940	0,014	0,94
Kammer 4	197,5	940	0,014	0,92
Kammer 5	225,0	940	0,014	0,90
Kammer 6	262,5	940	0,014	0,87
Kammer 7	300,0	940	0,014	0,84
Kammer 8	337,5	940	0,014	0,81
Kammer 11	412,5	940	0,014	0,75
Kammer 13	525,0	940	0,014	0,67
Kammer 14	562,5	940	0,014	0,64
Barrel Innenring	602	810	4,34	0,56
Wendelrohr- kammer 15	635 642	970	0,038	0,60
Barrel Außenring	670	810	5,12	0,52

Die Materiedicken gelten für senkrechten Teilcheneinfall. θ_{Grenz} ist derjenige Polarwinkel, unter dem der entsprechende Absorber gerade noch getroffen wird.

1.3.2 Der Barrel-Schauerzähler

Zum Nachweis von Photonen und Elektronen ist der Innendetektor von einem zylindrischen Schauerzähler umschlossen, dessen zwei Lagen jeweils in 30 Module von je 12° segmentiert sind (Abb. 2). Die einzelnen Segmente sind in Sandwichbauweise aus Blei und Szintillatorstreifen aufgebaut mit einer wirksamen Dicke von 3,9 (innere Lage) und 4,7 Strahlungslängen (äußere Lage). Sie werden über Lichtleiter durch das Eisenjoch hindurch mit den Photomultipliern verbunden und von zwei Seiten ausgelesen. Dabei werden sowohl die Impulshöhen durch Analog-Digital-Konverter (ADC's) als auch die zeitliche Lage des Signals durch Zeit-Digital-Konverter (TDC's) bestimmt. Eine genaue Beschreibung dieser Module mit Testergebnissen ist in JEN77 gegeben. Die geometrischen Daten der Schauerzähler stehen in Tab. 1.

1.3.3 Die Endcap-Schauerzähler

Die Endcap-Schauerzähler sind Blei-Szintillator-Zähler in Sandwich-Bauweise mit einer wirksamen Dicke von 10,3 Strahlungslängen. Eine Proportionalkammer nach 2,1 Strahlungslängen mißt die radiale Position des Schauers. Durch Segmentierung der Zähler in 12° Sektoren kann die φ -Koordinate des Schauers bestimmt werden. Je 15 dieser Segmente sind in einem halbkreisförmigen Aluminium-Stahl-Gefäß untergebracht und von innen an den Stirnseiten des Eisenjochs befestigt. Abb. 5 zeigt die Segmentierung der Endcapzähler. In Tab. 2 ist die Raumwinkelüberdeckung angegeben; weitere Maße und Angaben findet man in NAV78.

1.3.4 Die Wendelrohrkammern

Wendelrohre sind spezielle Proportionalzählrohre, deren Außen-elektrode als Verzögerungsleitung in Form einer gewickelten Drahtwendel aufgebaut ist. Durch die Verzögerung des Mantelsignals gegenüber dem Zähl drahtsignal ist eine Positionsmessung entlang dem Zähl draht mit einer Auflösung von $\pm 3,6$ mm möglich. Konstruktion und Eigenschaften dieser Rohre sind in ACH78,1 und ACH78,2 beschrieben.

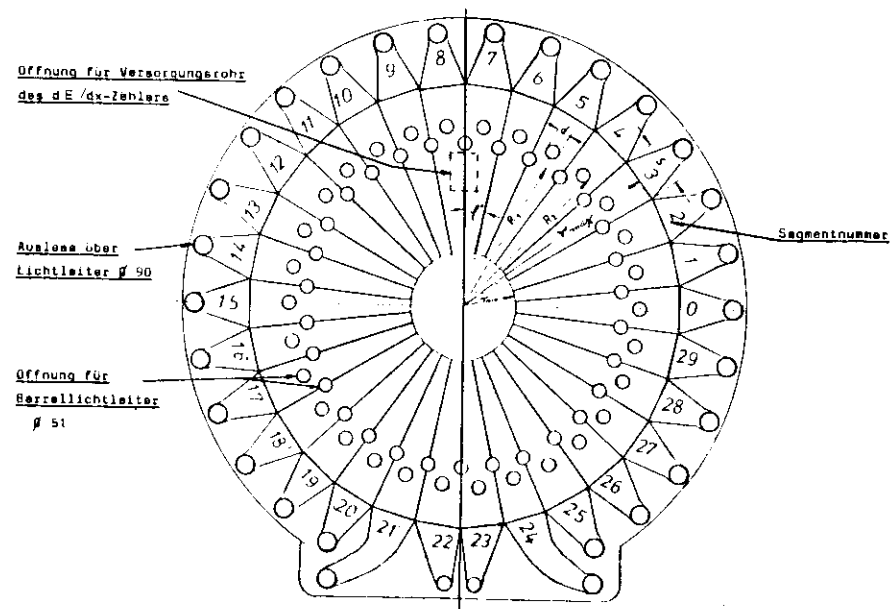


Abb. 5: Endcap-Schauerzähler (nach NAV78)

Tab. 2: Daten der Endcap-Schauerzähler

Akzeptanz	$0,38 \cdot 4\pi$
Dicke	10,2 Strahlungslängen
Radius des Behälterbodens	1087 mm
Radius der empfindlichen Fläche	847 mm
ϑ_{\min}	15°
ϑ_{\max}	54°
Akzeptanz der Schauerzähler	
Barrel + Endcap	$0,94 \cdot 4\pi$

ϑ_{\min} und ϑ_{\max} sind diejenigen Polarwinkel, die die empfindliche Zählerfläche einschließen.

Für die Kammern 1 und 15 des Innendetektors sind mehrere dieser Wendelrohre (Wendeldurchmesser 9 mm bzw. 5,9 mm) in Doppellagen zu Segmenten zusammengefaßt. Kammer 1 hat als innerste Kammer den kleinsten Radius und ist aus 120 Rohren in zwei Segmenten gefertigt. Kammer 15 besteht aus 880 Rohren in 10 Segmenten. Sie liegt zwischen den beiden Schauerzählerlagen des Barrels und mißt die Position und Ausdehnung der Schauer. Die geometrischen Maße der Wendelrohrkammern sind in Tab. 1 mit aufgeführt.

1.4 Elektronik, Versorgung und Überwachung

Wegen des begrenzten Raumes und der erhöhten Strahlung in der Wechselwirkungszone des Speicherringes sind der Hauptteil der Elektronik sowie der Versorgungsstand der Magnetspulen und ihrer Kryostaten und der Kontrollraum vom Detektor getrennt in der Speicherringhalle untergebracht. Der Elektronikwagen, eine 4,5 x 10,5 m² große fahrbare Plattform, ist starr mit der Detektorbasis verkoppelt und durch eine Schwerktonabschirmung von der Wechselwirkungszone getrennt. Auf ihm befinden sich die Hauptverstärker der Proportionalkammern, die ADC's und TDC's der Schauerzähler, die parallele Logik des Triggers, die Niederspannungsversorgung, eine Gasmischanlage zur Erzeugung des Kammergases und der Zentral-Suchlauf, der die Datenübertragung zum Kleinrechner organisiert. Vom Kontrollraum aus wird der Experimentablauf gesteuert und überwacht. Hier befinden sich die sequentielle Logik des Triggers, die Hochspannungsversorgungsgeräte des Detektors und Monitore zur Kontrolle aller wesentlichen Funktionen. Die Steuerung erfolgt über einen Kleinrechner PDP 11/45, der periodische Funktionskontrollen durchführt, eine begrenzte Auswertung der Ereignisse im Detektor ermöglicht, die Daten akkumuliert und in Blöcken von 10 - 15 Ereignissen zur DESY-Rechenanlage (IBM 370/168) überträgt, wo sie auf Magnetbänder geschrieben werden und der späteren Auswertung zur Verfügung stehen.

1.5 Datenauslese

Die Information über ein Ereignis im Detektor PLUTO besteht aus den ca. 20.000 Analogsignalen der einzelnen Proportionaldrähte und Photomultiplier. Diese Signale werden in einer entsprechenden Anzahl von Kanälen verstärkt, digitalisiert, verzögert und in Registern gespeichert.

Während der Verzögerungszeit wird aus der Drahtinformation in einer schnellen Logik das Triggersignal erzeugt, das das Abspeichern in den Registern ermöglicht und den Auslesezyklus startet. Zur Rekonstruktion des Ereignisses werden nur die von Null verschiedenen Signale als 16-bit-Worte, die die Kanalnummer enthalten, codiert und nacheinander zur weiteren Verarbeitung zum Kleinrechner PDP 11/45 übertragen.

Die Kanäle der Proportionalkammern sind zu je 30 auf einer Hauptverstärkerkarte mit den Speicher-Registern zusammengefaßt. Ein Überrahmen enthält jeweils 32 dieser Karten zusammen mit einem Überrahmensuchlauf. Auf diese Weise kann die Elektronik für alle Proportionalkammern des PLUTO in 24 Überrahmen untergebracht werden. Die Speicher-ADC's und -TDC's der Photomultiplier befinden sich in zwei CAMAC-Überrahmen.

Ein Zentralsuchlauf, der über einen 30-bit-Bus mit den Überrahmensuchläufen und den CAMAC-Crate-Controllern verbunden ist, gibt die codierten Daten wortweise an die PDP weiter.

In der PDP werden die Kanalnummern in Kammer- und Drahtnummern (bzw. Pulshöhen für ADC's und TDC's) codiert. Ein einfaches Spurerkennungsprogramm entscheidet dann, ob das Ereignis verworfen oder für die Übertragung zum Großrechner IBM (370/168) in einen 10 bis 30 Ereignisse fassenden Puffer der PDP geschrieben wird. Die Pufferinhalte werden von der IBM zunächst auf einer Magnetplatte akkumuliert und schließlich auf Magnetbänder geschrieben. Diese Bänder stellen die Eingabe für die weitere Auswertung dar.

1.5.1 Auswertung der Proportionalkammersignale

Die Proportionalssignale der Zähldrähte werden in Vorverstärkern (Abb. 36 im Anhang) verstärkt und über 14 m bzw. 17 m lange Signalkabel den Hauptverstärkern zugeführt. Die Verstärkung der Vorverstärker beträgt $V = 5$, wird aber durch die Dämpfung der Signalkabel auf $V = 3,4$ (14 m Kabel) bzw. $V = 3,1$ (17 m Kabel) reduziert. Der Ausgang des Hauptverstärkers steuert einen Impulformer mit einer Schwelle von 400 mV an, die bei einem Eingangssignal in den Hauptverstärker von $U_{min} \geq 6$ mV überschritten wird. Es entsteht ein 380 ns langes TTL-Signal, dessen Vorder- und Rückflanke in einem passiven Differenzierglied getrennt werden. Die Vorderflanke (Fast Out) wird über eine Treiberstufe der schnellen Trigger-Logik zugeführt. Die Rückflanke wird, falls Koinzidenz mit dem Triggersignal (Strobe 500 ns) vorliegt, in einem Flip-Flop-Register gespeichert (Abb. 6). Weitere Entscheidungen der Triggerlogik können das Ereignis an dieser Stelle löschen, indem die Register zurückgesetzt werden, oder die Datenübertragung zur PDP initialisieren. Im zweiten Fall werden die Zwischenregister der Überraschungsläufe (64 16-bit-Worte) mit den Kanalnummern der gesetzten Hauptverstärkerregister gefüllt.

Um Übertragungszeit und Speicherplatz zu sparen, werden die Kanalnummern als Cluster codiert. Ein Cluster ist eine beliebige Anzahl von aufeinanderfolgenden gesetzten Kanälen, die definiert ist durch den Anfangskanal und die Anzahl der folgenden gesetzten Kanäle. Zusammen mit der Kartenummer des Hauptverstärkers im Überraschen ergibt sich die Codierung eines Überraschenwortes, wie sie in Abb. 7 a dargestellt ist. Sind mehr als 64 Cluster in einem Überraschen vorhanden, werden die restlichen nach der Übertragung des Zwischenregisterinhaltes zur PDP in einem (mehreren) weiteren Zyklus in das Zwischenregister geladen. Die Übergabe der Überraschenworte an die PDP steuert der Zentralsuchlauf. Dieser sendet jeweils vor der Übertragung des Inhaltes eines Zwischenregisters ein Zentralsuchlaufwort (ZSU-Wort) zur PDP, das, wie in Abb. 7 b dargestellt, die Nummer des Überraschens und die Anzahl der zu lesenden Worte enthält. In entsprechender Weise werden die Inhalte der ADC's und TDC's der Schauerzähler übertragen. Sind alle Überraschen ausgelesen, werden die Flip-Flop-Register zurückgesetzt und das nächste Ereignis kann aufgenommen werden.

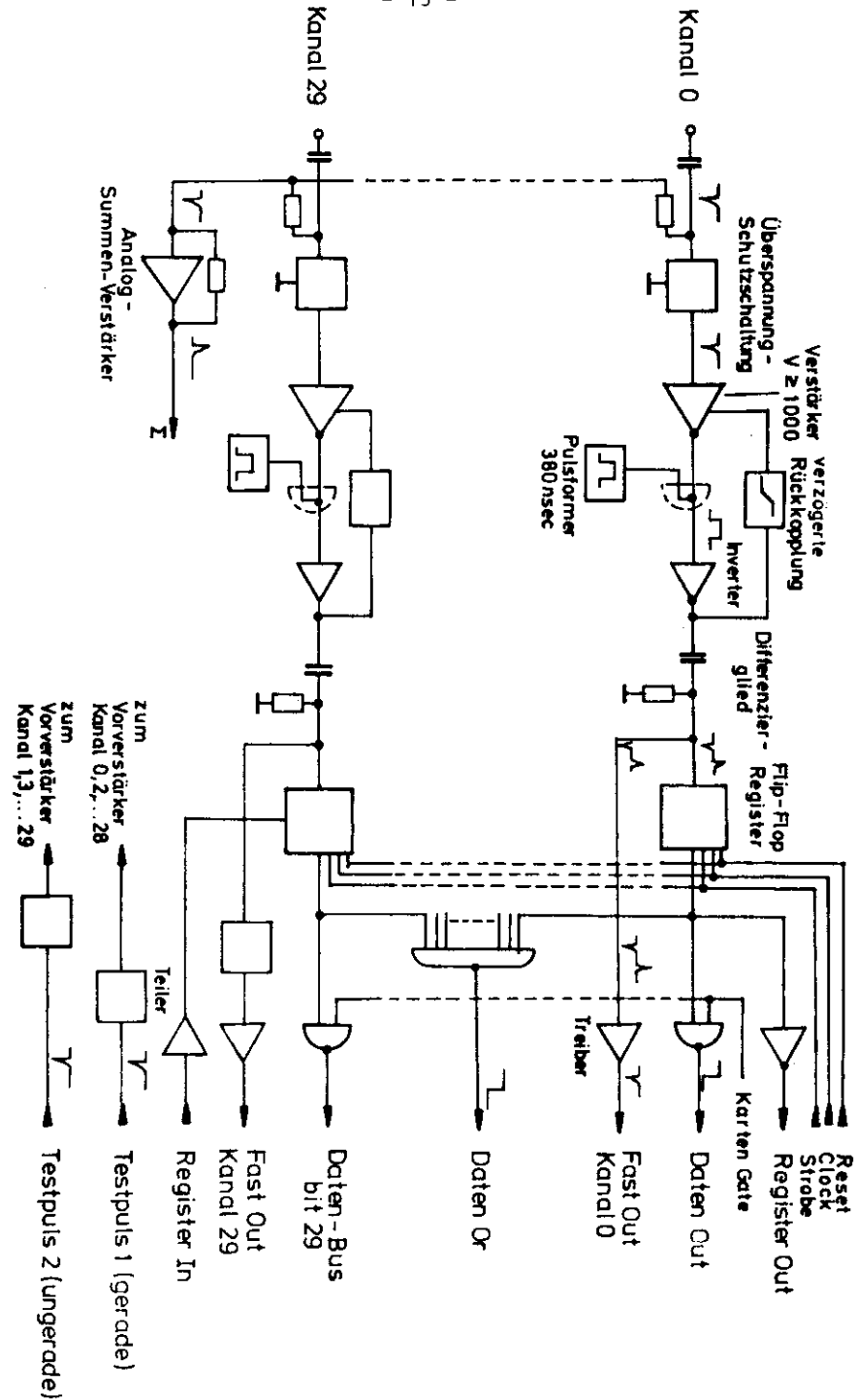
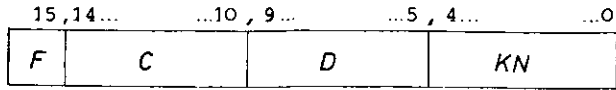


Abb. 6: Funktionsschalbild der Hauptverstärker



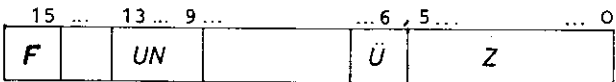
F = Flag , F = 0 für "Register-Wort"

C = Clusterlänge , 0 ≤ C ≤ 29

D = Drahtnummer , 0 ≤ D ≤ 29

KN = Kartenummer , 0 ≤ KN ≤ 31

Abb. 7a: 16 - bit - Überraumenwort



F = Flag , F = 1 für "Zentralsuchlaufwort"

UN = Überraumennummer , 0 ≤ UN ≤ 22

Ü = Überlauf-Bit , Ü = 1 für Z ≥ 64

Z = Anzahl der Überraumenworte , 0 ≤ Z ≤ 63

Bits 7, 8 und 14 bleiben unbenutzt

Abb. 7b: 16 - bit - Zentralsuchlaufwort

1.5.2 Trigger und Datenreduktion

Der Detektor PLUTO ist selbsttriggernd, das heißt die Trigger-signale zum Abspeichern der Kammersignale und zur Freigabe der nachfolgenden Datenwege werden aus den Kammersignalen selbst gewonnen. Da die Anzahl der Ereignisse aus e^+e^- -Reaktionen um mehrere Größenordnungen kleiner ist als die Anzahl der Untergrundereignisse aus kosmischer Strahlung und aus Wechselwirkungen der Speicherringstrahlen mit dem Restgas im Strahlrohr, ist ein schnelles selektives Triggersystem notwendig. Die Topologie der Spuren von Untergrundereignissen unterscheidet sich ausreichend von echten Ereignissen, so daß Vergleiche mit vorgegebenen Spurmustern allein in der (r_{proj}, φ) -Projektion eine gute Trennung ermöglichen. Um den Zeitaufwand dafür und damit die Totzeit des Detektors möglichst klein zu halten, wird die Selektion der Ereignisse in 4 Stufen durchgeführt, in denen die Trennschärfe jeweils gesteigert wird, während die Ereignisrate um die aus-
 verschiedenen Ereignisse reduziert wird.

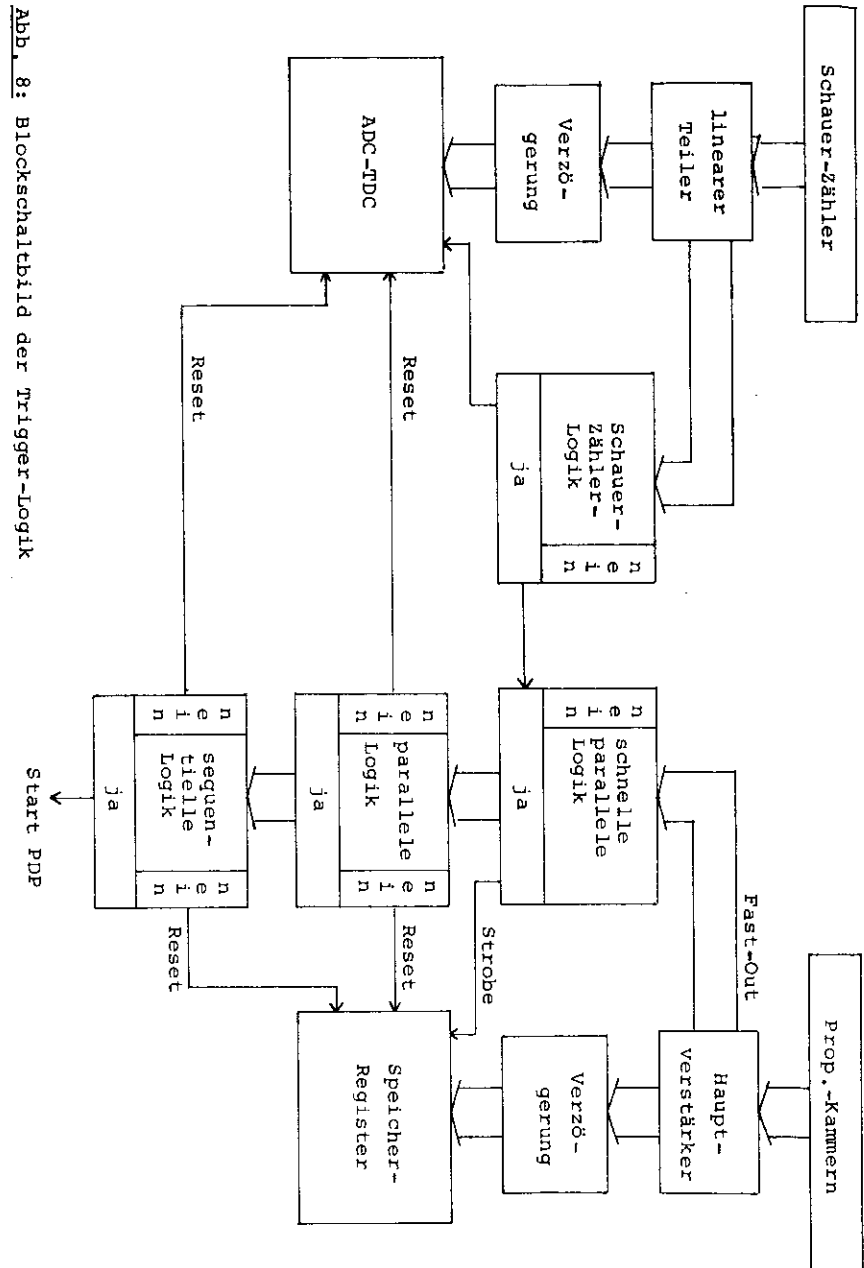
Das erste Triggersignal, der Strobe, mit dem die Kammersignale in den Flip-Flop-Registern abgespeichert werden, wird in einer schnellen parallelen Logik erzeugt. Dazu werden die Fast-Out-Signale des Innendetektors auf Koinzidenzen innerhalb vorgegebener Sektoren überprüft. Wegen der zeitlichen Streuung werden die Signale vorher auf 200 ns verbreitert. Sind die Koinzidenzbedingungen erfüllt, wird nach 250 ns der Strobe von 500 ns Länge erzeugt. Nach 300 ns liefert die parallele Logik den Pretrigger. Sind seine Kriterien nicht erfüllt, werden die Flip-Flop-Register gelöscht, und der Detektor ist nach einer Totzeit von 2 ns wieder aufnahmebereit; anderenfalls wird die sequentielle Logik gestartet, die ca. 60 µs braucht, bis sie entweder die Datenübertragung zur PDP startet oder das Ereignis in den Registern löscht. Die letzte Reduktion der Ereignisrate wird von einem einfachen Spurerkennungsprogramm (FRA76) in der PDP durchgeführt, bevor die Daten zur IBM übertragen werden.

Neben dem hier beschriebenen Trigger der Kammersignale bilden die Szintillationszähler des Barrels und des Endcaps zwei ebenfalls selbsttriggernde Einheiten. Die Pulshöhen der Photomultiplier werden zu Energietriggern verknüpft und sind mit dem Kammertriggersystem verknüpft (KOP78). Abb. 8 zeigt das Zusammenwirken der Trigger in einem Blockschaltbild.

Die einzelnen Triggerbedingungen sind variabel schaltbar und können an die jeweilige Ereignisrate angepaßt werden. Insbesondere können zu Testzwecken auch Ereignisse der kosmischen Strahlung getriggert werden (siehe Kap. 43). Die Triggerbedingungen der parallelen und der sequentiellen Logik der Proportionalkammern sind in BAC77 dargestellt. In Tab. 3 sind Zeitbedarf und typische Triggerraten der Datenauslese angegeben.

Tab. 3: Triggerraten und Zeitbedarf der Triggerlogik

	Zeitbedarf	typische Rate
Strobe-Logik	250 ns	10 kHz
parallele Logik	500 ns	200 Hz
sequentielle Logik	60 µsec	15 Hz
PDP Spurerkennung	50 ms	5 Hz



1.6 Myonerkenung im Detektor PLUTO

In diesem Kapitel wird das Prinzip der Myonerkenung und der Auswerteweg des Myonerkenungsprogramms beschrieben.

Myonen verlieren im Gegensatz zu Hadronen ihre Energie beim Durchgang durch Materie nur durch elektromagnetische Wechselwirkung. Sie können deshalb große Materieschichten durchdringen und bei ausreichender Anfangsenergie in den Myonkammern außerhalb des Eisenjochs noch nachgewiesen werden. Der differentielle Energieverlust durch Ionisation läßt sich in guter Näherung durch die Bethe-Bloch-Formel (NEU66) bestimmen:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot e^2 \cdot z^2 \cdot Z \cdot N}{m \cdot v^2} \left(\log \frac{2m \cdot v^2}{I} - \log(1-\beta^2) - \beta^2 \right)$$

- | | |
|---------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------|
| e = Elementarladung | Z = Ordnungszahl des Materials |
| m = Ruhemasse des Elektrons | v = Teilchengeschwindigkeit |
| z = Teilchenladung | $\beta = v/c$ mit $c =$ Lichtgeschwindigkeit |
| N = Anzahl der Atomkerne pro Volumeneinheit | I = Anregungspotential $I \approx K \cdot Z$
mit $K_{Fe} = 9,3$ |

Durch Integration erhält man daraus die Reichweite von Myonen mit gegebener Anfangsenergie. In Abb. 9 sind die Reichweiten in Eisen für Myonimpulse zwischen 0,5 und 1,8 GeV/c dargestellt. Reichweitestreuungen sind kleiner als 5 %.

Da die Myonmasse 207 mal größer ist als die des Elektrons, sind die Änderungen der Flugrichtung eines Myons beim Durchdringen der Elektronenhülle eines Absorberatoms gering. Die Richtungsänderung ist damit im Wesentlichen durch Coulomb-Vielfachstreuung um kleine Winkel bestimmt und läßt sich näherungsweise berechnen (PER72):

$$(\theta^2)^{1/2} = \frac{4\pi \cdot 137 \cdot m \cdot c^2}{p \cdot v} \cdot \frac{t}{X_0}$$

- p = Impuls des Teilchens
 t = Absorberdicke
 X_0 = Strahlungslänge des Absorbers

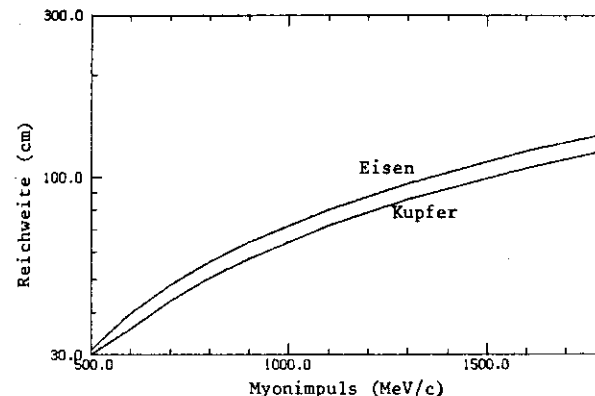


Abb. 9: Reichweite von Myonen in Eisen und Kupfer (nach JOS 69).

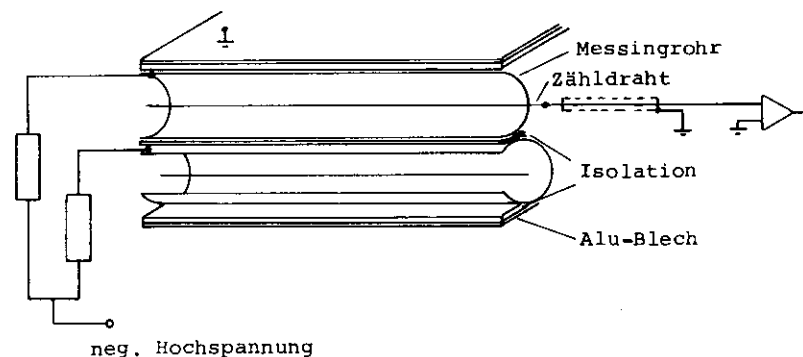


Abb. 10: Prinzipschaltbild der Myonkammern

Myonen mit einer Energie von 1 GeV, die in der Lage sind, gerade noch die mittlere Eisendicke des PLUTO-Jochs von 68 cm zu durchdringen, werden danach im Mittel um 60 mm in der Ebene der Kammern abgelenkt.

Die Erkennung von Myonen im Detektor PLUTO wird von einem Computerprogramm ausgeführt. Dieses Myonenerkennungsprogramm ist als FORTRAN-Subroutine geschrieben und prüft, ob es sich bei den im Innendetektor registrierten Spuren eines Ereignisses um Myonspuren handelt. Dazu müssen die Daten des Ereignisses in dekodierter Form vorliegen. Die Anzahl und die Parameter der Spuren müssen durch ein Spurverfolgungsprogramm bereits bestimmt sein.

Das Programm extrapoliert die Spuren, die nicht bereits als Elektronen klassifiziert sind, aus dem Innendetektor durch das Eisenjoch bis in die Myonkammern. Dabei wird die Krümmung der Spur durch das Magnetfeld im Rückflußjoch unter der Näherung berücksichtigt, daß das Joch zylinderförmig sei. Die Spurlänge innerhalb des Eisens wird einer (19 x 19) Matrix entnommen, in der unter Berücksichtigung der zwei Symmetrieebenen des Jochs die Spurlängen in Abhängigkeit vom Polarwinkel angegeben sind (Tab. 7 im Anhang). Zusammen mit dem Anfangsimpuls ergibt sich daraus der Restimpuls, der als Schnittparameter jeweils nach den Anforderungen der Auswertung gesetzt werden kann. Das Programm bestimmt die Schnittpunkte der Spuren mit den Ebenen durch die Myonkammern.

Liegt ein Durchstoßpunkt innerhalb der empfindlichen Fläche der Kammer, wird das Teilchen als Myon oder Hadron klassifiziert, je nachdem, ob ein Zählrohr der Kammer innerhalb der vorgegebenen Entfernung vom Durchstoßpunkt angesprochen hat.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen nach diesem Verfahren ist in RÖS77 untersucht worden. Sie wird innerhalb der geometrischen Akzeptanz für Anfangsenergien ≥ 1 GeV mit 92 % angegeben.

2. Die Myonkammern

In diesem Kapitel wird die Konstruktion der Myonkammern beschrieben. Das verwendete Testverfahren wird erläutert, und die ermittelten Eigenschaften werden dargestellt.

2.1 Aufbau der Myonkammern

Die Myonkammern sind aus zwei ebenen Lagen paralleler Proportionalrohre aufgebaut. Diese Konstruktion geht auf einen Vorschlag von W. Zimmermann zurück (ZIM77). Sie hat vor allem drei entscheidende Vorteile gegenüber einer üblichen Vieldrahtkammer, in der die Zähldrähte nebeneinander zwischen zwei parallelen Elektroden gespannt sind.

Es wirken keine elektrostatischen Kräfte der Nachbardrähte, so daß man selbst bei langen Drähten (≈ 2 m) mit geringen Zugspannungen ($\approx \frac{1}{10}$ N) auskommt.

Die Kammern erhalten durch die Rohrkonstruktion hohe mechanische Stabilität. Sie sind selbst bei unvollständiger Auflage begehbar.

Reißt ein Zähldraht, so läßt er sich leicht auswechseln oder kann vom Vorverstärker getrennt werden. Im letzteren Fall kann die Kammer mit einem unwesentlich kleineren Wirkungsgrad bis zur Reparatur weiter verwendet werden.

Tab. 4: Geometrische Daten der Myonkammern

	kleine Kammern	große Kammern
Anzahl der Zählrohre	60	180
Länge der Zählrohre	1760 mm	1070 mm
Länge der Kammer	1962 mm	1962 mm
Breite der Kammer	640 mm	1240 mm
Dicke der Kammer	46 mm	46 mm
Gewicht	46 kg	80 kg

Die beiden verwendeten Arten von Myonkammern unterscheiden sich in der Länge und Anzahl der Rohre und damit in den äußeren Abmessungen; sie werden im folgenden als große (180 Rohre) und kleine (60 Rohre) Kammern bezeichnet. Für beide Arten werden Messingrohre mit einer Wandstärke von 0,3 mm und 20 mm Außendurchmesser und als Zählrohr ein axialgespannter 30 µm dicker vergoldeter Wolframdraht verwendet, so daß sich gleiche elektrische und elektronische Eigenschaften ergeben. Abb. 10 zeigt die Prinzipskizze der beiden Kammerarten. Ein Schaltbild der Vorverstärker befindet sich im Anhang (Abb. 36). Die wichtigsten geometrischen Daten der Kammern sind in Tab. 4 aufgeführt.

2.1.1 Die großen Myonkammern

Abb. 11 zeigt den Aufbau der großen Myonkammern. Jede der beiden Lagen enthält 90 Rohre mit einer empfindlichen Länge von 1070 mm. Die empfindliche Breite beider Lagen beträgt 1810 mm. Die Rohre sind durch kurze PVC-Schläuche in Serie verbunden. Beiderseits verlaufen Kabelwannen, die diese Schläuche und die Verdrahtung zu den Vorverstärkern aufnehmen. Die Stirnseite hat 6 Schlitze, durch die die Vorverstärker in PVC-Schienen geschoben und mit einer Schraube gesichert werden. Über je zwei 16-pol-DIP-Verbinder werden die Vorverstärker mit je 30 Zähldrähten verbunden.

Die Hochspannung wird über zwei parallel geschaltete Buchsen zugeführt, die über zwei 4,7 MΩ Widerstände mit den beiden voneinander isolierten Rohrlagen verbunden sind. Die Kapazität der Rohrlagen ist auf diese Weise halbiert, um die Zähldrähte bei eventuellen Funken vor zu hohen Strömen zu schützen. Diese Vorsichtsmaßnahme hat sich jedoch als nicht notwendig erwiesen. Die Gasanschlüsse werden ebenfalls zur Stirnseite herausgeführt.

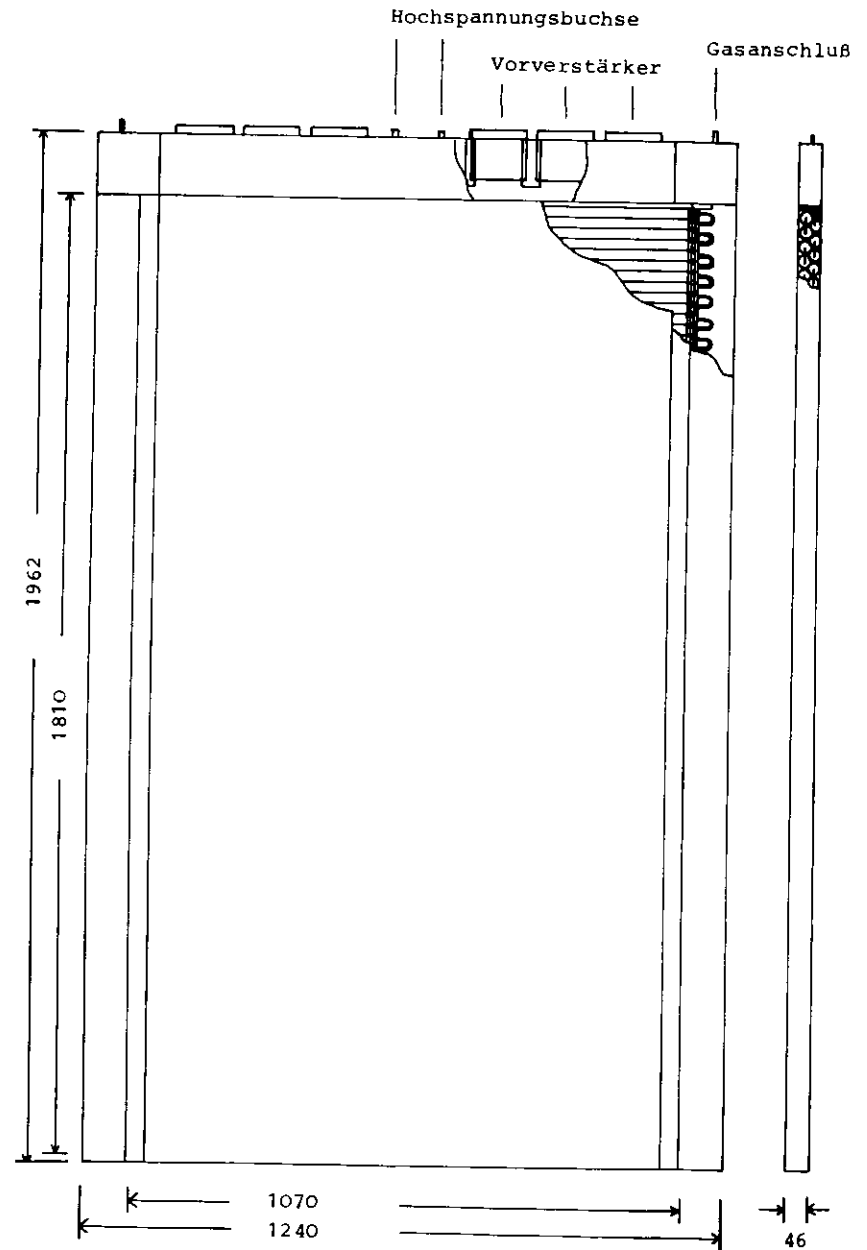


Abb. 11: Myonkammer mit 180 Zählrohren (große Myonkammer)
Abmessungen in [mm]

Da das Gehäuse nur teilweise aus Aluminium gefertigt ist und empfindliche Teile, wie zum Beispiel die Vorverstärker, nur mit Pertinax abgedeckt sind, sind die Kammern sehr störfähig gegen Hochfrequenzeinstrahlung. Für den sicheren Einsatz im Speicherring PETRA werden diese Kammern mit 0,6 mm Aluminium verkleidet.

2.1.2 Die kleinen Myonkammern

Abb. 12 zeigt den Aufbau der kleinen Myonkammern. Die beiden Rohrlagen bestehen aus je 30 Rohren mit einer empfindlichen Rohrlänge von 1760 mm. Die empfindliche Breite beträgt 610 mm. Anders als bei den großen Kammern verlaufen die Rohre parallel zur längeren Seite. Vorverstärker, Hochspannungs- und Gasanschlüsse befinden sich an der schmalen Seite der Kammer. Die beiden Rohrlagen sind nicht voneinander isoliert. Die Hochspannung wird über einen 4,7 MΩ Widerstand zugeführt. Durch das Aluminiumgehäuse, das über verkupferte Stahlklammern mit der Verstärkerkasse verbunden ist, wird eine gute Abschirmung gegen Hochfrequenzeinstrahlung auf die Signaleingänge erreicht.

2.2 Eigenschaften der Myonkammern

Die physikalischen Eigenschaften einer Proportionalkammer sind im wesentlichen durch ihre geometrischen Abmessungen, das in ihr verwendete Gasgemisch und ihre Betriebsspannung bestimmt. Typische Meßgrößen sind Signalhöhe und Totzeit, nach deren Größe vier Betriebsarten unterschieden werden (SAU77). Abb. 13 zeigt die Abhängigkeit der Signalhöhe von der Betriebsspannung. Bei sehr kleinen Spannungen beginnen die von einem ionisierenden Teilchen in der Kammer erzeugten Ladungen zu den Elektroden zu wandern, aber die Rekombination der Ionenpaare überwiegt (I). Die Kammer arbeitet im Ionisationsbereich, sobald alle Ionen zu den Elektroden gelangen (II). Bei höheren Spannungen wird das elektrische Feld in Drahtnähe stark genug, um den Elektronen Stoßionisation zu ermöglichen. Es entwickelt sich eine tropfenförmige Ladungslawine, wie es in Abb. 14 schematisch dargestellt ist. Abb. 15 zeigt eine Nebelkammeraufnahme einer solchen Lawine. Man kann eine Gasverstärkung von mehr als $M = 10^4$ erreichen, wobei die an den Elektroden nachgewiesene Ladung der ursprünglichen über den Multiplikations-

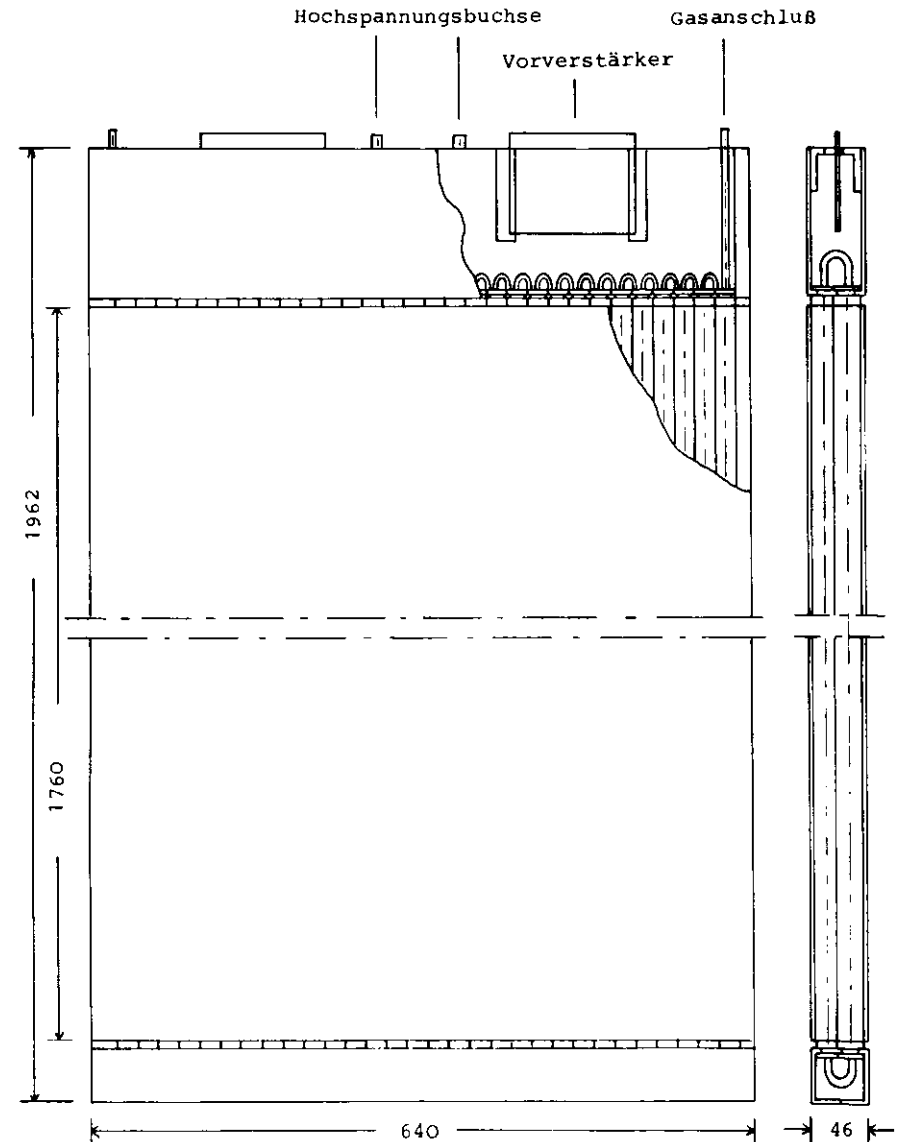


Abb. 12: Myonkammer mit 60 Zählrohren (kleine Myonkammer)
Abmessungen in [mm]

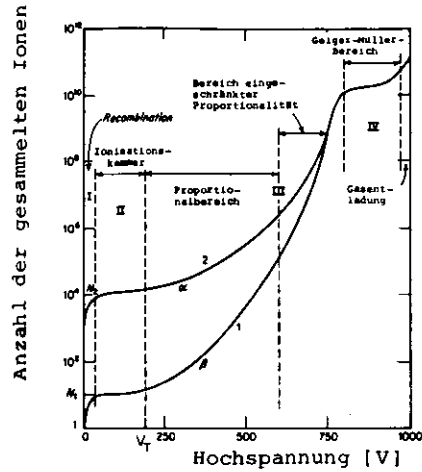


Abb. 13: Signalthöhe von Proportionalkammern in Abhängigkeit von der Hochspannung (nach SAU77)

faktor M proportional ist. Dies ist der Proportionalbereich (III). Bei noch höheren Spannungen geht diese Proportionalität allmählich verloren, da die um den Draht herum entstehende hohe Raumladungsdichte das elektrische Feld stört. Dieser Bereich eingeschränkter Proportionalität endet mit einer Verstärkung an der Sättigungsgrenze, d.h. alle Signale sind gleich hoch, unabhängig von der ursprünglichen Ladung (IV). Erhöht man die Spannung weiter, breitet sich die sonst kleine Ladungslawine (Breite ca. 0,1 - 0,5 mm) durch Photonen (siehe Kap. 2.2.5) über die ganze Länge des Drahtes aus. In diesem sogenannten Geiger-Müller-Bereich erhält man die höchsten Signale. Der Draht ist aber über seine gesamte Länge nach jedem Ereignis für einige 100 μ s unempfindlich, bis nämlich die positiven Ionen zur Kathode gedriftet sind und in der Kammer wieder das Ausgangsfeld herrscht. Verglichen mit den Bereichen darunter ergibt sich damit eine sehr hohe Totzeit im Geiger-Müller-Bereich. Weitere Erhöhung der Spannung führt zu kontinuierlicher Gasentladung oder zur Funkenbildung.

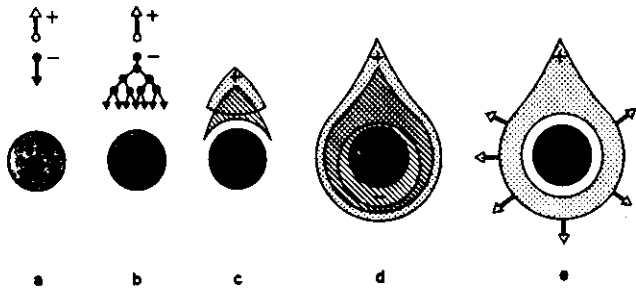


Abb. 14: Entwicklung einer Ladungslawine um einen Zählrohr (nach SAU77)

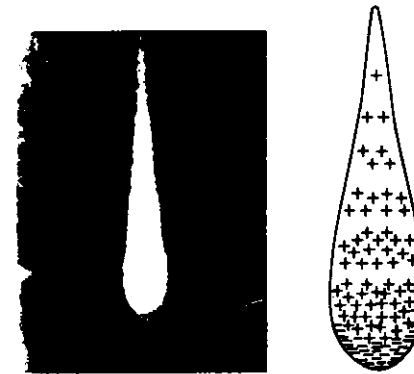


Abb. 15: Nebelkammeraufnahme einer Ladungslawine (aus SAU77)

Für die praktische Anwendung des Detektors benötigt man jedoch nicht mehr die Eigenschaften der Proportionalkammer allein, sondern geht besser zu umfassenderen Meßgrößen über, die das Gesamtsystem, Kammer und Elektronik, charakterisieren. Die beiden wichtigsten Größen sind Wirkungsgrad und Clusterlänge, mit denen die Güte des Teilchennachweises bzw. der Ortsauflösung angegeben werden. Allgemein ist der Wirkungsgrad eines Detektors die Wahrscheinlichkeit, mit der Teilchen nachgewiesen werden, und die Clusterlänge ist die Anzahl der auf ein Teilchen gleichzeitig ansprechenden Zähldrähte. Beide Größen wurden mit der auch im Experiment verwendeten Ausleseelektronik in Abhängigkeit von der Hochspannung gemessen, um die optimale Betriebsspannung zu bestimmen.

Das Meßverfahren, dem die Kammern unterzogen wurden und das im folgenden beschrieben ist, wurde außerdem zur Diagnose der in den Kammern vorhandenen Fertigungsfehler verwendet. Aus der Forderung nach kurzer Totzeit ergab sich eine Beschränkung der Hochspannung auf Werte unterhalb des Geiger-Müller-Bereiches. Das Einsetzen der Geiger-Müller-Impulse wurde aus der Stromspannungs-Kurve bestimmt. Insgesamt ergaben sich so folgende Meßziele:

1. Überprüfung der Funktionsfähigkeit und Lokalisierung eventueller Fehler
 - a) Fehler in Vorverstärkern
 - b) Kurzschlüsse und kalte Lötstellen in der Verkabelung
 - c) Vertauschungen der Verstärkerzuleitungen
 - d) Gebrochene und durchhängende Zähldrähte
2. Messung der Stromaufnahme in Abhängigkeit von der Hochspannung
3. Bestimmung des Wirkungsgrades
4. Bestimmung der Clusterlänge

2.2.1 Meßaufbau

Für die Tests der Myonkammern sollte die kosmische Strahlung verwendet werden. Um dabei alle Meßgrößen für Einteilchendurchgänge zu bestimmen und die Ergebnisse nicht durch die bei kosmischer Strahlung häufigen Schauer zu verfälschen, bot es sich an, mehrere Kammern gleichzeitig zu testen und die Ortsinformation aus den Kammern zur Reduktion der nicht erwünschten Ereignisklasse zu verwenden.

Wie in Abb. 16 dargestellt, wurden 6 Kammern übereinander gelegt und gleichzeitig getestet. Dieses Verfahren ermöglichte die Spurverfolgung der ionisierenden Teilchen in den Kammern und damit die Lokalisierung der auftretenden Fehler auf einzelne Rohre. Das Triggerteleskop, das die Datenauslese startete, bestand aus vier großflächigen Szintillationszählern. Drei dieser Zähler waren in Koinzidenz und einer in Antikoinzidenz geschaltet, um eine geringe zufällige Koinzidenzrate zu haben und große Luftschauer mit sehr vielen Teilchendurchgängen zu unterdrücken. Der mit diesem Teleskop erzeugte Trigger ersetzte die parallele und sequentielle Logik des PLUTO und startete sowohl den Strobe als auch die Datenauslese durch den Kleinrechner (siehe Kap. 1.5). Ein Gategenerator verhinderte Mehrfach-Trigger während der Auslesezyklen. Abb. 17 zeigt den Signal- und Datenfluß in einem Blockschaltbild.

2.2.2 Auswertung der Messungen

Die Daten, die auf Magnetband gespeichert wurden, enthielten in codierter Form Kammernummern und Koordinaten der gesetzten Drähte. Mit den 2 Rohrlagen aus jeweils 30 Rohren in jeder Kammer ergeben die 6 Kammern eine zweidimensionale Ortsauflösung von 12 x 30 Punkten. Abb. 18a - f zeigt die Raster einiger typischer Höhenstrahlereignisse, die mit dem Meßaufbau aufgenommen wurden.

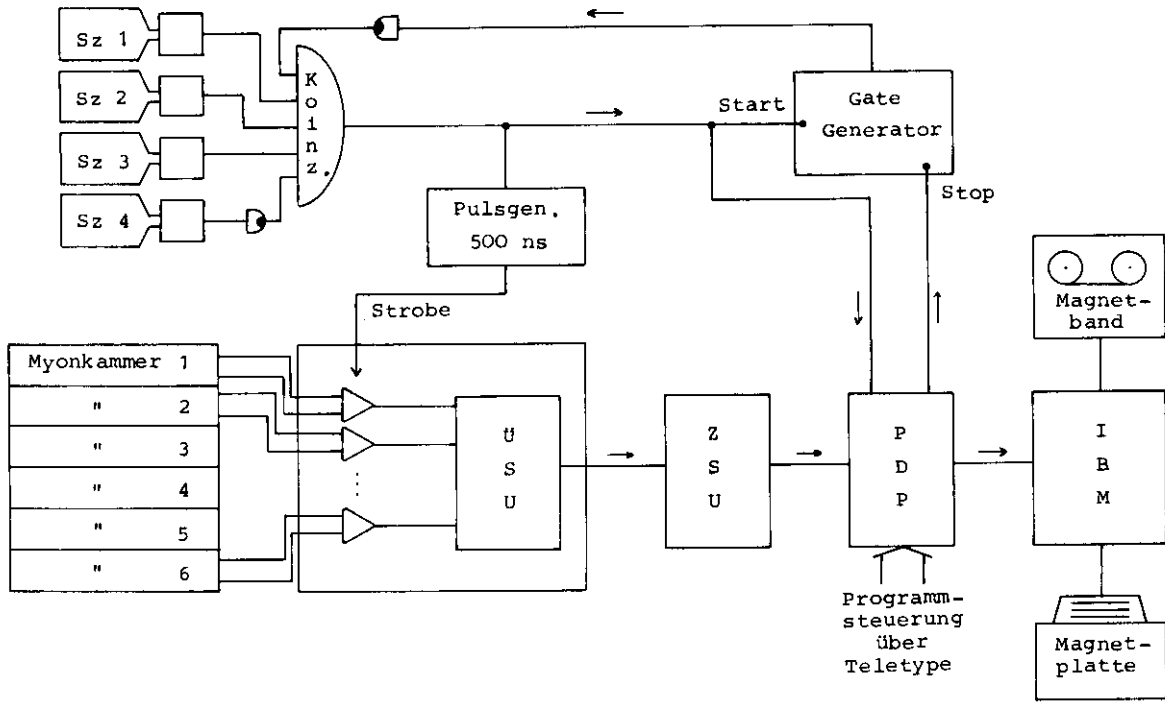
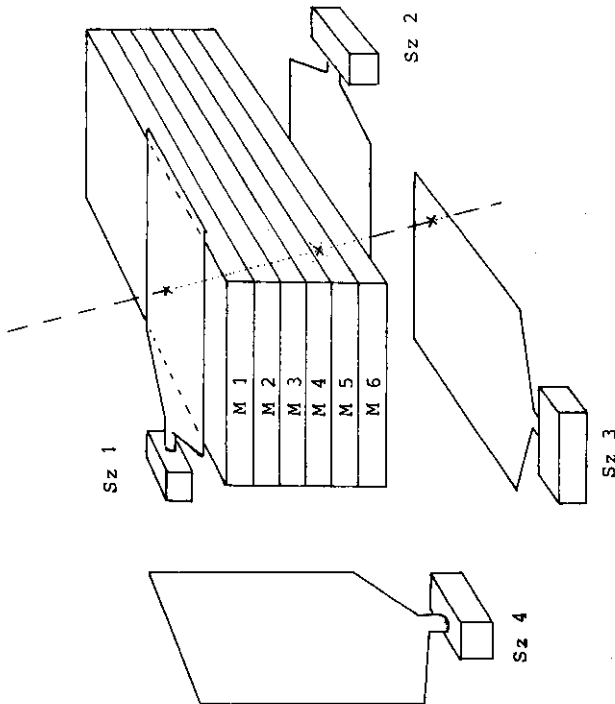


Abb. 17: Blockschaltbild des Meßaufbaus



Sz 1 ... Sz 4: Szintillationszähler
 M 1 ... M 6: Myonkammern

Abb. 16: Meßaufbau zur Bestimmung des Wirkungsgrades

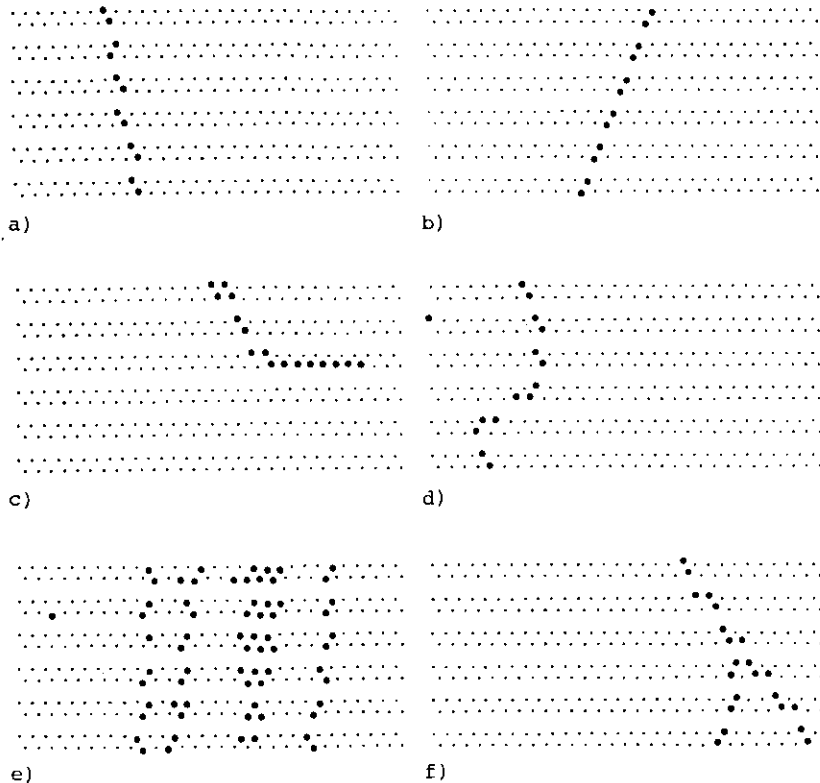


Abb. 18: Raster von Höhenstrahlereignissen (jeder Punkt stellt ein Zählrohr dar; große Punkte markieren Zählrohre, die angesprochen haben)

- a,b) Einteilchenspuren
- c,d) im Kammermaterial gestreute Spuren
- e) Mehrteilchenspur
- f) Spur mit Anstoßteilchen

Da die Myonkammern am PLUTO einzelne Myonen nachweisen, sollten die Kammereigenschaften (Wirkungsgrad und Clusterlänge) für Einteilchendurchgänge bestimmt werden. Zur eindeutigen Fehlerlokalisierung eigneten sich ebenfalls nur Einteilchenspuren. Es wurden deshalb nur Ereignisse ausgewertet, die folgende Bedingungen erfüllten:

- I. Mindestens 6 der 12 Zählrohrlagen mußten angesprochen haben.
- II. In keiner Rohrlage durften mehr als 3 Rohre gesetzt sein.
- III. Das Produkt aller Anzahlen von gesetzten Zählrohren in den Lagen mußte kleiner als 31 sein.
- IV. Die ermittelte Spur durch die angesprochenen Rohre mußte durch alle Kammern gegangen sein.

Durch diese Bedingungen wurden etwa 10 % der aufgenommenen Höhenstrahlereignisse ausgeschieden. Die Bedingungen II und III sortierten Ereignisse aus, in denen Mehrfachspuren vorkamen oder Anstoßteilchen im Kammermaterial erzeugt wurden (Abb. 18 e, f). Gleichzeitig begrenzten sie den Rechenaufwand der Spurverfolgung, die nach der Methode der kleinsten Quadrate die optimale Spur bestimmte. Bedingung I und IV reduzierten die Ereignisse, bei denen die Teleskopzähler zufällig oder auf verschiedene Teilchen eines Schauers angesprochen hatten (Abb. 18 c).

2.2.3 Wirkungsgrad

Der Wirkungsgrad (engl.: efficiency) ist die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammer beim Durchgang eines geladenen Teilchens. Er ist definiert als

$$\eta = \frac{\text{Zahl der registrierten Teilchen}}{\text{Zahl der hindurchgegangenen Teilchen}}$$

Mit den Bedingungen I - IV des Kap. 2.2.2 an die Ereignisse ist

$$\eta_{\text{gemessen}} = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse mit Zählrohrsignal}}{\text{Anzahl aller Ereignisse}}$$

Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Bedingung I kleine Wirkungsgrade um einen erheblichen systematischen Fehler vergrößert.

Dieser Fehler ergibt sich dadurch, daß mindestens 6 von 12 Rohrlagen angesprochen haben müssen, um ein Ereignis zu definieren. Damit beträgt der gemessene Wirkungsgrad mindestens $\eta_{\text{gemessen}} = 0,5$. Mit einfachen kombinatorischen Methoden läßt sich dieser Fehler jedoch leicht wie folgt berechnen:

Setzt man die Wahrscheinlichkeit, daß i Lagen nicht angesprochen haben

$$p_i = \binom{12}{i} (1-\eta_L)^i \cdot \eta_L^{12-i} ,$$

so folgt für den tatsächlichen Wirkungsgrad einer Lage

$$\eta_L = \frac{\sum_{i=0}^{12} p_i (12-i)}{12 \cdot \sum_{i=0}^{12} p_i}$$

Fordert man für ein Ereignis jedoch mindestens 6 gesetzte Lagen, so wird

$$\eta_{L\text{gemessen}} = \frac{\sum_{i=0}^6 p_i (12-i)}{12 \cdot \sum_{i=0}^6 p_i}$$

Der Wirkungsgrad η_K einer Kammer berechnet sich aus η_L zu:

$$\eta_K = 1 - (1-\eta_L)^2 = 2\eta_L - \eta_L^2 .$$

Es ergeben sich daraus die Fehler $\frac{\eta_{L\text{gemessen}} - \eta_L}{\eta_L}$ und

$\frac{\eta_{K\text{gemessen}} - \eta_K}{\eta_K}$, wie sie in Abb. 19 in Abhängigkeit vom Wirkungsgrad angegeben sind.

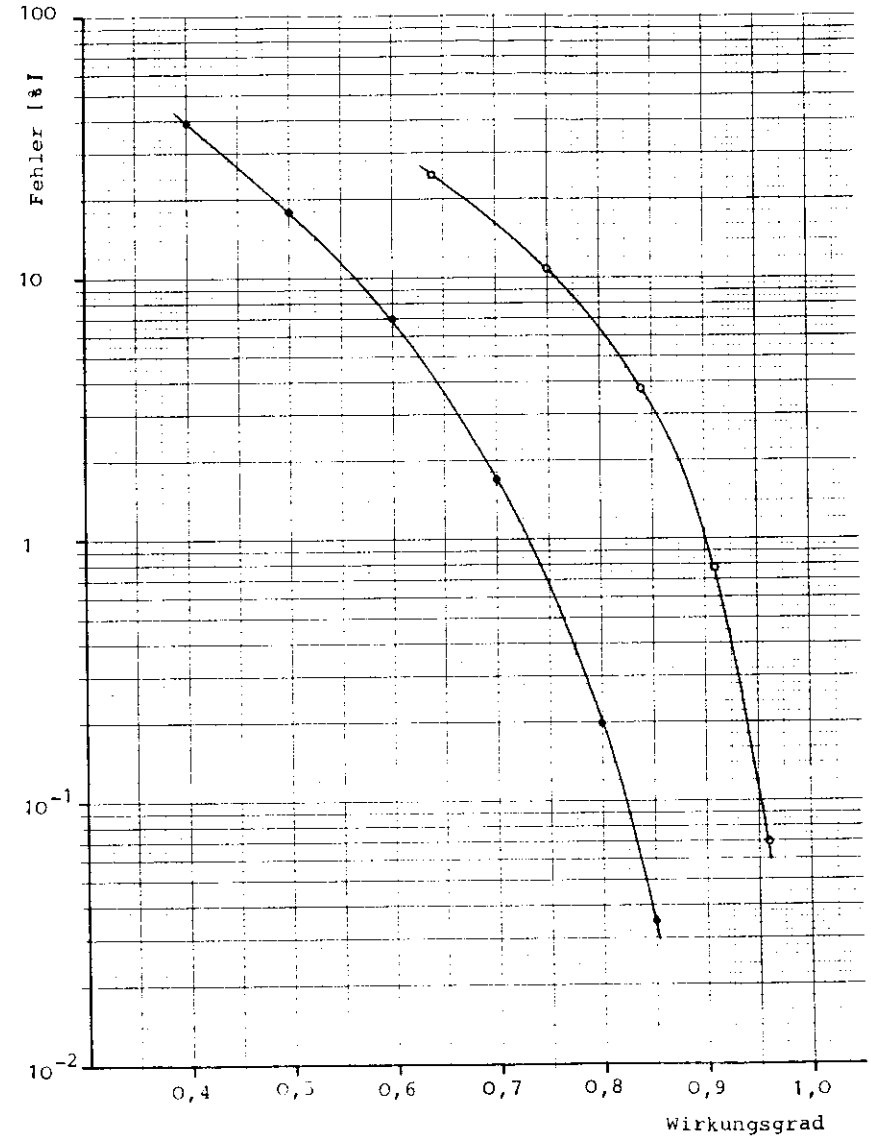


Abb. 19: systematischer Fehler des Wirkungsgrades

Für Wirkungsgrade η_L größer als 0,70 für Zählrohrlagen und η_K größer als 0,90 für Kammern wurde dieser Fehler vernachlässigt. Die kleineren Wirkungsgrade wurden ohne die Bedingungen I bis IV an die Ereignisse bestimmt und enthalten deshalb Fehler, die durch Mehrteilchenspuren und streifende Spuren bedingt sind. Die Größe dieser Fehler läßt sich durch Vergleich zu 1 % abschätzen.

Der Wirkungsgrad der Myonkammern ist in Abb. 20a, b in Abhängigkeit von der Hochspannung dargestellt. Die angegebenen Fehler sind statistisch bedingt. Oberhalb von 1500 V beginnt ein Plateau mit konstantem Wirkungsgrad $\eta > 0,9997 \pm 0,0002$. Daraus ergibt sich für die spätere Betriebsspannung eine untere Grenze von 1500 V.

Den Wirkungsgrad einer einzelnen Zählrohrlage zeigt die Abb. 21. Der Maximalwert von $\eta = 0,989 \pm 0,001$ ist dabei durch die Akzeptanz der Rohrform gegeben und zeigt, daß ein guter Wirkungsgrad erst durch zwei Zählrohrlagen erreicht wird.

2.2.4 Clusterlänge

Die Clusterlänge wird hier definiert als die Anzahl der bei registrierten Einteilchendurchgängen in einer Rohrlage angesprochenen Drähte. Abb. 22 zeigt die mittlere Clusterlänge der Myonkammern in Abhängigkeit von der Hochspannung. Bei 1500 V bis 1550 V erreicht die mittlere Clusterlänge ein Plateau, dessen Höhe durch die Geometrie der Rohrlage und den Einfallswinkel der ionisierenden Höhenstrahlteilchen bestimmt ist. Unterhalb dieses Plateaus sinkt die Clusterlänge mit kleiner werdendem Wirkungsgrad gegen 1. Der Anstieg oberhalb von 1550 V kommt durch elektronisches Übersprechen der Signale in den Vorverstärkern zustande, das mit wachsender mittlerer Signalhöhe wahrscheinlicher wird und die Ortsauflösung der Kammern verschlechtert. Bei einer gewählten Betriebsspannung von 1650 V liegt die mittlere Clusterlänge 3 % über dem Plateauwert von $1,044 \pm 0,002$. Der angegebene Fehler ist rein statistischer Natur. Systematische Fehler, etwa durch die Auswahl der Ereignisse nach den Bedingungen I bis IV des Kapitels 2.2.2, sind nicht untersucht worden.

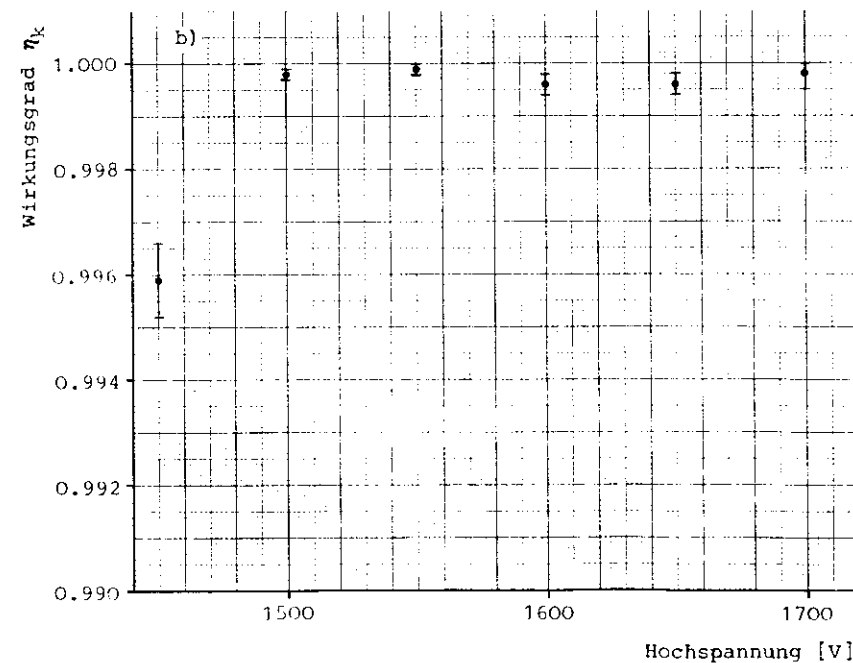
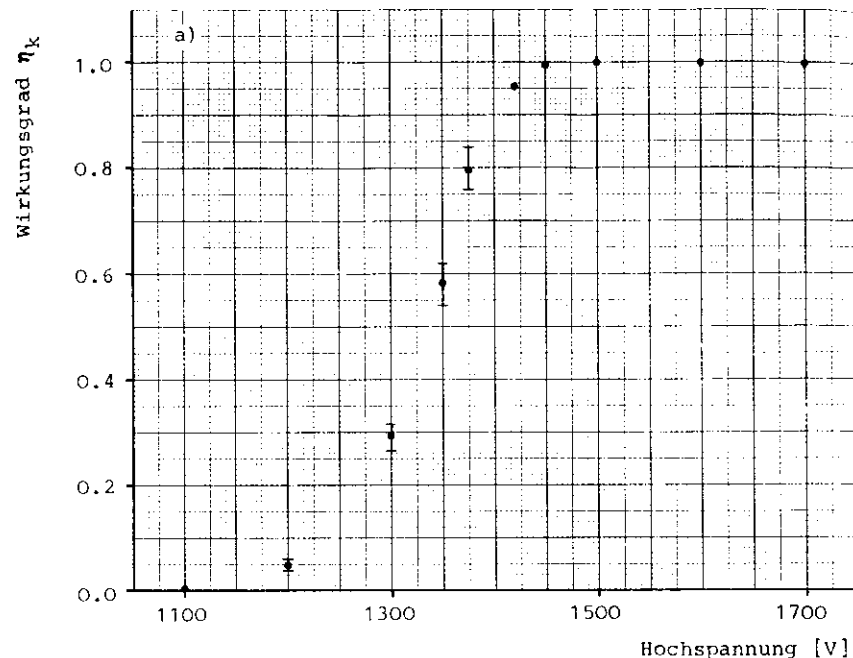


Abb. 20: a) Wirkungsgrad der Myonkammern
b) Ausschnittvergrößerung aus a

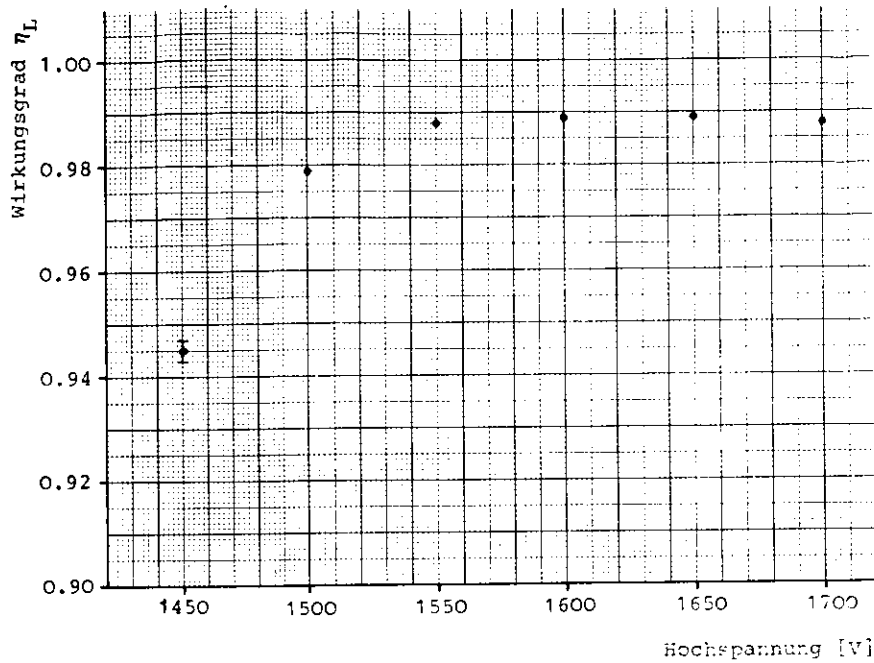


Abb. 21: Wirkungsgrad einer einzelnen Zählrohrlage

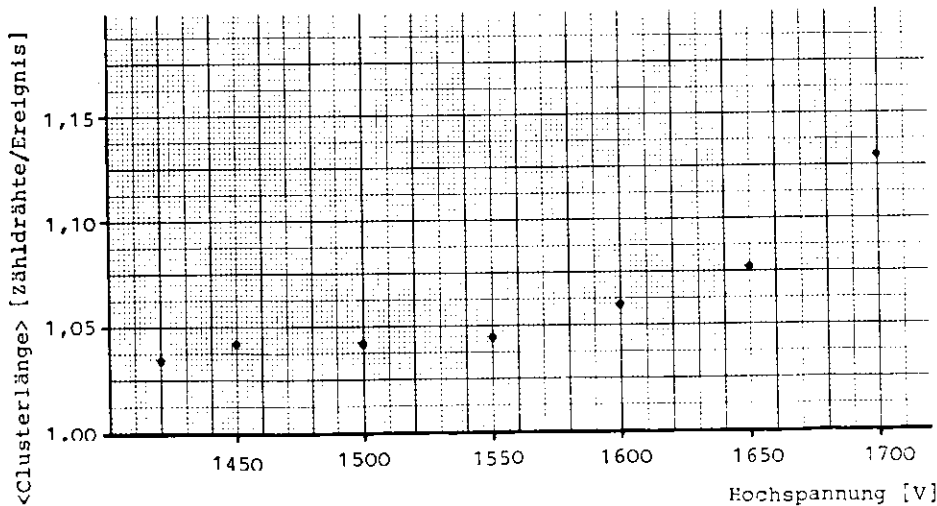


Abb. 22: Mittlere Clusterlänge einer einzelnen Zählrohrlage

2.2.5 Stromaufnahme

Für jede Myonkammer wurde die Stromaufnahme für Hochspannungen zwischen 1100 V und 1800 V in Abständen von 100 V gemessen. Dabei zeigten sich Unterschiede zwischen den Kammern, die auf Kriechströme an den Verschlußstopfen der Rohre zurückgeführt werden konnten. In Abb. 23 sind zwei Extremfälle gezeigt. Da sich diese Ströme je nach Höhe der Luftfeuchtigkeit änderten, sind hygroskopische Verunreinigungen an der Oberfläche anzunehmen, die vermutlich während der Montage durch "Anfassen mit den Fingern" entstanden sind. Eine Beeinflussung der Kammerfunktion ist dadurch aber nicht gegeben. Im Mittel ist der Stromverbrauch einer Kammer bei Betriebsspannung von 1650 V kleiner als 0,4 μ A, Einzelwerte bis zu 1 μ A sind normal.

Die maximale Betriebsspannung ist durch das Einsetzen von Geigerimpulsen gegeben. Dabei wird die Absorptionskapazität des Löschgases (Propan) durch Photonen im UV-Bereich überschritten, so daß sich die Gasentladung entlang des Drahtes verbreitert. Durch diesen Effekt können zwar sehr hohe Signale gewonnen werden, aber es verschlechtert sich die Zeitauflösung und die Totzeit steigt rasch an. Darüber hinaus ist der Betrieb im Geiger-Müller-Bereich im allgemeinen instabil und führt zu kontinuierlicher Entladung oder zu Funken, die die empfindlichen Zählrohre zerstören können. Abb. 24 zeigt eine mikroskopische Aufnahme eines Zählrohres von 40 μ m Durchmesser, der durch Funken beschädigt wurde.

Der Übergang in den Geiger-Müller-Bereich kann aus der Hochspannungsabhängigkeit des Stromes bestimmt werden, da die starke Gasentladung im Geiger-Müller-Bereich zu hohen Strömen ($> 10 \mu$ A) führt. Für die Myonkammer liegt der Punkt des raschen Stromanstiegs bei 1700 V (Abb. 23). Die gewählte Betriebsspannung von 1650 V liegt zwischen den durch sinkenden Wirkungsgrad (1500 V) und Einsatz des Geigerbereiches (1700 V) gegebenen Grenzen. Diese beiden Grenzen sind abhängig von dem verwendeten Gasgemisch. Um bei eventuellen Verschiebungen der Grenzen oder Schwankungen in der Hochspannung möglichst sicher zu liegen, wurde die Betriebsspannung nicht in der Mitte gewählt, sondern näher an dem durch Stromüberwachung leicht kontrollierbaren Geigerübergang.

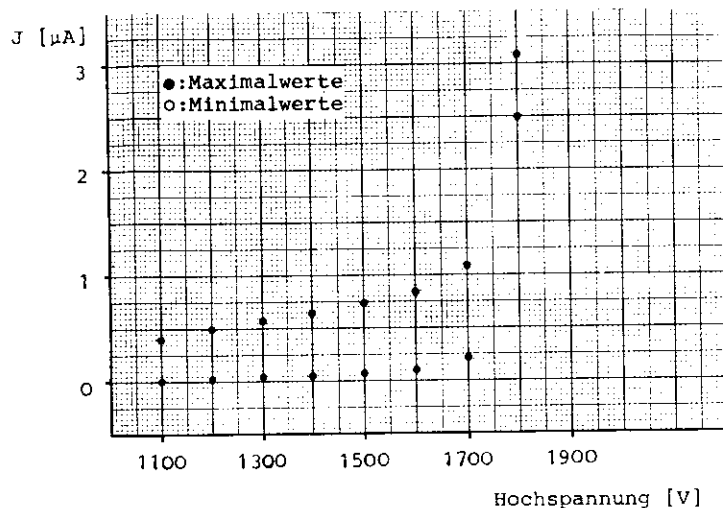


Abb. 23: Kammerströme in Abhängigkeit von der Hochspannung

Tab. 5: Eigenschaften der Myonkammern

Betrieb mit Ausleseelektronik des PLUTO	
Gas:	Ar 90 %, Propan 8,5 %, Methylal 1,5 %
Plateauhöhe des Wirkungsgrades	$\eta = 0,9997 \pm 0,0002$
Beginn des Plateaus	1500 V
Beginn des Geiger-Müller-Bereiches	1700 V
Betriebsspannung	1650 V
mittl. Clusterlänge pro Zählrohrlage	1,1
Stromaufnahme (ohne zusätzliche Strahlung)	$\leq 1 \mu$ A

2.2.6 Gasverbrauch

Die Myonkammern werden mit dem gleichen Gasgemisch betrieben, mit dem auch die übrigen Proportionalkammern des PLUTO versorgt werden. Es besteht aus 90 % Argon, 8,5 % Propan und 1,5 % Methylal (Formaldehyddimethylacetal: $\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$). Die geringe Beimischung an Methylal verhindert dabei die Verschmutzung der Kammern durch den Malter-Effekt (MAL36), der bei hohen Zählraten zur Verkürzung der Lebensdauer der Kammern führt (SAU77).

Das Gemisch wird in einer sich selbst regelnden Gasmischanlage auf dem Elektronikwagen kontinuierlich erzeugt und über einzelne Durchflußregler mit Überdrucksicherung und Rückflußmelder an die Kammern verteilt. Der maximal erreichbare Gasdruck von 30 mm Wassersäule (gegen die Abgasleitung gemessen) reicht aus, um 2 große oder 3 kleine Myonkammern in Reihe zu schalten. Die Durchflußmenge wird dabei größer als 0,03 l/min pro Kammer gewählt, da sich an einzelnen Kammern Undichtigkeiten zeigten, die zur Sauerstoffverunreinigung des Kammergases bei kleineren Durchflußgeschwindigkeiten als 0,02 l/min führten. Ursache dieser Lecks waren Fertigungstoleranzen der Messingrohre, die bei zu großem Radius durch den Kammerahmen zu elliptischem Querschnitt zusammengedrückt wurden, so daß die Gummi-O-Ringe die entstandene Lücke zum Verschlußstopfen nicht mehr vollständig abdichteten.



Abb. 24: mikroskopische Aufnahme eines durch Funken beschädigten Zähldrahtes (Durchmesser 40 μ m) (aus DIM70)

3. Experimentelle Bestimmung von elektroneninduzierten Kaskadenschauern in großen Materietiefen

Die Wahrscheinlichkeit von Fehlidentifizierungen von Elektronen oder Hadronen als Myonen ist bestimmt durch deren Durchdringungswahrscheinlichkeit durch das Absorbermaterial und ihre Nachweiswahrscheinlichkeit in den Kammern. Für Elektronen und Hadronen lassen sich wegen ihrer komplizierten Wechselwirkung mit Materie keine so einfachen Rechnungen durchführen wie für Myonen (siehe Kap. 1.6). Genaue Wahrscheinlichkeiten für das Durchdringen des Absorbers lassen sich für diese Teilchen nur mit umfangreichen Monte-Carlo-Methoden ermitteln oder müssen experimentell bestimmt werden.

Hochenergetische Elektronen verlieren ihre Energie in Materie durch Entwicklung eines Kaskadenschauers. Dabei verteilt sich die Energie des Primärteilchens durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung schnell auf viele Teilchen, bis die Energieverluste durch Ionisation überwiegen und die Schauerentwicklung aufhört. Die prinzipiellen Phänomene und eine analytische Beschreibung der longitudinalen Entwicklung eines Schauers sind in ROS52 behandelt worden. Die notwendigen Näherungen beschränken jedoch die quantitative Gültigkeit analytischer Berechnungen auf den Bereich in der Nähe des Schauermaximums, dessen Tiefe sich nach

$$T(E_0) = 0,96 \ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_0} \right) \cdot X_0$$

E_0 = Primärenergie

ϵ_0 = kritische Energie (bei der der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich sind)

X_0 = Strahlungslänge des Materials

berechnet und für Eisen bei 4 GeV Primärenergie 5,04 Strahlungslängen, bzw. 8,9 cm beträgt. Für größere Materiedicken sind Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt worden, die gute Übereinstimmung mit experimentellen Messungen der Energiedeponierung im Material ergeben (siehe z.B. CRA67). Danach nimmt die Anzahl der Sekundärteilchen in großen Materietiefen annähernd exponentiell ab, wobei

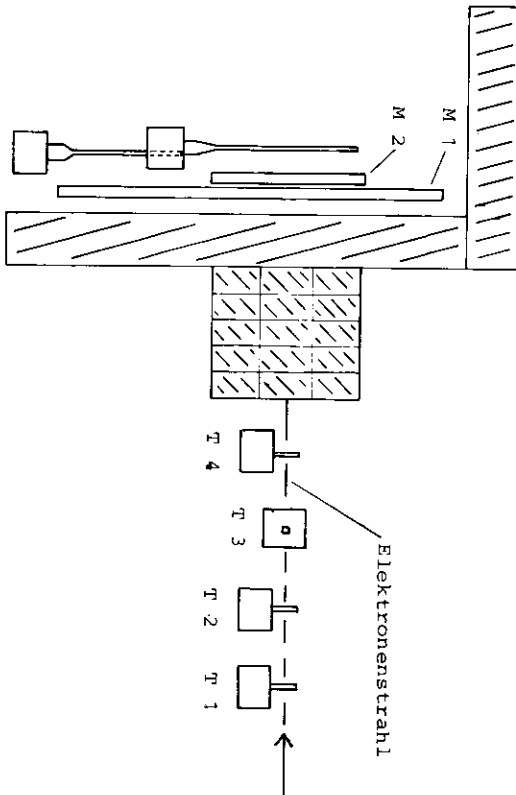
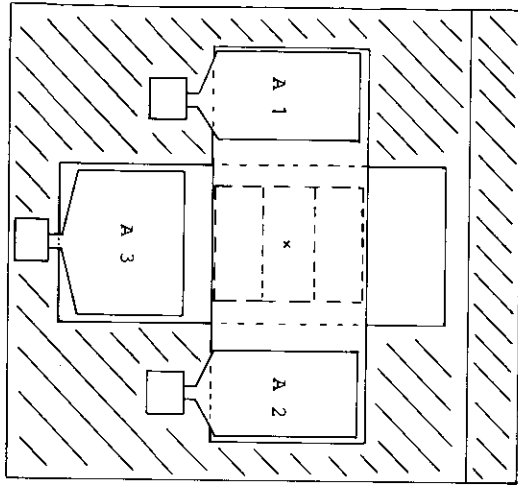
der Hauptteil der Energie von Photonen minimaler Absorption übernommen wird. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Ausläufer des Schauers hängt damit wesentlich von dem durch Art und Aufbau des Detektors bestimmten Ansprechvermögen (Konversionsvermögen) auf Photonen ab.

Um die Fehlidentifizierung solcher Schauerläufer als Myonen zu bestimmen, wurde mit den Myonkammern die Nachweiswahrscheinlichkeit für Eisendicken von 20 bis 70 cm und Primärelektronenergien von 2 und 4 GeV am DESY-Elektronenteststrahl gemessen. Der experimentelle Aufbau und die Ergebnisse werden im folgenden beschrieben.

Ein entsprechendes Experiment, mit dem für Hadronen die Durchdringungswahrscheinlichkeit von Eisenabsorbern bestimmt wurde, ist anschließend am CERN durchgeführt worden (RÖS78).

3.1 Experimentaufbau

Abb. 25 zeigt den Aufbau am DESY-Teststrahl 14. Als Triggerzähler wurden 4 Szintillationszähler verwendet, von denen die beiden letzten einen Strahlquerschnitt von $5 \times 5 \text{ mm}^2$ definierten. Die Eisenabschirmung bestand aus einer 20 cm dicken Eisenplatte, die die beiden gekreuzten Myonkammern vollständig gegen den Strahl abschirmte, und Eisenquadern der Größe $10 \times 20 \times 40 \text{ cm}^3$, die einen Absorberquerschnitt von $40 \times 60 \text{ cm}^2$ bildeten, so daß die Gesamtdicke in 10 cm Schritten zwischen 20 und 70 cm variiert werden konnte. Gegen Untergrundstrahlung vom Synchrotron und verschiedenen möglichen weiteren Quellen, wie Beamgrab und Beton wurden die Kammern nach oben ebenfalls mit einer 20 cm starken Eisenplatte und nach hinten mit großflächigen Szintillationszählern abgedeckt. Diese Antikoinzidenzzähler überdeckten nur die Teile der Kammern, deren Abstand zur Strahlachse mehr als 0,5 m betrug.




T 1 ... T 4 : Szintillator-Triggerzähler
 A 1 ... A 3 : Szintillator-Antizähler
 M 1 , M 2 : Myonkammer
 : Eisen

Abb. 25: Aufbau des Experiments

Abb. 26 zeigt ein Blockschaltbild der Datennahme. Das Trigger-signal wurde durch eine Koinzidenzschaltung der 4 Szintillations-zähler im Strahl in Antikoinzidenz mit den 3 abschirmenden Szin-tillationszählern erzeugt. Nach jedem Signal der Triggerzähler, das bei geöffnetem Gate die Verriegelungseinheit der PDP durchlief, wurde ein 500 ns langes Strobesignal auf die Hauptverstärker gege-ben und damit die Information aus den Myonkammern in den Registern der Hauptverstärker abgespeichert (s. Kap. 1.5). Danach war die Verriegelungseinheit gesperrt, bis die PDP das Ereignis bearbeitet hatte und die Register zurückgesetzt waren. Anders als in der PLUTO-Datenauslese wurde hier die Information nicht über einen Suchlauf ausgelesen, sondern mit Hilfe eines Camac-Interface. Dabei wurden die Daten in 2 Zyklen je Hauptverstärker über ein 16-bit-Camac-Input-Register in die PDP eingelesen und dort in Blöcken zu je 31 Ereignissen auf DEC-Tape geschrieben. Über einen Monitor konnten gleichzeitig Histogramme der Kammern ausgegeben werden, die eine einfache optische Kontrolle des Experiments er-möglichten. Abb. 27 zeigt solche Histogramme für die Absorber-dicken von 20 bis 70 cm. Die Daten auf DEC-Tape wurden später zum IBM-Großrechner übertragen und dort mit FORTRAN-Programmen ausgewertet.

3.2 Untergrund und Korrekturen

Der Untergrund in den Meßdaten wurde in speziellen Runs bestimmt und von den Daten durch zwei Korrekturen abgezogen. Der Raum-strahlungsuntergrund, der für alle Meßreihen als konstant ange-nommen wurde, konnte ohne Elektronenstrahl, aber mit laufendem Synchrotron in Runs gemessen werden, in denen das Strobesignal um den Faktor 100 auf 50 μ s verlängert wurde. Die Einzelzählraten waren trotz Abschirmung mit Eisen und Antikoinzidenzzählern 2,7 mal größer als der durch Höhenstrahlung erwartete Untergrund, während die Koinzidenzzählrate der beiden Myonkammern mit 31/s den erwarteten 30/s entsprach. Daraus läßt sich folgern, daß der zusätzliche nichtkoinzidente Untergrund aus weicher Strahlung bestand, dessen Quellen zu unbestimmten Anteilen das Beamgrab, die Betonabschirmung und Reflexionen von Strahlung aus dem Synchro-tron oder von anderen Experimenten an Hallendecke und -wänden, sogenannter Skyshine, waren. Dieser Untergrund wurde auf die Strobelänge von 500 ns umgerechnet und abgezogen.

Abb. 26: Blockschaltbild des Experiments

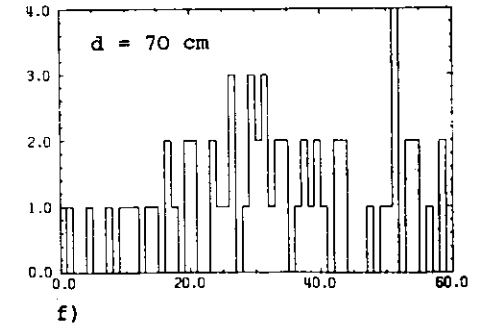
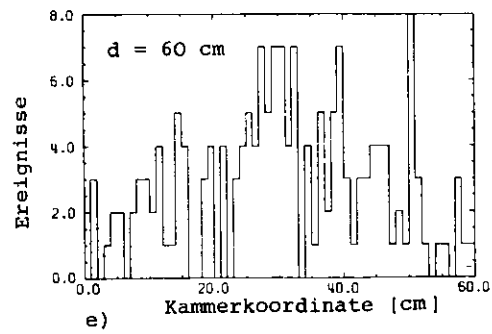
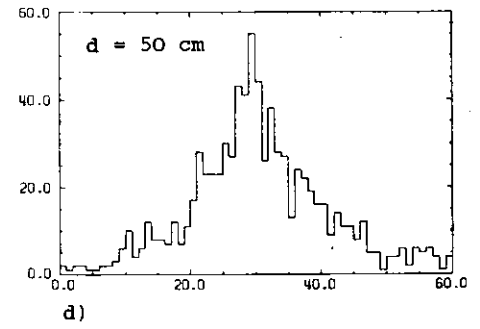
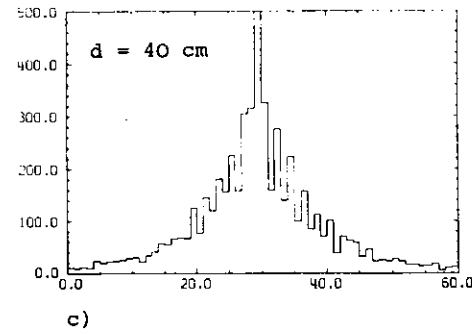
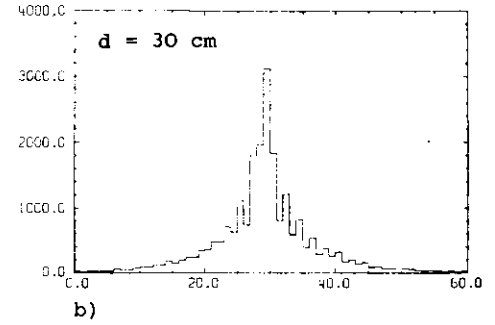
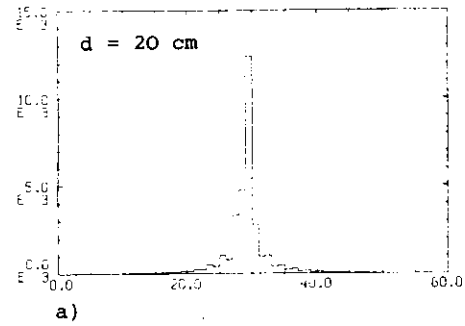
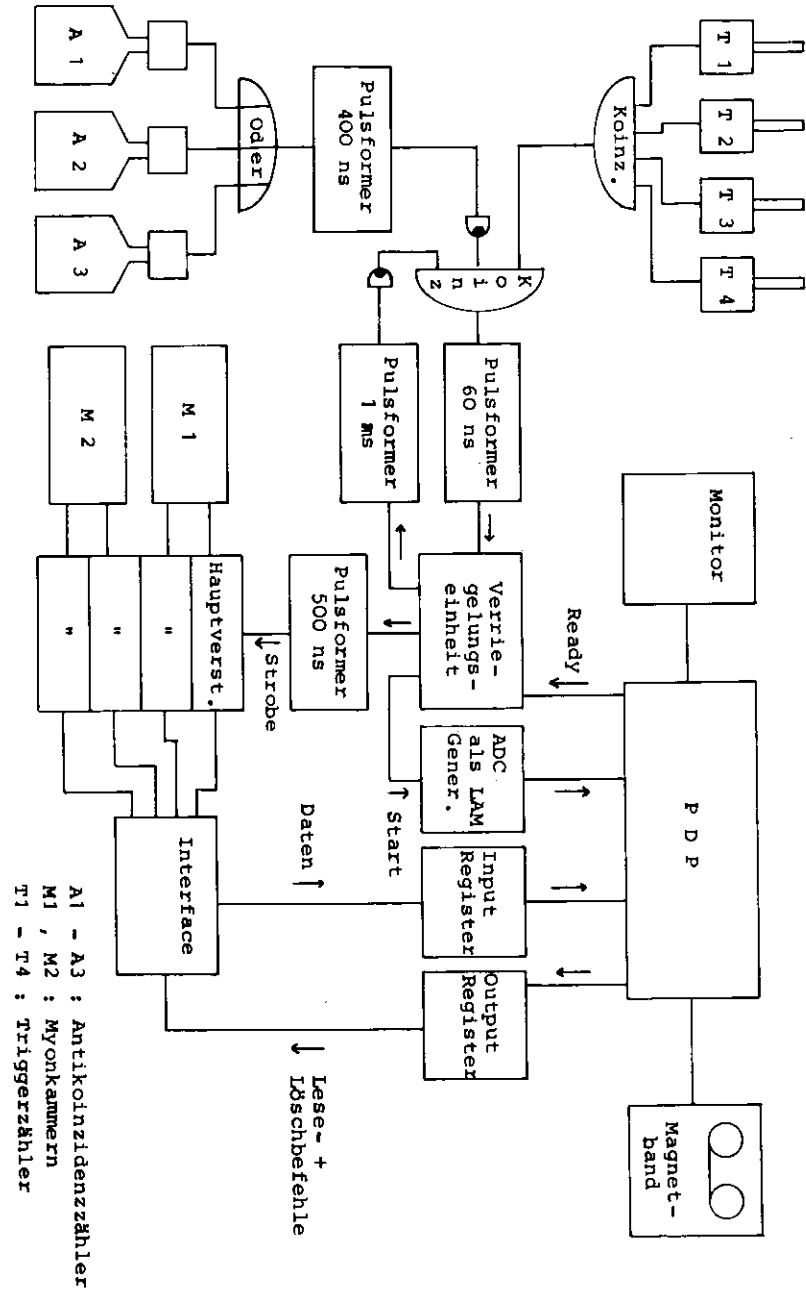


Abb. 27: Histogramme der Rohdaten für verschiedene Absorberdicken d

Für die Korrektur um den Anteil an zufälligen Koinzidenzen von mehreren Strahlenelektronen innerhalb der Strobezeit wurde bei einer Absorberdicke von 20 cm eine Messung mit um 800 ns verschobenem Strobe gemacht. Die Korrektur betrug 1,1 % der gemessenen Zählrate nach Abzug des Raumstrahlungsuntergrundes.

3.3 Ergebnisse

Aus den Zählraten der beiden Myonkammern I und II wurden nach den in Kapitel 3.2 beschriebenen Korrekturen folgende Nachweiswahrscheinlichkeiten für elektroninduzierte Schauer bestimmt:

$$w_I(E_0, t) := (\text{Anzahl der mit Kammer I nachgewiesenen Schauer}) / n_0$$

$$w_{II}(E_0, t) := (\text{Anzahl der mit Kammer II nachgewiesenen Schauer}) / n_0$$

$$w_{I+II}(E_0, t) := (\text{Anzahl der mit Kammer I und II nachgewiesenen Schauer}) / n_0$$

E_0 = Primärenergie (2 GeV und 4 GeV)

t = Dicke des Fe-Absorbers

n_0 = Anzahl der Primärelektronen (= Anzahl der Trigger)

Die beiden Funktionen $w_I(E_0, t)$ und $w_{II}(E_0, t')$ sind identisch, wenn man für die Absorberdicke t' die Summe aus Fe-Absorber und Myonkammer I setzt. Durch logarithmische Interpolation der Meßpunkte wurde aus

$$w_I(E_0, t) = w_{II}(E_0, t-b)$$

die Dicke der Myonkammer zu $5,3 \pm 1,4$ mm Eisenäquivalent bestimmt. Dies entspricht dem für einen homogenen Kupferabsorber mit gleicher Massenbelegungsdichte erwarteten Wert von 5,0 mm Eisenäquivalent.

Die Wahrscheinlichkeiten w_I und w_{I+II} sind in Abb. 28 a, b dargestellt. Für große Absorberdicken (> 30 cm) wurden Funktionen proportional zu $c^{-\lambda \cdot t}$ angepaßt, wobei λ den Abfall der jeweiligen Kurve beschreibt. Für diese Anpassung wurden die Meßpunkte bei 40, 50 und 60 cm benutzt. Die Meßpunkte bei 70 cm Absorberdicke liegen systematisch zu hoch. In Vergleichsmessungen mit Absorbern kleinerer Breiten trat dieses Verhalten schon bei geringeren Dicken dadurch auf,

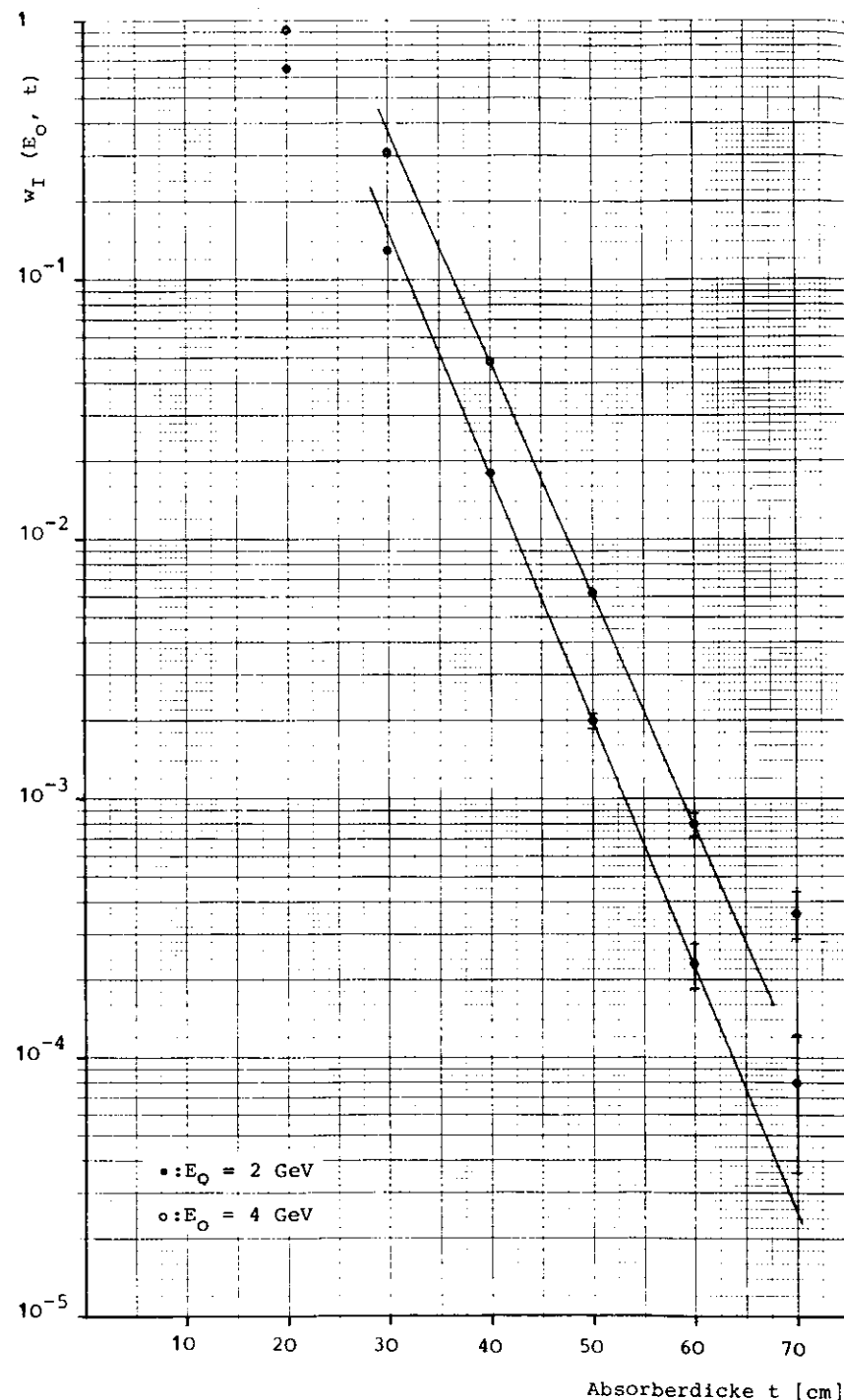


Abb. 28a: Nachweiswahrscheinlichkeit $w_I(E_0, t)$

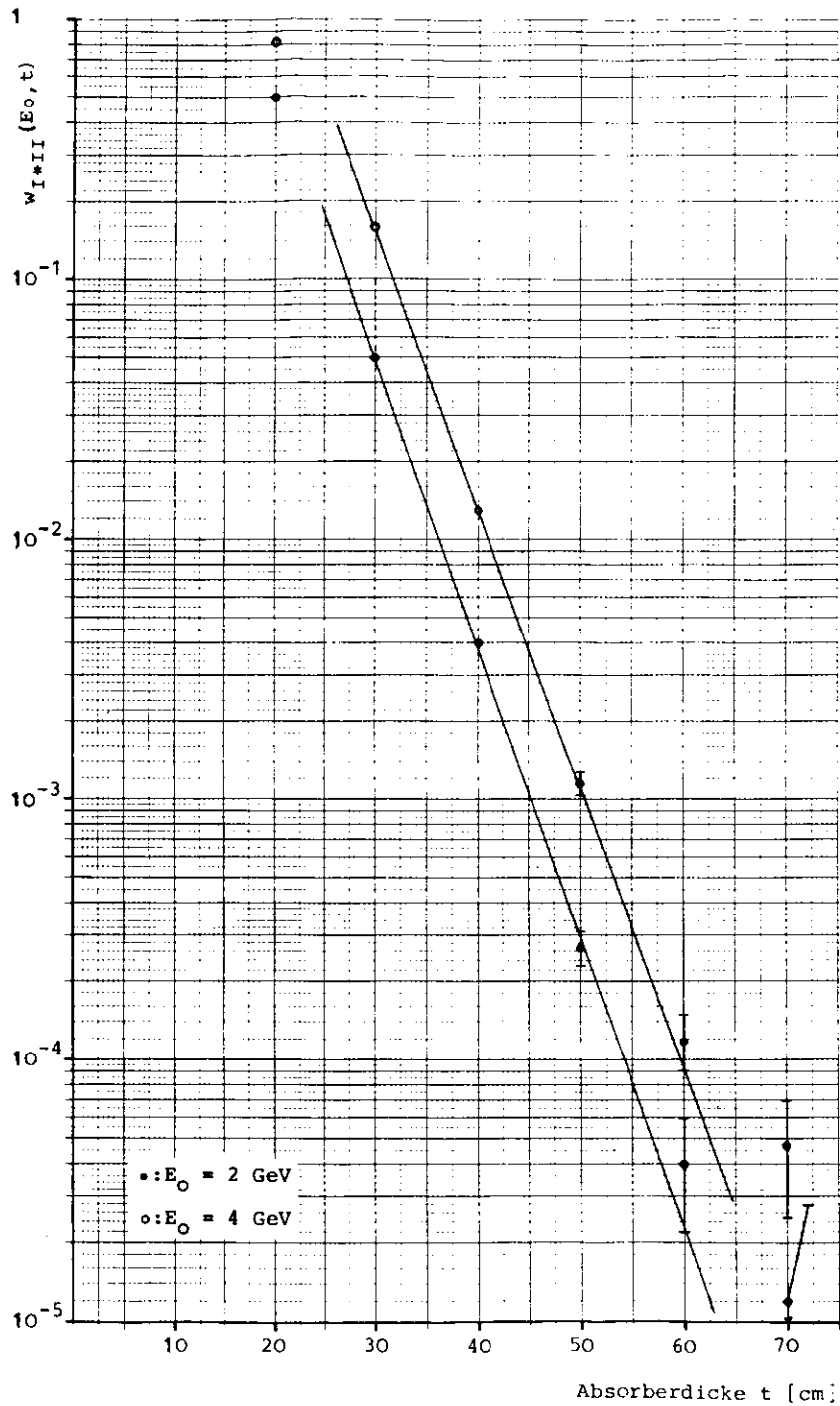


Abb. 28: Nachweiswahrscheinlichkeit $w_{I+II}(E_0, t)$

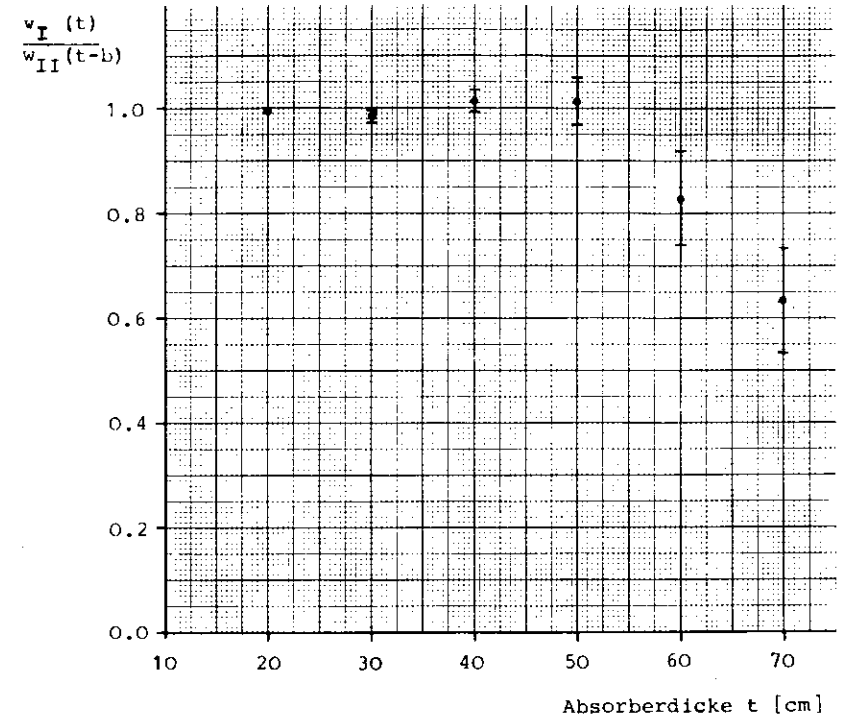


Abb. 29: Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Myonkammern I und II

daß Schauerteilchen das Eisen seitlich für einen Teil des Weges verlassen konnten. Durch den rechteckigen Querschnitt von $40 \times 60 \text{ cm}^2$ des Absorbers führt dieser Effekt für die Myonkammer I zu kleineren Abweichungen als für die Kammer II. Das Verhältnis von $w_I(t)$ zu $w_{II}(t-b)$ (Abb. 29) zeigt, daß diese Asymmetrie bei 70 cm Absorberdicke bereits 35 % beträgt.

Die ermittelten Werte für λ_I und λ_{I*II} sind in Tab. 6 aufgeführt zusammen mit den aus Monte-Carlo-Daten bestimmten Werten λ_{MC} für die Funktion der Elektronenanzahl $n(E_0, t)^*$ in Kupfer, die VÖL67 entnommen wurden. Zum Vergleich sind die Absorptionskoeffizienten λ_{\min} und $\lambda_{\text{en.abs.}}$ für minimalabsorbierte γ -Strahlung in Eisen und Kupfer aufgeführt.

λ_{\min} ist der kleinste Absorptionskoeffizient für γ -Quanten. Photonen, die beim Durchgang durch den Absorber einen Teil ihrer Energie verloren haben, gelten dabei als absorbiert. $\lambda_{\text{en.abs.}}$ hingegen ist der kleinste Absorptionskoeffizient für die Energie der γ -Strahlung. Nur die Energie, die den Absorber nicht verläßt, gilt als absorbiert. Minimalabsorbierte Photonen haben je nach Absorbermaterial eine Energie von einigen MeV, z.B. in Eisen 9 MeV. $\lambda_{\text{en.abs.}}$ gilt nur für kleine Absorberdicken.

Da Photonen, deren Energie in der Nähe des Minimums der Absorptionskurve liegt, die durchdringendsten Komponenten des Schauers sind, kann man nach einem Vorschlag von D. Quinn (CRA77) annehmen, daß sich ähnlich den Mutter-Tochter-Zerfallsraten in radioaktiven Zerfällen ein Gleichgewicht einstellt, das hauptsächlich aus minimalabsorbierten Photonen und deren Reaktionsprodukten besteht. Diese Produkte haben niedrigere Energie und werden stärker absorbiert, so daß sich ein zusammengesetzter Absorptionskoeffizient ergibt, der etwas kleiner als λ_{\min} ist.

Die mit Monte-Carlo-Rechnungen und die mit einer Myonkammer bestimmten Absorptionskoeffizienten liegen zwischen λ_{\min} und $\lambda_{\text{en.abs.}}$ und zeigen gute Übereinstimmung mit dem Modell.

* Elektronen mit einer Energie größer als 1,5 MeV

Tab. 6: Absorbtionskoeffizienten [(Strahlungslängen)⁻¹]

	in Fe	in Cu
λ_{\min}	0,407 ^a	0,388 ^b
$\lambda_{\text{en.abs.}}$	0,274 ^a	0,256 ^b
λ_I (2 GeV)	$0,384 \pm 0,009$	
λ_I (4 GeV)	$0,360 \pm 0,006$	
λ_{I*II} (2 GeV)	$0,464 \pm 0,026$	
λ_{I*II} (4 GeV)	$0,421 \pm 0,014$	
λ_{MC} (1 GeV)		0,377 ^c
λ_{MC} (3 GeV)		0,375 ^c
λ_{MC} (6 GeV)		0,356 ^c
Strahlungslänge	1,76 cm	1,43 cm
Spez. Dichte	7,87 g/cm ³	8,96 g/cm ³
kritische Energie	23,3 MeV	21,8 MeV

- a Werte entnommen aus LEI65
- b Werte entnommen aus CRA67
- c Werte entnommen aus VÖL67

Das Ansprechvermögen $\eta(E_0, t)$ der Myonkammer auf die Schauer-
teilchen wurde bestimmt als

$$\eta(E_0, t) = w_{I*II}(E_0, t) / w_{II}(E_0, t)$$

und ist in Abb. 30 dargestellt. Der Verlauf bestätigt, daß die
Weglänge der Elektronen mit zunehmender Schauertiefe kürzer wird
und die Ausbreitung des Schauers hauptsächlich von Photonen über-
nommen wird.

Die mit zwei Myonkammern in Koinzidenz bestimmte Nachweiswahr-
scheinlichkeit $w_{I*II}(E_0, t)$ ist um den Faktor $\eta(E_0, t)$ kleiner
als $w_I(E_0, t)$. Es ergibt sich deshalb ein größerer Wert für
 λ_{I*II} .

Die Monte-Carlo-Daten $\pi(E_0, t)$ an Kupfer ergeben gute Überein-
stimmung mit den an Eisen gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeiten
 $w_I(E_0, t)$, wenn man die Absorberdicke im Verhältnis der Strahlungs-
längen und die Primärenergie im Verhältnis der kritischen Energien
der Absorbermaterialien umskaliert. Wählt man als Scharparameter
feste Nachweiswahrscheinlichkeiten w , so ergibt sich in dem durch
Experiment und Monte-Carlo-Rechnung abgedeckten Bereich eine
logarithmische Abhängigkeit der Absorberdicke von der Primärenergie
(Abb. 31). Die mit der Dicke des Absorbers zunehmende Abweichung
der Monte-Carlo-Daten vom Experiment kann durch die in der Monte-
Carlo-Rechnung verwendete Abschneideenergie erklärt werden. Dort
wurden nur Elektronen mit einer Energie oberhalb von 1,5 MeV berück-
sichtigt.

3.4 Fehlidentifizierung von Elektronen als Myonen am PLUTO

Ein Elektron wird dann als Myon identifiziert, wenn es nicht durch
Schauerbildung im Innendetektor als Elektron klassifiziert wird und
in einer Myonkammer nachgewiesen wird. Die Wahrscheinlichkeit der
Fehlidentifizierung ist deshalb

$$w(e + \mu) = \delta \cdot (1 - \eta_e)$$

mit δ = Nachweiswahrscheinlichkeit des Elektrons in der Myonkammer
und η_e = Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen im Innendetektor

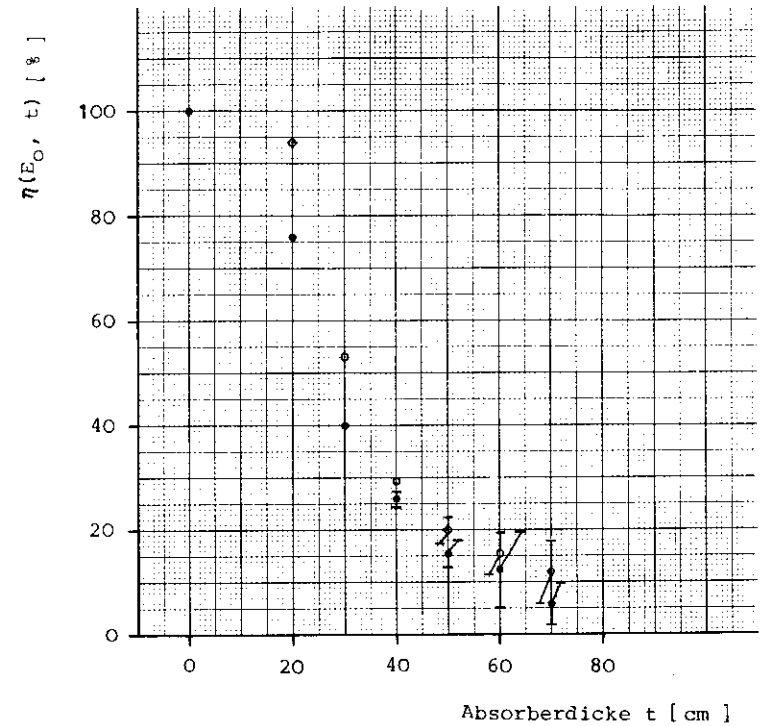
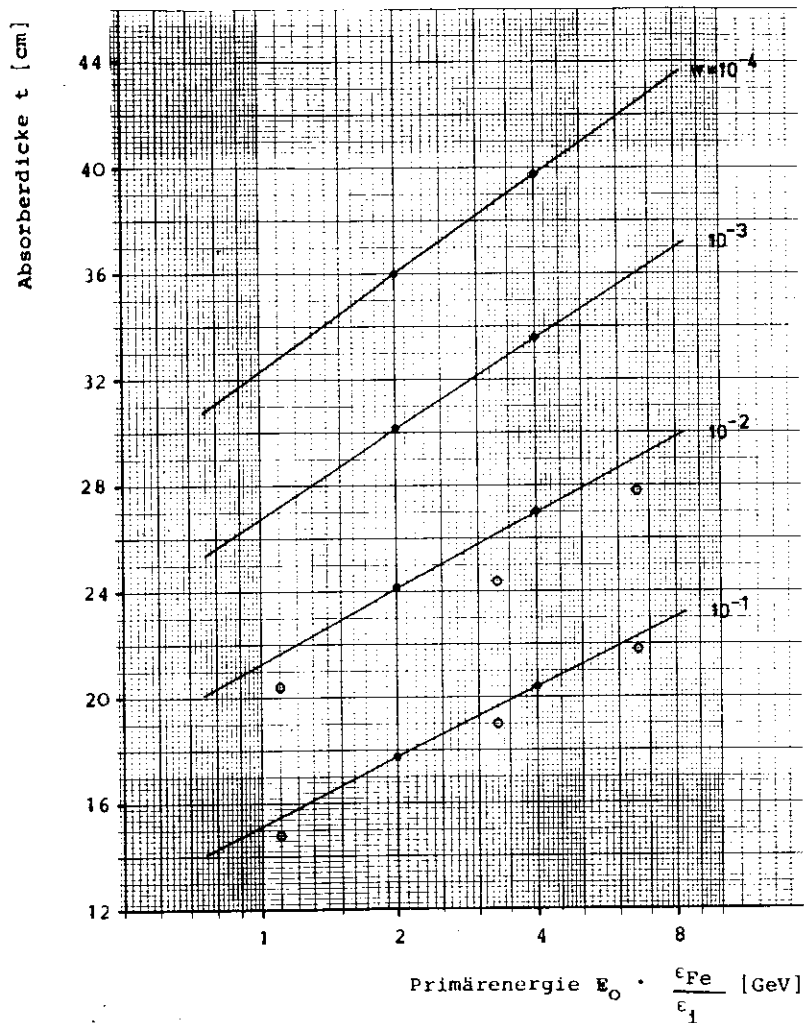


Abb. 30: Ansprechvermögen $\eta(E_0, t)$ auf Schauerpartikeln



- : Experiment (Fe)
- o: Monte-Carlo (Cu) aus VÖL67
- c: kritische Energie

Abb. 31: Absorberdicke für vorgegebene Nachweiswahrscheinlichkeiten w in Abhängigkeit von der Primärenergie

Ein Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt kommt, muß an der dünnsten Stelle des Rückflusjochs 58 cm Eisenäquivalent durchqueren, um eine Myonkammer zu erreichen. Aus Abb. 28a ergibt sich für ein Elektron mit einem Impuls von 4 GeV eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $\delta = 1,2 \cdot 10^{-3}$. Die Wahrscheinlichkeit η_e für den Nachweis eines Elektrons durch Schauerbildung an einem Bleikonverter von 2,1 Strahlungslängen, der bis zum Frühjahr 1976 im PLUTO verwendet worden ist, beträgt $\eta_e = 70 \%$, so daß die Fehlidentifizierung nur

$$w(e+\mu) = 3,6 \cdot 10^{-4} \quad (\text{für } p_e = 4 \text{ GeV/c}).$$

beträgt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit η_e für den zur Zeit verwendeten Barrel-Schauerzähler sollte erheblich höher als 70 % liegen, so daß $w(e+\mu)$ noch wesentlich kleiner ist als hier angegeben.

4. Aufbau und Test des Myondetektors

Für den Aufbau des Außendetektors wurde eine Verteilung der Myonkammern gewählt, die eine möglichst große Überdeckung des Raumwinkels ergab. Randbedingungen dafür waren die Geometrie des Eisenjochs mit Basis und die Innenmaße des Hadronabsorbers, der jetzt bei PETRA den Detektor umgibt. Erweiterungsmöglichkeiten, die sich durch den Umbau für PETRA ergaben, wurden ebenfalls berücksichtigt. Der gewählte Aufbau überdeckte 65 % des vollen Raumwinkels und wurde bei PETRA auf 82 % ausgebaut. Um den Rechneraufwand im Myonerkennungsprogramm zu verringern, stehen die Zählrohre der Kammern jeweils parallel zu einer Achse des Koordinatensystems.

Abb. 32 zeigt die Verteilung der Kammern in einer $(\varphi, \cos \theta)$ -Projektion. Von einer Monte-Carlo-Integration des überdeckten Raumwinkels sind darin Schnittpunkte mit Strahlen zu sehen, die im Wechselwirkungspunkt isotrop erzeugt wurden und mindestens durch die empfindliche Fläche einer Myonkammer verlaufen.

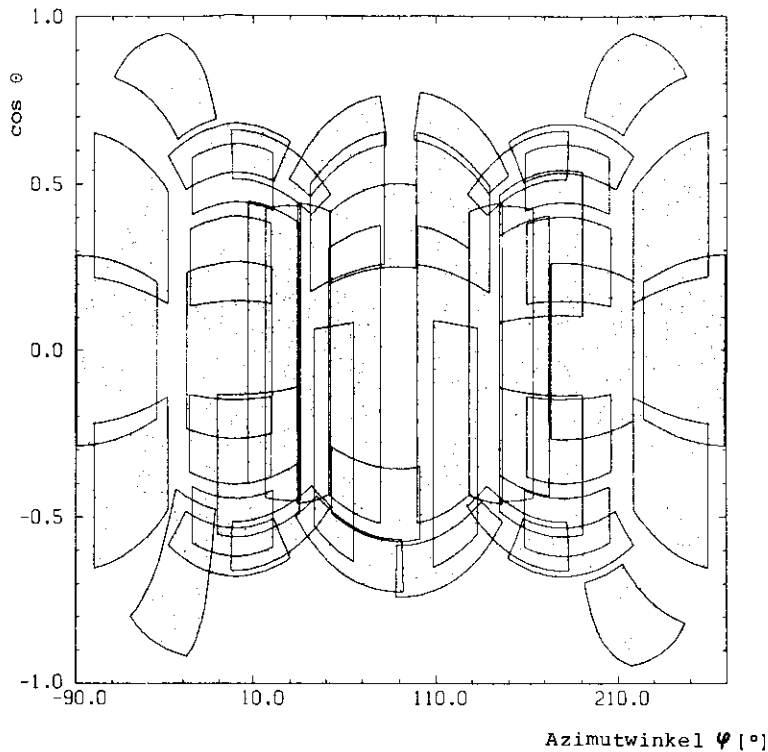


Abb. 32: Verteilung der Myonkammern (Version DORIS 77/78)

4.1 Montage

Die Kammern sind an einem Gerüst aus Eisenvierkantrrohr, $5 \times 5 \text{ cm}^2$, befestigt, das fest mit dem Joch verschraubt ist. Alle Kammern werden in diesem Gerüst durch schraubbare Laschen gehalten, wodurch eine schnelle Montage für eventuelle Reparaturen gewährleistet ist. Die Anschläge und Auflagen für die Kammern sind dabei auf $\pm 2 \text{ mm}$ gegenüber dem Rückflußjoch justiert worden. Abb. 33 zeigt eine Explosionszeichnung des Myondetektors. Es sind darin die Kammernummern angegeben, die in der Codierung der Daten verwendet werden und die gleichzeitig Referenznummern in der Tab. 8 (im Anhang) sind, in der die Koordinaten der einzelnen Kammern angegeben sind.

4.1.1 Hochspannungsversorgung

Die Myonkammern sind über ihre zwei parallelen Anschlüsse zu sieben Hochspannungsgruppen zusammengeschaltet. Für jede Gruppe führt ein Anschlußkabel durch die Kabelkanäle links und rechts des Magnetjochs zur Verteilertafel auf dem Elektronikwagen und von dort zum Kontrollraum, in dem sich die Hochspannungsversorgungsgeräte für den gesamten Detektor befinden. Sämtliche Hochspannungsgeräte sind sowohl manuell, als auch elektronisch durch den Kleinrechner PDP 11/45 einstell- und überwachbar. Die elektronische Strombegrenzung der Geräte ist für jede Hochspannungsgruppe auf $30 \mu\text{A}$ eingestellt. Die Betriebsspannung beträgt 1650 V und liegt damit im letzten Drittel des Plateaus, das von 1500 V bis 1700 V reicht (Kap. 2.2). Über einen Hauptschalter können alle Hochspannungsversorgungen abgeschaltet werden, z.B. um die Kammern während der Injektion in den Speicherring vor zu hohen Strömen bei Strahlverlust zu schützen. Die Verteilung der Kammern auf die Hochspannungsgruppen ist in Tab. 9 (im Anhang) angegeben.

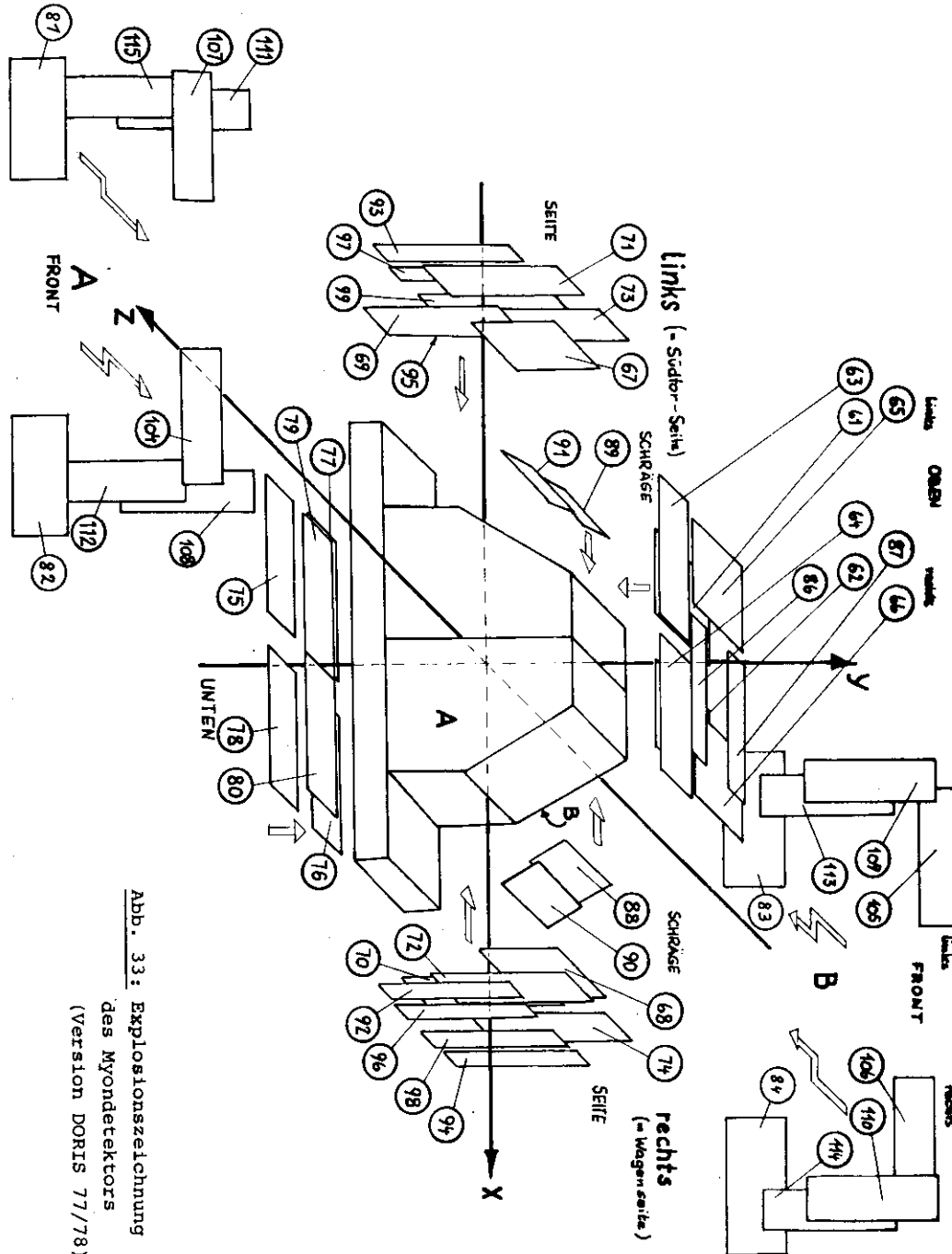


Abb. 33: Explosionszeichnung
des Myondetektors
(Version DORIS 77/78)

4.1.2 Gasversorgung

Das Kammergas (Kap. 2.2.6) wird in der sich selbst regelnden Gasmischanlage auf dem Elektronikwagen kontinuierlich gemischt und über Gasverteiler, deren Durchfluß unabhängig voneinander geregelt werden kann, den Kammern zugeführt. Es sind jeweils 2 große bzw. 3 kleine Myonkammern in Reihe verbunden, so daß 24 Gaskreise entstehen. Das Gas wird über ca. 20 m lange PVC-Schläuche mit 8 mm Innendurchmesser und 2 mm Wandstärke zugeführt und zurückgeleitet. Das Rückflußgas wird über Blasenähler, die den Rückfluß anzeigen, in die Absauganlage der Experimentegrube geleitet. Der Gasverbrauch für die 50 Myonkammern beträgt 1,5 l/min oder 0,09 m³/h bei einem Durchfluß von 0,03 l/min pro Kammer. Die Verteilung der Myonkammern auf die Gasversorgungs-kreise ist in Tab.10 im Anhang angegeben.

4.2 Positionsüberprüfung mit kosmischer Strahlung

Nach der mechanischen Montage und Vermessung, bei der die Kammerpositionen auf ± 2 mm gegenüber dem Rückflußloch bestimmt wurden, wurden die daraus berechneten Koordinaten der Kammern mit Hilfe von Myonen der kosmischen Strahlung überprüft und konnten auf Positionsfehler von ± 1 mm gegen den Innendetektor korrigiert werden.

Die Ereignisse der kosmischen Strahlung wurden mit dem Detektor und der normalen Datenauslese aufgenommen. Dazu wurde der Trigger auf kosmische Strahlung eingestellt und die Unterdrückung kosmischer Ereignisse in der PDP abgestellt. Die mit dem Myonerkenntnisprogramm ermittelten Abweichungen der aus dem Innendetektor extrapolierten Spuren von den mit den Myonkammern gemessenen Spurkoordinaten wurden für jede Kammer in Abhängigkeit von den Koordinaten aufsummiert und gemittelt. Abb. 34 zeigt die Abweichung, wie sie über die Länge einer großen Kammer gemessen wurde. Abb. 35 zeigt die zugehörige mittlere Abweichung ($< \text{Abweichung}^2 >^{1/2}$). Bei genügender Statistik konnten trotz der groben Ortsauflösung von 1 cm durch die Myonkammern und der zusätzlichen Ablenkung durch Vielfachstreuung sehr genaue Mittelwerte bestimmt werden, die es erlaubten, die Positionsfehler in Richtung quer zu den Zähldrähten auf ± 1 mm zu bestimmen.

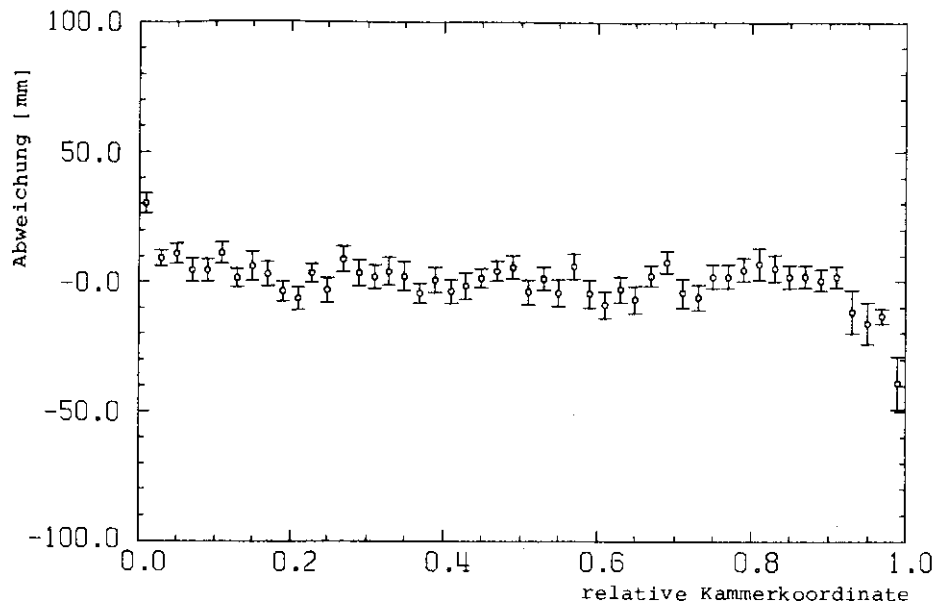


Abb. 34: mittlere Abweichung der gemessenen von der berechneten Spur

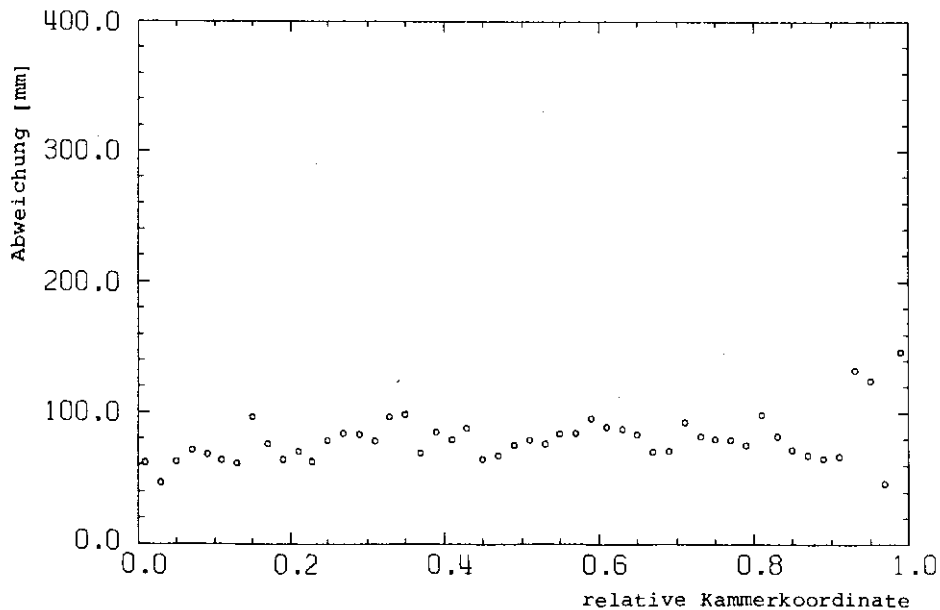


Abb. 35: quadratisch gemittelte Abweichung der gemessenen von der berechneten Spur

4.3 Testmöglichkeiten des Myondetektors

Zur Überprüfung der Funktion des Myondetektors im Fehlerfall oder routinemäßig in größeren Zeitabständen und nach längeren Betriebspausen können die Zähldrähte und die nachfolgende Elektronik mit Testpulsen und mit kosmischer Strahlung getestet werden. Dazu wird statt des im Experiment üblichen PDP-Programms PLURUN das Testprogramm ZYLST verwendet, das keine On-Line-Verbindung zur IBM benötigt und sich in gleicher Weise auch zum Test der Proportionalkammern des Innendetektors eignet. Im Dialogbetrieb erlaubt es die Erstellung von Histogrammen (jeweils 960 Kanäle werden gleichzeitig im Monitordisplay dargestellt und können auch einzeln abgefragt werden) und die Berechnung von Wirkungsgraden, mittleren Clusterlängen und mittleren Funkenzahlen (Anzahl der Cluster) der einzelnen Myonkammern. In drei verschiedenen Betriebsarten können das normale Triggersystem des Detektors, ein Blindtrigger (zufälliger Strobe) oder Testpulse für die Datennahme verwendet werden.

Letztere werden über 2 Testpulszuführungen auf die Eingänge der geraden und ungeraden Kanäle der Vorverstärker (Abb. 36 im Anhang) gegeben. Mit einer Impulsrate von 1 Hz können die Testpulse I (gerade Kanäle) und II (ungerade Kanäle) einzeln oder gleichzeitig verwendet werden. Dabei löst ein einzelner Testpuls den größten im Detektor möglichen Informationsfluß aus, da keine Kanäle zu Clustern (Kap. 1.5.1) zusammengefaßt werden können, während beide Testpulse zu Clustern der Länge 29 (= 30 gesetzte Drähte) führen, für deren Übertragung um einen Faktor 15 weniger Überrahmenworte ausreichen. Unabhängig davon kann der vom Programm erzeugte Strobe zum Speichern der Verstärkersignale in den Flip-Flop-Registern zeitlich verschoben werden und seine Länge zwischen 10 ns und 150 ns in 10 ns Schritten variiert werden, um die zeitliche Streuung der Signale durch die Elektronik zu überprüfen. Für Myonkammern beträgt die Streuung weniger als 30 ns. Elektronische Defekte einzelner Kanäle ergeben im Testpulsbetrieb Abweichungen in den Clusterlängen und Funkenzahlen und, optisch am schnellsten erfaßbar, in den Histogrammen.

Die zweite Testmöglichkeit bietet der Blindtrigger, der zufällig koinzidente Kammer signale ausliest und in die Histogramme einträgt. Als Signalquelle läßt sich dabei die kosmische Strahlung verwenden, mit der alle Myonkammern gleichzeitig getestet werden, oder ein radioaktives Präparat, mit dem in nur wenigen Zählrohren hohe Zählraten erzeugt werden, um z.B. die korrekte Zuordnung von Zähldrähten und elektronischen Kanälen zu überprüfen. Wegen der geringen Koinzidenzwahrscheinlichkeit sind Stroberaten in der Größenordnung 10^4 bis 10^6 Hz notwendig, um ausreichende Statistik in wenigen Minuten zu sammeln. Gegenüber dem reinen Elektroniktest mit Testpulsen gehen hier alle Parameter des Zählrohres ein, also auch das Kammergas und die Hochspannung.

Als drittes kann in dem Programm ZYLST auch der normale Experimente-Trigger (z.B. auf kosmische Strahlung eingestellt) verwendet werden, der aber wegen der Akzeptanz des Innendetektors für kosmische Strahlung zu sehr geringer Zählrate und großen Unterschieden in der Form der Histogramme führt.

Zusätzlich zu diesen Tests, die den normalen Betrieb des Experiments unterbrechen und deshalb nur in (längeren) Meßpausen durchgeführt werden, werden aus den bereits zur IBM transferierten Ereignissen des laufenden Experiments mit FORTRAN-Programmen Histogramme der Myonkammern erstellt. Mehrere Runs mit jeweils 30.000 Ereignissen ergeben eine ausreichende Statistik zur Erkennung von Defekten im Myondetektor.

Zusammenfassung

Für das magnetische 4π -Spektrometer PLUTO wurde ein Myondetektor mit 65 % Raumwinkelüberdeckung aufgebaut.

Die dazu verwendeten Proportionalrohrkammern wurden vorher getestet. Sie gestatten eine eindimensionale Ortsauflösung von 1 cm bei senkrechtem Einfall. Bei Verwendung eines Gasgemisches von 90 % Ar, 8,5 % Propan und 1,5 % Methylal und einer Betriebsspannung von 1500 - 1700 V ergab sich für Einteilchenspuren der kosmischen Strahlung ein Wirkungsgrad von $0,9997 \pm 0,0002$. Bei der für den Dauerbetrieb verwendeten Spannung von 1650 V liegt die Clusterlänge 3 % über dem durch die Rohrgeometrie bedingten Plateau.

Für die Bestimmung von Verwechslungswahrscheinlichkeiten von Elektronen mit Myonen im Detektor PLUTO wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit der Myonkammer auf elektroneninduzierte Kaskadenschauer in Eisen bestimmt. Bei Eisendicken von 60 cm, die der PLUTO-Joch-Dicke entsprechen, wurden Nachweiswahrscheinlichkeiten der Größenordnung 10^{-4} bis 10^{-3} gemessen.

An dem aufgebauten Myondetektor wurden die Kammerkoordinaten mit Myonen aus kosmischer Strahlung nachgemessen und verschiedene Tests durchgeführt, um die Funktion des Detektors im normalen Betrieb zu gewährleisten.

Das Rohrkammer system hat sich als robust und im Betrieb über mehrere Monate als sehr zuverlässig erwiesen.

Anhang

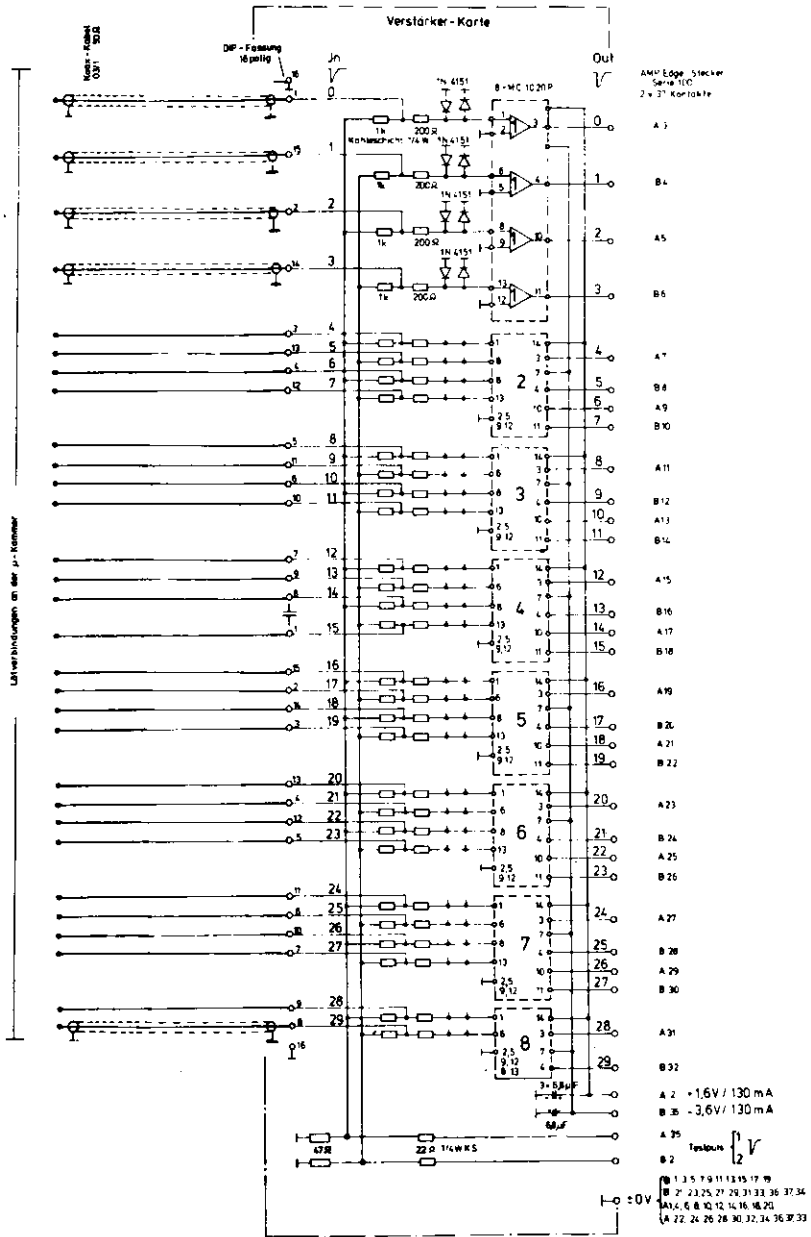


Abb. 36: Vorverstärker der Myonkammern

Tab. 7: Eisendicke d (cm) des PUMO-Jochs in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ und Azimutwinkel φ

φ	θ	0,90°	0,85°	0,80°	0,75°	0,70°	0,65°	0,60°	0,55°	0,50°	0,45°	0,40°	0,35°	0,30°	0,25°	0,20°	0,15°	0,10°	0,05°	0,00°
270°	0°	76	61	65	69	74	80	86	96	85	72	70	68	62	58	58	58	57	62	62
300°	0°	76	61	65	69	74	80	86	97	101	81	74	76	66	62	66	66	66	70	70
330°	0°	76	61	65	69	74	80	86	97	122	99	78	76	71	67	66	66	66	88	88
30°	0°	76	61	65	69	74	80	86	97	122	137	149	130	119	113	113	113	113	88	97
0°	0°	76	61	65	69	74	80	86	97	122	140	130	107	99	99	99	99	99	62	63
30°	30°	76	61	65	69	74	80	86	97	122	115	93	91	83	83	83	83	83	66	66
60°	30°	76	61	65	69	74	80	86	97	106	95	74	72	70	70	70	70	70	66	66
90°	30°	76	61	65	69	74	80	86	97	96	85	70	69	68	68	68	68	68	62	63
	60°	76	61	65	69	74	80	86	97	96	85	74	72	70	70	70	70	70	66	66
	90°	76	61	65	69	74	80	86	97	96	85	74	72	70	70	70	70	70	66	66

Tab. 8: Koordinaten der Myonkammern (Version DORIS 77/78)

Es sind jeweils die Koordinaten von zwei diagonal gelegenen Eckpunkten angegeben.

Kammernummer	Eckpunktkoordinaten mm					
	x _A	y _A	z _A	x _E	y _E	z _E
61	- 228	1744	-1099	-1468	1744	863
62	227	1743	864	1467	1743	1098
63	-2109	1800	408	- 147	1800	1648
64	108	1800	1645	2070	1800	405
65	- 521	1800	-1644	-1761	1800	318
66	749	1797	315	1989	1797	-1647
67	-1905	170	- 961	-1905	1410	1001
68	1898	170	- 982	1898	1410	980
69	-1953	-1592	- 626	-1953	370	614
70	1953	885	620	1953	-1077	- 620
71	2004	- 407	1373	-2004	1555	133
72	2000	1555	-1433	2000	- 407	- 193
73	-2006	- 407	-1437	-2006	1555	- 197
74	2000	1555	-1433	2000	- 407	- 193
75	- 271	-1673	303	-2232	-1673	2233
76	2235	-1673	-1543	273	-1673	- 303
77	- 270	-1673	- 304	-2232	-1673	-1544
78	2241	-1673	303	279	-1673	1543
79	- 11	-1794	- 620	-1973	-1794	620
80	1951	-1794	620	- 11	-1794	- 620
81	-2472	- 416	2423	- 510	-1656	2423
82	462	- 420	1324	2423	-1660	1249
83	-2483	- 422	-2430	- 521	-1662	-2430
84	2324	- 416	- 168	812	-1652	-1419
86	1601	1856	1096	- 361	1856	456
87	1532	1846	-1318	- 430	1846	- 678
88	1451	962	1003	1131	1516	- 959
89	-1463	937	1002	-1143	1491	- 960
90	1760	517	1003	1440	1071	- 959
91	-1770	491	1002	-1450	1045	- 960
92	2053	935	1634	2053	-1027	994
93	-2055	934	1635	-2055	-1028	995
94	2051	934	-1634	2051	-1028	- 994
95	-2052	934	-1635	-2052	-1028	- 995
96	2053	888	926	2053	-1074	286
97	-2052	884	925	-2052	-1078	285
98	2051	887	- 926	2051	-1075	- 286
99	-2057	885	- 925	-2057	-1077	- 285
104	2114	1108	1354	152	1748	1354
105	-1868	1104	-1242	94	1744	-1242
106	1868	1104	-1185	- 94	1744	-1185
107	2135	1108	-1408	- 173	1748	-1408
108	1908	- 218	1126	1268	1744	1126
109	-1893	- 220	-1125	-1253	1742	-1125
110	1895	- 221	-1123	1255	1741	-1123
111	-1910	- 218	1128	-1270	1744	1128
112	1890	884	1175	1250	-1078	1175
113	-1890	889	-1175	-1250	-1073	-1175
114	1890	883	-1174	1250	-1079	-1174
115	-1890	879	1173	-1250	-1083	1173

große Myonkammern

kleine Myonkammern

Tab. 9: Verteilung der Hochspannungsgruppen

Hochspannungsgruppe	zur Gruppe gehörige Kammernummern
1	61, 63, 65, 89, 91
2	62, 64, 66, 86, 87, 88, 90
3	67, 69, 71, 73, 93, 95, 97, 99
4	68, 70, 72, 74, 92, 94, 96, 98
5	105, 107, 109, 111, 113, 115
6	104, 106, 108, 110, 112, 114
7	75, 76, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83, 84

Tab. 10: Verteilung der Gasversorgungsgruppen

Gasversorgungsgruppe	zur Gruppe gehörige Kammernummern
1	61, 63
2	62, 64
3	65
4	66
5	89, 91
6	86, 87
7	67, 69
8	88, 90
9	71, 73
10	68, 70
11	93, 97
12	72, 74
13	95, 99
14	92, 96
15	107, 11, 115
16	94, 98
17	105, 109, 113
18	104, 108, 112
19	75, 77
20	106, 110, 114
21	79, 80
22	76, 78
23	81, 82
24	83, 84

Literaturverzeichnis

ACH78, 1 O. Achterberg, DESY 78/15, März 1978
ACH78, 2 O. Achterberg, Interner Bericht, DESY F 14-78/04,
Juni 1978
BAC77 A. Bäcker, Interner Bericht, DESY F 33-77/03,
Dezember 1977
CRA67 C. J. Crannell, Phys. Rev. 161, (1967), 310
DER75 K. Derikum, Interner Bericht, DESY F 33-75/2,
August 1975
DIM70 Z. Dimcovski, CERN, NP Internal Report 70-16,
May 1970
FRA76 G. Franke, R. Schmitz, DESY 76/64, Dezember 1976
JEN77 H. Jensing, Test eines Schauerzählerringes für
den magnetischen Detektor PLUTO, Diplomarbeit,
Hamburg 1977
JOS69 P. M. Joseph, Nucl. Inst. Meth. 75, (1969), 13
KOP78 B. Koppitz, private Mitteilung
LEI65 O. I. Leipunskii, B. V. Novozhilov, V. N. Sakharov,
The Propagation of Gamma Quanta in Matter,
Pergamon Press, Oxford 1965
MAL36 L. Malter, Phys. Rev. 50, (1936), 48
NAV78 A. Navarro, Interner Bericht, DESY F 14-78/02,
Januar 1978
NEU66 H. Neuert, Kernphysikalische Meßverfahren,
Verlag G. Braun, Karlsruhe 1966
PER72 D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics,
Addison-Wesley Publishing Company, Oxford 1972
ROS52 B. Rossi, High Energy Particles, Prentice Hall Inc.,
New Jersey 1952
RÖS77 M. Rößler, Interner Bericht, DESY F 14-78/01,
Februar 1978
RÖS78 M. Rößler, private Mitteilung
SAU77 F. Sauli, CERN 77-09, 1977
VÖL67 U. Völkel, DESY 67/16, May 1967
ZIM77 W. Zimmermann, private Mitteilung

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Experiments der PLUTO-Kollaboration am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg. Allen Mitarbeitern der Kollaboration möchte ich für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit danken.

Herrn Prof. Dr. G. Weber danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit.

Herrn Dr. U. Timm danke ich für die Vermittlung dieser Arbeit und seine hilfreiche Unterstützung als Gruppenleiter.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Bürger für die Betreuung der Arbeit und für zahlreiche Diskussionen und Hinweise.

Herrn Prof. Dr. H. Meyer danke ich für wesentliche Hinweise und viele Diskussionen.

Herrn R. Schmitz danke ich besonders für die Erstellung der benötigten PDP-Programme und seine unermüdliche Hilfe bei Problemen auf diesem Gebiet.

Besonders danken möchte ich auch Herrn W. Zimmermann für wertvolle Hinweise und seine tatkräftige Hilfe bei allen technischen Problemen.

Den Technikern der Gruppe F 33 danke ich für ihre stetige Hilfe insbesondere bei der Montage des Myondetektors.

Allen nichtgenannten Helfern, angefangen beim Hallendienst bis hin zu den Operateuren des Rechenzentrums, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre, möchte ich hiermit danken.

Nicht zuletzt danke ich Frau Ursula Espe für das sorgfältige Anfertigen der Reinschrift.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.