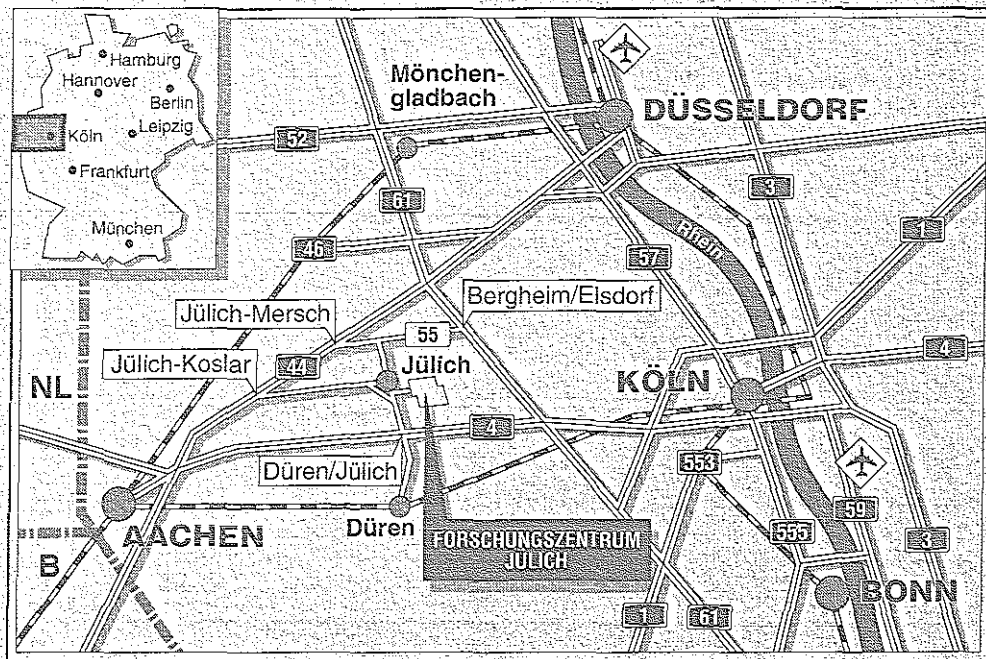


Institut für Kernphysik

**Untersuchungen zu einem modularen
Hochenergiephotonenspektrometer
aus reinen CsI Szintillatoren**

Damian Kopyto



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2892

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jülich-2892

D 38 (Diss. Universität Köln)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon : 024 61 / 61 - 61 02 · Telefax : 024 61 / 61 - 61 03 · Telex : 833556-70 kfa d

Untersuchungen zu einem modularen Hochenergiephotonenspektrometer aus reinen CsI Szintillatoren

Damian Kopyto

1. Definition of the problem
The problem is to find the maximum value of the function $f(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2$ subject to the constraint $x^2 + y^2 + z^2 = 1$.

2. Formulation of the Lagrangian

3. Calculation of the partial derivatives
The partial derivatives of the Lagrangian are:
$$\frac{\partial L}{\partial x} = 2x - 2\lambda x = 0$$
$$\frac{\partial L}{\partial y} = 2y - 2\lambda y = 0$$
$$\frac{\partial L}{\partial z} = 2z - 2\lambda z = 0$$
$$\frac{\partial L}{\partial \lambda} = x^2 + y^2 + z^2 - 1 = 0$$

Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Optimierung von Komponenten zum Bau eines Hochenergiephotonenspektrometers aus reinem CsI für den Nachweis der neutralen pseudoskalaren Mesonen π^0 , η und η' an COSY.

Zu Beginn wird auf die Erzeugung und den Nachweis von π^0 , η und η' eingegangen. Dazu werden die bisher vorhandenen wichtigsten experimentellen Daten und deren theoretische Beschreibungen kurz vorgestellt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Untersuchung der η -Produktion.

Diese Mesonen zeichnen sich durch ihren Zerfall in zwei γ -Quanten aus und können deshalb mit Hilfe eines Photonenspektrometers nachgewiesen werden. Bei Ausnutzung der vollen Luminosität in COSY-Experimenten werden schnelle Szintillatoren mit dominierenden Zeitkonstanten unter 100 ns benötigt. Reines CsI besitzt Zeitkonstanten von 10 und 30 ns mit einem Anteil $> 80\%$. Daher wird ein Konzept eines 2-armigen Schauers aus reinem CsI vorgestellt. Aufschlüsse über die Energieauflösung eines solchen Kalorimeters soll ein Testmodul liefern, das aus $5 \cdot 5$ CsI(pur)-Pyramidenstümpfen aufgebaut wird, von denen jeder eine Länge von 30 cm und eine Winkelakzeptanz von $6^\circ \cdot 6^\circ$ besitzt. Die Geometrie des Moduls ist so beschaffen, daß seine Erweiterung zu einem 2-armigen Schauerzähler jederzeit möglich ist.

Es wurden bislang 14, mit Teflonfolie umwickelte Kristalle für das Testmodul getestet. Ihre Energieauflösung variiert bei 0.66 MeV zwischen 20 und 25 % FWHM. Das Verhältnis ihrer schnellen Komponenten (gemessen im Zeitfenster von 100 ns) zum gesamten Licht (Zeitfenster: 3 μ s) lag zwischen 72 und 81 %. Die für einen Schauerzähler wichtige Eigenschaft ist eine geringe Ortsabhängigkeit der Lichtnachweiseffizienz der Kristallelemente: 7 der gelieferten Pyramidenstümpfe weisen Werte $< 3\%$ auf und entsprechen so unseren Anforderungen. Des weiteren wurde eine Methode gefunden, die es erlaubt, die Ortsabhängigkeit auf die geforderten Werte hinzutrimmen. So konnte für die Ortsabhängigkeit eines Kristalls sogar ein Wert von 1.1 % erreicht werden. Die Energieauflösung betrug dabei 22 % FWHM. Eine Messung der Energieauflösung mit 20 MeV Protonen lieferte einen Wert von 7 %. Unter der Annahme reiner Photonenstatistik als Ursache für die Linienbreite wurde ausgehend von der 0.66 MeV γ -Linie (Energieauflösung: 20 % FWHM) für die relative Linienbreite der 20 MeV Protonen ein Wert von 5 % FWHM abgeschätzt.

Für die Energieeichung der einzelnen Detektorelemente in einem dynamischen Bereich zwischen 1 MeV und 1 GeV mit niederenergetischen γ -Quellen wurde die Ladungsantwortfunktion des im Testmodul zu verwendenden Photoelektronenvervielfachers in Abhängigkeit von der Lichtintensität bestimmt. Dazu wurden die schnellen Lichtsignale des CsI(pur) mit Hilfe einer gepulsten Laserdiode simuliert. Dabei wurde die Lichtintensität mit einem weiteren Photomultiplier, der in seinem linearen Bereich betrieben worden war, überwacht. Die Messung ergab, daß der Photomultiplier bei 40 MeV (bezogen auf einen

CsI(pur)-Referenzkristall mit einer etwa doppelt so hohen Effizienz des nachweisbaren Lichtes im Vergleich zu den langen Pyramidenstümpfen) um 4 % und bei 300 MeV um 38 % vom linearen Verhalten abweicht, während er bei 500 MeV ($\hat{=}$ 1 GeV bei den langen Kristallen) eine Abweichung von 50 % zeigt. Ferner wurde beobachtet, daß das Verhältnis der Pulshöhen am Anodenausgang zu den Pulshöhen am Ausgang der achten Dynode konstant blieb. Somit scheiden Raumladungseffekte an den letzten PM-Stufen als Ursache der Nichtlinearität aus. Weitere Untersuchungen haben gezeigt, daß die Linearitätsabweichung bei Herabsetzung der Spannung zwischen der Photokathode und der ersten Dynode, von ursprünglich 166 V auf 13 V, nur noch 2 % bei 300 MeV (bezüglich des Referenzkristalls) beträgt.

Die Ladungsantwortfunktion wurde mittels minimalionisierender Teilchen aus kosmischer Strahlung überprüft. Die Teilchen durchquerten dabei den 30 cm langen Kristall in Längsrichtung und deponierten eine mittlere Energie von 205 MeV. Das Ergebnis ist mit der mit Hilfe des Lichtpulsers bestimmten Nichtlinearität des Multipliers vereinbar.

Schließlich wurde unter Berücksichtigung der Ladungsantwortfunktion des PM ein Vorschlag zum Konzept der Ausleseelektronik gemacht. Dazu wurde ein schneller Vorverstärker (Anstiegszeit 2 ns) aufgebaut und getestet, mit dem die Pulshöhen an den Empfindlichkeitsbereich der ADC's angepaßt werden können.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Produktion und Nachweis von neutralen pseudoskalaren Mesonen	3
2.1	Erzeugung von π^0 , η und η'	3
2.2	Nachweis neutraler Teilchen	7
2.2.1	Kinematik des 2γ -Mesonenzerfalls	8
2.2.2	Identifikation der Mesonen	9
2.2.3	Der γ -Schauerzähler	10
3	Anforderungen an ein COSY-γ-Spektrometer	14
3.1	Die Ratenverträglichkeit	15
3.2	Energieakzeptanz des Kalorimeters	16
4	Der 2-Arm Schauerzähler für COSY Experimente	18
4.1	Reines CsI und andere anorganische Szintillatoren	18
4.2	Aufbau des modularen Detektors	20
4.2.1	Nachweis des Szintillatorlichtes	22
4.3	Energieauflösung eines Szintillationszählers für hochenergetische Photonen	23
4.4	Simulation von elektromagnetischen Schauern in CsI	24
5	Testmessungen an CsI(pur)-Pyramidenstümpfen	28
5.1	Lichtsammlung und Ortsabhängigkeit	29
5.1.1	Manipulation der Ortsabhängigkeit	30
5.2	Energieauflösung bei höheren Energien	34
6	Energieeichung eines Detektorelementes	36
6.1	Laserdiode zur Simulation der Lichtpulse aus CsI(pur)	36
6.1.1	Kalibrierung der Lichtintensität	40
6.2	Bestimmung der Ladungsantwortfunktion des PM	41
6.2.1	Einflüsse des Spannungsteilers auf die Linearität	45
6.3	Kontrolle der Eichung mit Hilfe kosmischer Strahlung	49
7	Auslegung der Elektronik für das Testmodul	54
7.1	Der schnelle Vorverstärker	55
7.2	Schaltungsvorschlag zur gesamten Ausleseelektronik	58
8	Ausblick	60

1 Einleitung

Nach der Entdeckung des Atomkerns durch E. Rutherford 1911 war die Atomphysik geboren. 1930 begann dann die Erforschung des Atomkerns. Später zeigte sich, daß es neben dem Proton und Neutron noch weitere Teilchen gibt. Eines von ihnen, das Pion, das in kosmischer Höhenstrahlung entdeckt worden war, konnte schließlich 1948 in Berkley am dortigen Zyklotron erzeugt werden. Mit der Entdeckung weiterer Teilchen entstand die Elementarteilchenphysik. Ende der sechziger Jahre wurde eine Hypothese, nach der Hadronen aus weiteren Teilchen, den "Quarks", aufgebaut sind, experimentell bestätigt. Da die Elementarteilchenphysiker sich von der Kernphysik abgekoppelt hatten, zwischen beiden Gebieten aber wichtige Wechselbeziehungen bestehen, entstand das, was man heute als "Mittelenergiephysik" bezeichnet. Ihr Interesse gilt dabei sowohl dem Kernaufbau, als auch Mechanismen, die zur Produktion von Teilchen (z.B. Pseudoskalare- und Vektormesonen oder Baryonen wie N , Δ , N^* , ...) führen. Abgesehen von der Pionenproduktion in Nukleon-Nukleon- oder Nukleon-Kern-Stößen sind die Daten zur Erzeugung schwerer Mesonen, wie z.B. K , ω , η und η' , sehr lückenhaft [Fla84].

Insbesondere existieren für die Produktion der neutralen pseudoskalaren Mesonen η und η' an und unterhalb der N-N-Schwelle bei N-Kern-Kollisionen sehr wenige Meßdaten¹. Aber gerade aus solchen Reaktionen hofft man, Aufschlüsse über die Fermiimpulsverteilung der Nukleonen im Kern zu erhalten. Es wurden Wirkungsquerschnitte für die π^0 -Produktion an und unterhalb der N-N-Schwelle gemessen [Bra87], doch könnten Untersuchungen der η -, η' - Erzeugung aufgrund höherer Massen, neben der vollständigen Aufklärung ihres Produktionsmechanismus, Informationen über hohe Impulsanteile oder über Clusterstrukturen der Nukleonen im Kern liefern.

Durch den Zerfall dieser neutralen Mesonen in 2 Photonen hat man die Möglichkeit ihrer Identifizierung mit Hilfe eines Gamma-Spektrometers. Kalorimeter geeigneter Art existieren bereits oder befinden sich in Planung und Bau. Für den Nachweis von π^0 wurden vielfach Bleiglaszähler eingesetzt (z.B. "LAMPF- π^0 -Spektrometer" [Bae81]). Diese besitzen aber eine schlechte Energieauflösung (20-30 % bei 100 MeV) und machen eine präzise Messung der η -Teilchen schwierig und der η' -Mesonen nahezu unmöglich (geringe $\gamma\gamma$ -Verzweigungsverhältnisse). Erst kürzlich wurde ein Programm zur Untersuchung der η -Produktion an und unterhalb der N-N-Schwelle in $p + \text{Kern}$ -Reaktionen in Saclay am dortigen Beschleuniger SATURNE unter Verwendung eines komplexen Detektorsystems "PINOT", das u.a. Bleiglas-Zähler enthält, gestartet [Chi92]. Ergebnisse liegen bislang nur für 1 GeV Protonen beim Beschuß diverser Targets vor (Kap. 2). Szintillationsspektrometer führen zu deutlich kleineren Linienbreiten im γ -Spektrum und erlauben daher eine präzisere Selektion bestimmter Reaktionen. Ein Beispiel eines solchen Kalorimeters ist der Crystal-Barrel-Detektor, der aus CsI(Tl)-Szintillatoren mit Photodiodenauslese besteht [Sch89b]. Seine Energieauflösung skaliert mit der Photonenenergie E_γ wie $\frac{\Delta E}{E} =$

¹Für η' -Erzeugung gibt es lediglich totale Wirkungsquerschnitte für hochenergetische p-p-Stöße bei $T_p = 5135$ MeV ($\sigma_{\text{tot}} = 80$ nb) und $T_p = 11098$ MeV ($\sigma_{\text{tot}} = 1960 \pm 300$ nb) [Fla84].

$R = 5.88 \% / \sqrt{E\gamma/GeV}$ [Koc92] (In der vorliegenden Arbeit wird immer die volle Breite bei halber Höhe (FWHM) angegeben). Ein anderer Zähler, der aus BGO-Szintillatoren aufgebaut ist und ebenfalls Photodioden zur Lichtauslese enthält, ist das Kalorimeter für elektromagnetische Strahlung des L3-Detektors am LEP (CERN) [Sum88]. Die Energieauflösung beträgt bei ihm 11.8 % FWHM bei 100 MeV. Für den Nachweis in Schwerionenneutronenreaktionen gebildeter Mesonen wurde das zweiarmige Photonenspektrometer TAPS gebaut [Bru92]. Bei ihm werden mit Photoelektronenvervielfachern BaF_2 -Kristalle ausgelesen (Energieauflösung: 6 % FWHM bei 186 MeV).

Das COoler SYnchrotron COSY-Jülich wird eine breite Palette an Experimenten der Mittelennergiephysik ermöglichen. Zur Untersuchung der π^0 -, η - und η' -Produktion werden deshalb Forschungs- und Entwicklungsarbeiten im Forschungszentrum Jülich für den Bau eines γ -Spektrometers durchgeführt. In COSY-Experimenten können hohe Teilchenraten auftreten (Kap. 3), so daß das entsprechende Kalorimeter neben hoher Energieauflösung ein schnelles Verhalten aufweisen soll. Die langsamen Szintillatoren CsI(Tl) und BGO sind daher ungeeignet. Auch BaF_2 besitzt neben einer schnellen Komponente ausgeprägte, langsame Lichtanteile (Kap. 4) und ist außerdem sehr teuer.

Das erst seit kurzem als Szintillator verfügbare reine CsI [Kub88] besitzt dagegen einen dominierenden Anteil kurzer Lichtzerfallszeiten (10 und 30 ns), und man erwartet bei höheren Energien eine gute Energieauflösung. Aus diesem Grund beschäftigen wir uns zur Zeit mit dem Bau eines Testmoduls, bestehend aus 25 reinen, pyramidenstumpfförmigen CsI-Kristallen der Länge 30 cm, an die Photoelektronenvervielfacher gekoppelt werden. Dieses Modul soll vor allem Aufschlüsse über die Energieauflösung eines CsI(pur)-Kalorimeters liefern und ist so konzipiert, daß seine Erweiterung zu einem 2-armigen Spektrometer jederzeit möglich wird.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Monte-Carlo-Simulationsrechnungen zur Abschätzung der Leckageeffekte von elektromagnetischen Schauern im Testmodul durchgeführt. Neben Tests einiger bisher gelieferter Kristalle wurde ein einfaches Verfahren gefunden, welches es erlaubt, die Ortsabhängigkeit der Lichtnachweiseffizienz der Pyramidenstümpfe auf Werte unter 2 % zu senken, was zur Erhöhung der Energieauflösung des gesamten Kalorimeters führt. Zur präzisen Messung der Photonenenergien ist eine genaue Energieeichung des Kalorimeters notwendig. Diese muß in unserem Fall in einem dynamischen Bereich von drei Größenordnungen durchgeführt werden. Dies erfordert die Bestimmung der Ladungsantwortfunktion der Photoelektronenvervielfacher. Unter Beachtung dieses Ergebnisses wurde ein Vorschlag zur Ausleseelektronik des Testmoduls gemacht.

2 Produktion und Nachweis von neutralen pseudoskalaren Mesonen

Mesonen sind Teilchen, die aus Quark-Antiquark-Paaren bestehen. Dabei können in der gesamten Wellenfunktion verschiedene Paare miteinander mischen. Kombiniert man die drei Quarks u, d, s mit den Antiquarks $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$, so erhält man $3^2 = 9$ Möglichkeiten, Mesonen aufzubauen. M. Gell-Mann und Y. Ne'eman schlugen 1961 den sog. "achtfachen Weg" zur Einteilung der Hadronen in Gruppen vor. Danach lassen sich acht dieser neun Mesonen zu einem Oktett zusammenfassen (acht freie Parameter der $SU(3)$ -Gruppe). Das neunte bildet ein Singulett. Jenachdem, ob die Spins der Quark-Antiquark-Paare parallel oder antiparallel zueinander stehen, erhält man die Vektormesonen (Spin-Parität: $J^P = 1^-$) oder die pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$). Abbildung 2.1 zeigt die letzteren zu einem Oktett zusammengefaßt. Im Mittelpunkt der Darstellung liegen die neutralen

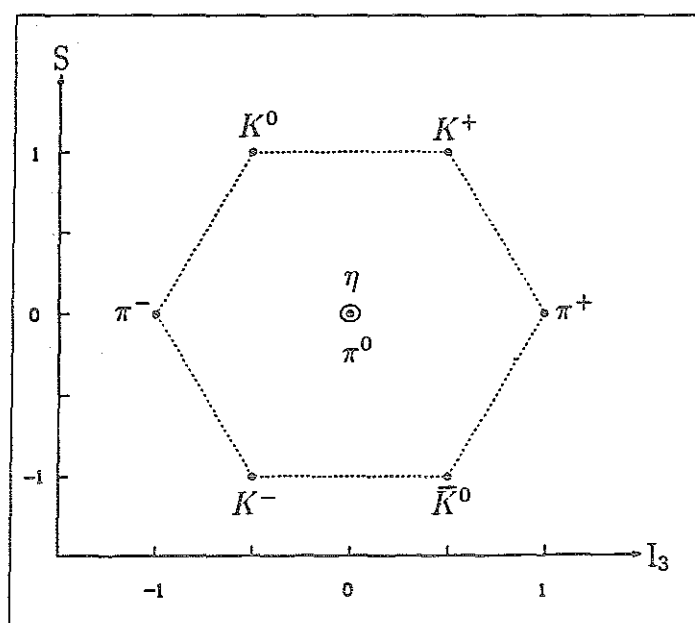


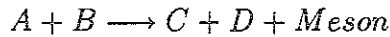
Abbildung 2.1: Oktett der pseudoskalaren Mesonen. Die x-Richtung zeigt die z-Komponente des Isospins, die y-Achse die Seltsamkeit.

Vertreter dieser Hadronen, das π^0 und das η . Innerhalb des Oktetts lassen sich die Mesonen beim Austausch der drei Quarks ineinander transformieren. Das neunte Teilchen, das Singulett, welches nicht im Oktett untergebracht werden kann, ist das η' -Meson. Dieses Teilchen besitzt ebenfalls pseudoskalare Eigenschaften und ist elektrisch neutral. Die Quark-Wellenfunktionen der drei neutralen pseudoskalaren Mesonen sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

2.1 Erzeugung von π^0 , η und η'

Die Kollision zwischen einzelnen Nukleonen oder Atomkernen kann zur Erzeugung von Mesonen führen, wenn die durch die Mesonenmassen festgelegten Energien überschritten werden. Direkt an der Schwelle wird die gesamte kinetische Energie von Projektil und

Targetkern oder Targetnukleon im Schwerpunktsystem in die Masse des neu entstandenen Teilchens umgewandelt. Im Laborsystem wird ein Teil der Energie für die Schwerpunktsbewegung benötigt. Ruhen im Schwerpunktsystem alle Teilchen (mit Ruhemasse $\neq 0$) nach der Reaktion, so stand den Stoßpartnern vorher die für die Teilchenproduktion minimal erforderliche kinetische Energie (sog. Schwellenenergie) zur Verfügung. Man betrachte dazu folgende Zweiteilchenreaktion:



Ein Projektilteilchen A soll auf ein ruhendes Targetteilchen B geschossen werden. Nach der Reaktion entstehen sowohl die Teilchen C und D, als auch ein Meson. Insbesondere können die Reaktionsprodukte C und D mit den Teilchen A und B identisch sein, oder A und B verschmelzen zu einem neuen Teilchen (Fusionsreaktion). Für die Schwellenenergie T_{Schwelle} dieser Mesonenproduktion gilt im Laborsystem folgende Beziehung ($c=1$):

$$T_{\text{Schwelle}} = \frac{(M + m_C + m_D)^2 - (m_A + m_B)^2}{2m_B}. \quad (2.1)$$

Darin bedeuten m_A, m_B, m_C, m_D die Ruhemassen der beteiligten Teilchen und M die Mesonenruhemasse. Für den Spezialfall, daß die kollidierenden Teilchen einzelne Nukleonen sind, spricht man von der Nukleon-Nukleon-Schwelle. Die N-N-Schwellenenergien für die Produktion der π^0 -, η - und η' -Mesonen sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Unter den Teilchen, die am Beschleuniger wie COSY (maximale Protonenenergie: 2.5 GeV) in naher Zukunft produziert werden, nehmen die neutralen pseudoskalaren Mesonen eine Sonderstellung ein: Ihre Lebensdauer ist sehr kurz und sie können direkt in zwei Photonen zerfallen (Tab. 2.1). Diese Mesonen können somit durch die Messung von koinzidenten hochenergetischen Photonen nachgewiesen werden.

Tabelle 2.1: Eigenschaften der π^0 -, η - und η' -Mesonen.

	Masse [MeV]	$T_{\text{NN-Schwelle}}$ [MeV]	Quark- Zusammensetzung	Hauptzerfallskanäle (Verzweigungsverh. [%])	Lebens- dauer [10^{-21} s]
π^0	135	280	$1/\sqrt{2}(d\bar{d} - u\bar{u})$	2γ (98.789), $e^+e^-\gamma$ (1.198)	84000
η	549	1258	$1/\sqrt{6}(d\bar{d} + u\bar{u} - 2s\bar{s})$	2γ (38.9), $3\pi^0$ (31.9), $\pi^+\pi^-\pi^0$ (23.6), $\pi^+\pi^-\gamma$ (4.88)	550
η'	958	2404	$1/\sqrt{3}(d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s})$	$\pi^+\pi^-\eta$ (44.1), $\rho^0\gamma$ (30.0), $\pi^0\pi^0\eta$ (20.6), $\omega\gamma$ (3.00), 2γ (2.17)	3

Ist das Targetteilchen ein Kern (z.B. ^{12}C) und die Teilchenproduktion eine Folge der Wechselwirkung zwischen einem seiner Nukleonen und dem Projektilteilchen, so findet die Teilchenerzeugung nur dann unterhalb der N-N-Schwelle statt, wenn das beteiligte

Targetnukleon mit zusätzlichem Impuls aus der Fermibewegung dazu beiträgt. Die absolute Schwellenenergie ergibt sich dann, wenn man in Formel 2.1 als Targetmasse die gesamte Kernmasse einsetzt. Die Abhängigkeit der absoluten Schwellenenergie von der Targetmasse bei einem Proton-Kern-Stoß für die Erzeugung eines π^0 - und η -Mesons zeigt Abbildung 2.2. Man erkennt daraus, daß sich die Schwellenenergie mit steigender Targetmasse immer mehr der Ruhemasse des Mesons nähert. Dies ist klar, denn mit zunehmender Targetmasse nimmt die Schwerpunktschwindigkeit ab. Somit ist beispielsweise beim Beschuß von ^{12}C eine Produktion der π^0 -Mesonen mit 147 MeV und der η -Mesonen mit 608 MeV Protonenenergie im Laborsystem möglich. Für den Fall, daß das Projektilteilchen ein Kern ist, fällt die absolute Schwellenenergie (pro Nukleon) weiter ab, denn hier muß zusätzlich der Fermiimpuls des an der Reaktion mitwirkenden Projektilnukleons berücksichtigt werden. Umgekehrt hofft man aus der Untersuchung der Mesonenproduktion unterhalb der N-N-Schwelle u.a. auch auf die genaue Fermiimpulsverteilung der Nukleonen schließen zu können. Dabei ist für die Produktion weit unter dieser Schwelle die Existenz besonders hoher Impulskomponenten von großem Interesse.

Die Erzeugung der π^0 -Mesonen unterhalb der N-N-Schwelle wurde sowohl bei Schwerionenstößen [Bra87], als auch bei Kollisionen mittelschwerer und leichter Kerne [Hec86] untersucht. Dabei konnte die Annahme unabhängiger N-N-Stöße als Ursache der π^0 -Produktion für kleinere Strahlenergien als 60 MeV/Nukleon die experimentellen Ergeb-

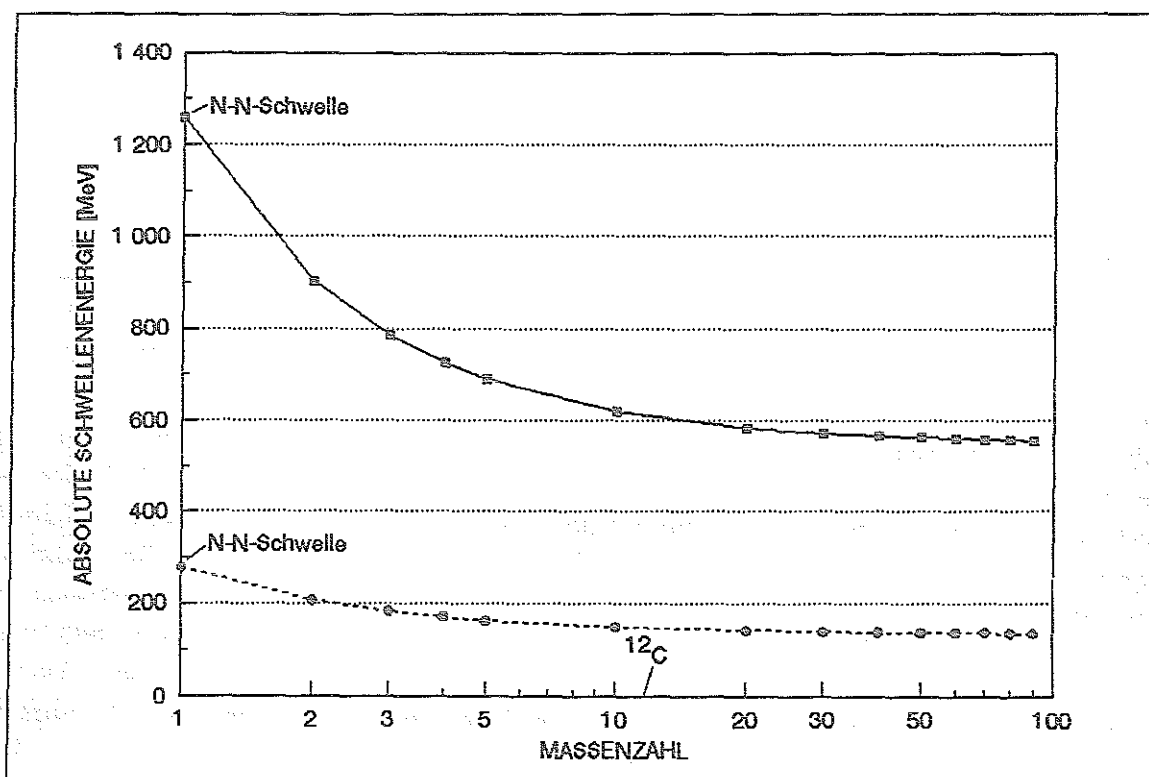


Abbildung 2.2: Absolute Schwellenenergie für die Erzeugung der π^0 - (gestrichelte) und η -Mesonen (durchgezogene Linie) in Abhängigkeit von der Targetmasse beim Beschuß mit einem Proton.

nisse bislang nicht zufriedenstellend bestätigen. Die einfachste Theorie, die den Kern als Fermigas beschreibt, verbietet sogar für Energien ≤ 50 MeV/Nukleon diese Erzeugung gänzlich. Somit werden für diesen Bereich Modelle, die kollektive Prozesse beinhalten, herangezogen. Solche Reaktionsbeschreibungen gehen von einer kooperativen Mitwirkung mehrerer Nukleonen im Kern aus. In einem dieser Modelle wird die rapide Verzögerung von Projektil- und Targetnukleonen während der Kollision durch Emission von "pionischer Bremsstrahlung", hervorgerufen [Vas80]. Dies geschieht analog zu den elektromagnetischen Prozessen, die zur "Bremsung" von schnellen Elektronen führen.

Neben der vollständigen Aufklärung des η -Produktionsmechanismus könnte die Erzeugung dieser Mesonen aufgrund ihrer großen Masse (Tab. 2.1) Aufschlüsse über Impulse der Nukleonen im Kern, die über der durch das Fermigas Model gegebenen Grenze liegen, liefern. Es existieren mehrere theoretische Beschreibungen protoneninduzierter η -Produktion bei niedrigen Energien. So wurde u.a. angenommen [Liu89], daß die η 's unter Zwischenbildung der $N^*(1535)$ -Resonanz erzeugt werden. Neuere Rechnungen [Cas91] gehen von zwei Produktionskanälen aus:

- der direkte Kanal: $pN \rightarrow pN\eta$
- der Zweistufenprozeß: $pN \rightarrow NN\pi, \pi N \rightarrow \eta N$.

Der Beitrag des letzteren überwiegt, denn hier sind extrem hohe Impulskomponenten nicht notwendig, da der Fermiimpuls zweimal zum Tragen kommt. Auf der Basis dieser Annahmen wurden Wirkungsquerschnitte berechnet. Man verwendete hierzu eine mit bereits existierenden Daten gefaltete, in einem Hartree-Fock Verfahren ermittelte Impulsverteilung der Nukleonen im Kern. Dabei hat man berücksichtigt, daß die η -Mesonen mittels Anregung der $N^*(1535)$ -Resonanz absorbiert werden können.

Zur Beschreibung der η -Produktion gibt es nur wenige experimentelle Daten. 1971 wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $\pi^-A \rightarrow \eta A$ bei einer Projektilenergie von 7.68 GeV für einige Targetmassen zwischen ^1_1H und $^{207}_{82}\text{Pb}$ gemessen [Gui71]. Die sehr hohe Strahlenergie erlaubte jedoch nur eine η -Produktion weit über der Schwelle¹. Eine solche Reaktion ist nicht mehr sensitiv für die Impulsverteilung der Nukleonen im Kern. Um aber gerade Rückschlüsse auf diese Verteilung ziehen zu können, muß, wie bereits angedeutet, der Impuls der Nukleonen im Kern die dominierende kinematische Größe sein. Dieses ist bei Reaktionen an und unterhalb der N-N-Schwelle der Fall. Die Untersuchung der Fusionsreaktion $dp \rightarrow ^3\text{He} \eta$ [Ber88] nahe der Schwelle ($T_{d,\text{Schwelle}} = 1786.7$ MeV) zeigte überraschend hohe Wirkungsquerschnitte. Ähnliche Messungen der Reaktion $pd \rightarrow ^3\text{He} \eta$ ($T_p = 920$ MeV) [Ber85] rückwärtsgestreuter η 's weisen ebenfalls hohe Wirkungsquerschnitte nahe der Schwelle ($T_{p,\text{Schwelle}} = 893$ MeV) auf. Diese liegen hier sogar in der Größenordnung derer der π^0 -Produktion. Aktuelle Daten stammen aus Saclay [Chi92]. Dort wurde die protoneninduzierte η -Produktion "inklusiv" in Abhängigkeit von der Targetmasse beobachtet. Dabei hat man 1 GeV Protonen mit Li, C, Al, Cu, und Au zur Kollision gebracht. Die dort in Abhängigkeit von der

¹Die Schwellenenergie für die η -Produktion beim π^- -Nukleon-Stoß beträgt 2.03 GeV.

Targetmasse gemessenen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/d\Omega dT_\eta$ liegen zwischen 81 für Li und 818 nb/sr·MeV für Au. Es zeigte sich, daß durch die Absorption der η 's nach dem zuletzt oben beschriebenen Modell die Meßergebnisse bis zu einer Größenordnung falsch interpretiert werden. Andererseits scheint die Absorption von η -Mesonen durch die $N^*(1535)$ -Resonanz die Diskrepanz zu mildern. Dafür werden verschiedene Gründe angeführt [Chi92]. Tatsache ist, daß zur genauen Beschreibung des Reaktionsmechanismus weitere präzise Messungen der η -Produktion sowohl an, als auch unterhalb der N-N-Schwellenenergie notwendig sind.

Für die Produktion der η' -Mesonen gibt es bislang nur zwei Meßwerte sehr weit über der N-N-Schwelle (vgl. Kap. 1) und keine Modellrechnungen. Man hat zudem Mühe zu verstehen, warum dieses Meson im Vergleich zum η , trotz eines halb so hohen Strange-Quark Anteils, eine fast doppelt so große Masse besitzt (Tab. 2.1). Aus diesen Gründen sollte auch das Studium der η' -Erzeugung ins Auge gefaßt werden.

Die Hauptaufgabe eines Experimentalphysikers auf diesem Gebiet besteht darin, Wirkungsquerschnitte ² mit möglichst hoher Präzision zu messen. Dazu bedarf es aber zunächst eines Verfahrens, welches neben der Zählung der Mesonen auch seinen Viererimpuls zu bestimmen erlaubt.

2.2 Nachweis neutraler Teilchen

Geladene Teilchen ionisieren Atome durch Coulomb-Wechselwirkung und sind dadurch direkt nachweisbar. So können beispielsweise die in Gasen (Ionisationskammer) gebildeten freien Ionen und Elektronen in Anwesenheit eines elektrischen Feldes weitertransportiert werden und demzufolge ein elektrisches Signal erzeugen.

Die Messung neutraler Teilchen (z.B. Neutronen, Neutrinos, Photonen oder neutraler Mesonen) ist auf diesem Wege nicht möglich. Die Hadronen unterliegen jedoch der kurzreichweitigen starken Wechselwirkung. Dafür müssen die Teilchen in einen Bereich von 10^{-13} cm in die Nähe der Kerne gelangen, um dort Reaktionen auszulösen. Die Atomkerne nehmen in normaler Materie eine sehr kleine Querschnittsfläche ein (den 10^{-10} -ten Teil). Darum ist die Nachweiseffizienz dieser Teilchen i.a. gering. Die Teilchen aber, die eine solche Wechselwirkung erleiden, werden entweder durch elastische Streuung abgebremst oder erzeugen neue, darunter auch geladene Partikel, die direkt nachweisbar sind.

Die kurze Lebensdauer der π^0 -, η - und η' -Mesonen (Tab. 2.1) führt allerdings dazu, daß diese Hadronen nur sehr kurze mittlere Flugwege bis zu ihrem Zerfall besitzen. Für ein im Proton-Proton-Stoß an der Schwelle produziertes η ($E_{\eta, Lab} = 709.6$ MeV) ergibt sich ein mittlerer Flugweg von 0.13 nm. Aus diesem Grunde ist es nicht möglich, diese Mesonen direkt nachzuweisen. Es besteht jedoch die Möglichkeit, ihren Viererimpuls durch die Messung der Viererimpulse aller übrigen Teilchen im Ausgangskanal der Reaktion zu bestimmen (sog. missing mass). Diese Methode wurde bei den im vorhergehenden Abschnitt

²Damit sind sowohl totale, differentielle als auch doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte gemeint.

erwähnten Fusionsreaktionen $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ und $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ in Saclay zum Nachweis der η 's angewendet. Man hat dabei die Impulse der ${}^3\text{He}$ -Kerne mit Hilfe eines Magnetspektrometers bestimmt. Dies setzt eine große Präzision des Instrumentes voraus. Außerdem ist diese Methode nur für Reaktionen mit kleiner Teilchenzahl im Ausgangskanal geeignet, da sonst zu viele Viererimpulse gleichzeitig bestimmt werden müßten.

Diese Schwierigkeiten kann man umgehen, indem der Mesonennachweis unmittelbar über die Messung ihrer Zerfallsprodukte, insbesondere der Photonen, geführt wird.

2.2.1 Kinematik des 2γ -Mesonenzerfalls

Tabelle 2.1 entnimmt man, daß alle drei Hadronen elektromagnetisch in zwei γ -Quanten zerfallen können. Durch den koinzidenten Nachweis beider Photonen ist es möglich, auf das jeweilige Meson zu schließen. Das π^0 kann dabei mit einer Effizienz von 98.8 %, das η mit 38.9 % und das η' mit 2.17 % detektiert werden (vorausgesetzt, die γ 's sind vollständig nachweisbar).

Im Ruhesystem des Mesons erfolgt der Zerfall isotrop mit einem relativen Emissionswinkel $\Phi_{CM}^{\gamma\gamma}$ von 180° . Die Ruhemasse des Mesons wird dann gleichmäßig auf die Energien der beiden γ -Strahlen aufgeteilt ($E_{CM}^{\gamma_1} = E_{CM}^{\gamma_2} = \frac{1}{2}m_M$). Im Laborsystem folgt mit Hilfe der Lorentztransformation für die Energie beider Photonen:

$$E_{Lab}^{\gamma_1, \gamma_2} = \frac{1}{2} \gamma_M m_M (1 + \beta_M \cos \Theta_{CM}^{\gamma_1, \gamma_2}). \quad (2.2)$$

Darin sind β_M , γ_M Geschwindigkeit und Lorentzfaktor des Mesons und $\Theta_{CM}^{\gamma_1, \gamma_2}$ die Winkel der γ 's im Ruhesystem des Mesons relativ zu seinem Impuls (Es gilt: $\Theta_{CM}^{\gamma_1} + \Theta_{CM}^{\gamma_2} = 180^\circ$, s.o.). Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird für Quanten, die im Laborsystem unter dem minimalen relativen Winkel $\Phi_{min}^{\gamma\gamma} = 2 \arccos(\beta_M)$ (Abbildung 2.3) ausgesendet werden, maximal [Str87]. In diesem Fall erfolgt die Emission symmetrisch zum Impuls des Mesons.

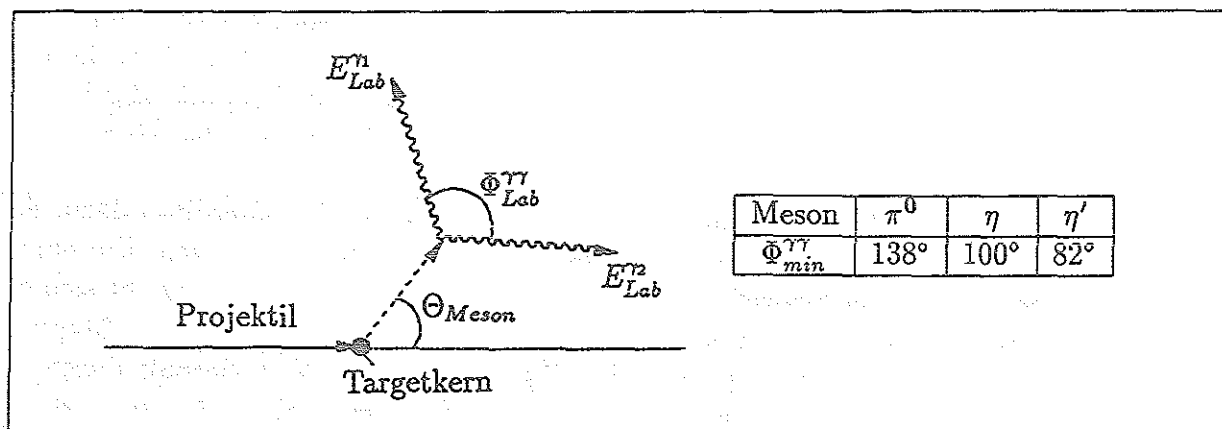


Abbildung 2.3: Kinematik zum Nachweis von π^0 , η und η' durch den 2γ -Zerfall. Die Tabelle zeigt $\Phi_{min}^{\gamma\gamma}$ (siehe Text) für Mesonen, die an der Schwelle im Proton-Nukleon-Stoß erzeugt werden.

Fand die Erzeugung des Mesons an der absoluten Schwelle statt, so bewegt es sich in Richtung des Schwerpunktes der Stoßpartner ($\Theta_{\text{Meson}} = 0$ in Abb. 2.3). Damit werden die Photonen bevorzugt symmetrisch zur Strahlrichtung ausgesendet.

Es bleibt im nächsten Schritt der Nachweis dieser γ -Quanten und die sich daraus ergebende Identifikation der Mesonen.

2.2.2 Identifikation der Mesonen

Eine Größe, die bei beliebigen Reaktionsprozessen und beim Wechsel von Bezugssystemen unverändert bleibt, ist die invariante Masse eines Systems. Vor dem Zerfall eines Mesons entspricht sie seiner Ruhemasse und danach ergibt sich für das $\gamma\gamma$ -System:

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\text{Lab}}^{\gamma_1} E_{\text{Lab}}^{\gamma_2} (1 - \cos\Phi_{\text{Lab}}^{\gamma\gamma})}. \quad (2.3)$$

In der Praxis bestimmt man also die Energien der beiden gleichzeitig gemessenen Photonen und ihren relativen Winkel. Nach der Berechnung von $m_{\gamma\gamma}$ mit Formel 2.3 für jedes koinzidente Ereignis wird ein Spektrum der invarianten Massen aufgebaut. Die Photonenpaare, die tatsächlich aus dem Mesonenzerfall stammen, führen bei $m_{\gamma\gamma} = m_M$ zu einem Maximum im Spektrum. Die Messung kann mit zwei γ -Kalorimetern (vgl. Abschnitt 2.2.3) durchgeführt werden. Diese Detektoren besitzen dabei eine endliche Energieauflösung ΔE^γ . Ihre Ortsauflösung ist ebenfalls begrenzt, so daß der Winkel $\Phi_{\text{Lab}}^{\gamma\gamma}$ auch nur mit endlicher Genauigkeit $\Delta\Phi_{\text{Lab}}^{\gamma\gamma}$ gemessen werden kann. Aus Gleichung 2.3 erhält man demzufolge für die relative Breite der invarianten Masse:

$$\left(\frac{\Delta m_{\gamma\gamma}}{m_{\gamma\gamma}}\right) = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\left(\frac{\Delta E^{\gamma_1}}{E_{\text{Lab}}^{\gamma_1}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E^{\gamma_2}}{E_{\text{Lab}}^{\gamma_2}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Phi_{\text{Lab}}^{\gamma\gamma}}{\tan(\Phi_{\text{Lab}}^{\gamma\gamma}/2)}\right)^2\right)}. \quad (2.4)$$

Der Term, der die Winkelauflösung des Detektors beinhaltet, fällt mit steigendem $\Phi_{\text{Lab}}^{\gamma\gamma}$. Damit wird $\frac{\Delta m_{\gamma\gamma}}{m_{\gamma\gamma}}$ besonders bei niedrigen Mesonenimpulsen klein. Dies ist bevorzugt bei Reaktionen an und unterhalb der N-N-Schwelle der Fall. Bei einer Winkelauflösung von $\Delta\Phi_{\text{Lab}}^{\gamma\gamma} = 3^\circ$ (dieser Wert ist, wie noch gezeigt wird realistisch) erhält man mit $\Phi_{\text{Lab}}^{\gamma\gamma} = 100^\circ$ (η -Produktion an der Schwelle: vgl. dazu die Tabelle in Abb. 2.3) einen Beitrag für die relative Breite der invarianten Masse von 2 %. Untersuchungen der π^0 - und η -Produktion, die über den 2γ -Zerfall erfolgten, wurden bislang bevorzugt mit Bleiglaszählern³ durchgeführt. Ihre Energieauflösung liegt in der Größenordnung von ca. 30 % (FWHM). Unter diesen Umständen ist der Beitrag der Winkelauflösung vernachlässigbar. Dies gilt nicht mehr für Detektoren, deren relative Energielinienbreite Werte von 10 % unterschreitet.

Abbildung 2.4 zeigt ein Beispiel eines invarianten Massenspektrums, das mit dem Crystal-Barrel-Detektor am LEAR⁴ im CERN aufgenommen wurde. Dabei wurden $\gamma\gamma$ -Kombi-

³In Bleiglaszählern wird das beim Durchgang geladener Teilchen (Geschwindigkeit $> c/n$, n = Brechungsindex von Bleiglas) erzeugte Cherenkov-Licht nachgewiesen.

⁴Low Energy Antiproton Ring

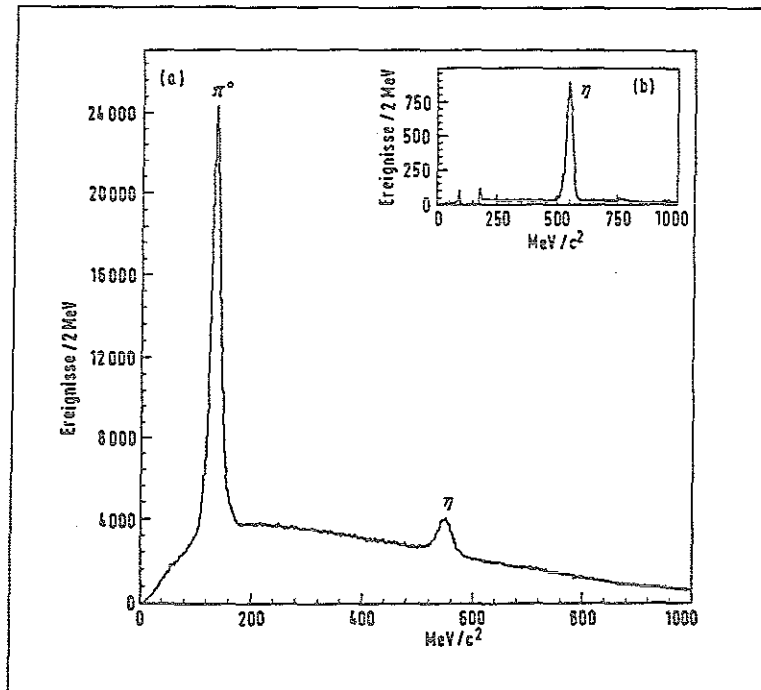


Abbildung 2.4: (a) Invariantes Massenspektrum mit den π^0 - und η -Peaks. (b) η -Linie nach Abzug aller $\gamma\gamma$ -Ereignisse, die aus π^0 -Zerfällen stammen [Koc91].

nationen registriert, die u.a. aus den Zerfällen der $\pi^0\pi^0\pi^0$ -, $\pi^0\pi^0\eta$ -, $\pi^0\eta\eta$ - und $\eta\eta\eta$ -Kanäle stammen. Der Untergrund ergibt sich hierbei vor allem durch unkorrelierte $\gamma\gamma$ -Paare. Aus diesem Bild wird ersichtlich, daß eine kleine Linienbreite für die Unterscheidung zwischen Meson-Ereignissen und Untergrund von großer Bedeutung ist. Dieser Aspekt wird um so gewichtiger, je kleiner das $\gamma\gamma$ -Verzweigungsverhältnis der Mesonen ist. Der obige Detektor besitzt eine Energieauflösung von $R(FWHM) = 5.88 \% / \sqrt{E\gamma/GeV}$ und eine Winkelauflösung von $\Delta\Phi_{Lab}^{\gamma\gamma}(FWHM) = 3.53^\circ$ [Koc92]. Bei einem Winkel von $\Phi_{Lab}^{\gamma\gamma} = 100^\circ$ erhält man zusammen mit Formel 2.4 für die Breite der invarianten Masse einen Wert von $\Delta m_{\gamma\gamma} = 32$ MeV. Die Breite der η -Linie in Abbildung 2.4 beträgt allerdings 38 MeV, denn bei dieser Messung lagen andere kinematische Verhältnisse vor (keine Schwellenreaktion).

Bisher wurde vorausgesetzt, daß die Viererimpulse der Photonen mit Hilfe eines Detektors bestimmt werden können. Es bleibt also noch das Prinzip eines solchen Kalorimeters vorzustellen.

2.2.3 Der γ -Schauerzähler

Aus Gleichung 2.2 läßt sich entnehmen, daß die aus dem Mesonenzerfall stammenden Photonen Energien in der Größenordnung der Mesonenruhemassen (Tab. 2.1) besitzen. Für die Messung dieser hochenergetischen γ -Quanten werden Materialien hoher Ordnungszahl benötigt. Aus diesem Grunde verwendet man meistens anorganische Szintillations- und

Bleiglas-Zähler.

Eine für Hochenergie- γ -Spektrometer wichtige Größe ist die Strahlungslänge X_0 . Diese bezeichnet definitionsgemäß die zurückgelegte Wegstrecke eines hochenergetischen Elektrons ($E_{\text{Elektron}} \gg m_e$) in Materie, nach der es auf den $\frac{1}{e}$ -ten Wert seiner Anfangsenergie abgebremst wurde. Andererseits bildet ein hochenergetisches Photon ($E_\gamma \gg 1022 \text{ keV}$), das auf Materie trifft, im Mittel mit einer Wahrscheinlichkeit von 54 % nach einer Strecke X_0 ein Elektron-Positron-Paar (Paarbildungseffekt). Das $e^+ - e^-$ -Paar besitzt die kinetische Energie $E_\gamma - 2m_e c^2$, die sich auf beide Partner gleichmäßig verteilt. Im Coulombfeld der Atomkerne kommt es zur Abbremsung dieser Leptonen unter Aussendung von Bremsstrahlung. Die Bremsquanten können ihrerseits (falls $E_{\text{Brems}}^\gamma > 1022 \text{ keV}$) neue $e^+ - e^-$ -Paare bilden. Auf diese Weise entsteht eine Kaskade von Teilchen, die elektromagnetischer Schauer genannt wird (Abb. 2.5). Die Elektronen und Positronen können dann durch Ionisation nachgewiesen werden⁵. Der Schauer bricht ab (bei der sog. kritischen Energie), wenn der Energieverlust der Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung dem Energieverlust durch Ionisation entspricht.

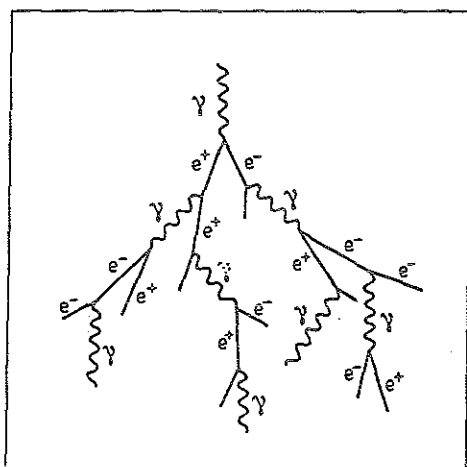


Abbildung 2.5: Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers.

Ein solcher Schauer besitzt eine transversale und longitudinale Ausdehnung. Seine Dimension gibt die minimale Größe eines Detektors vor, denn ein unvollständig erfaßter Schauer führt zur Verschlechterung der Energieauflösung (vgl. Kap. 4). Abbildung 2.6 illustriert beispielhaft die Form und Ausdehnung einer solchen Kaskade in einem Detektor. Die Größe der transversalen Ausbreitung spiegelt sich im sog. Molière-Radius R_M wider: Innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $3R_M$ werden im Mittel ca. 99 % der gesamten Schauerenergie deponiert. Für einen CsI-Szintillationskristall erhält man für $3R_M$ einen Wert von ca. 11 cm [Sch89b]. Longitudinal werden bei einem 2 GeV Schauer im CsI in einer Länge von $19.5 \cdot X_0$ ($\hat{=} 36 \text{ cm}$) rund 98 % der Energie im Szintillator deponiert [Sch89b].

⁵z.B. durch Anregung der Atome szintillierender Stoffe zur Lumineszenz.

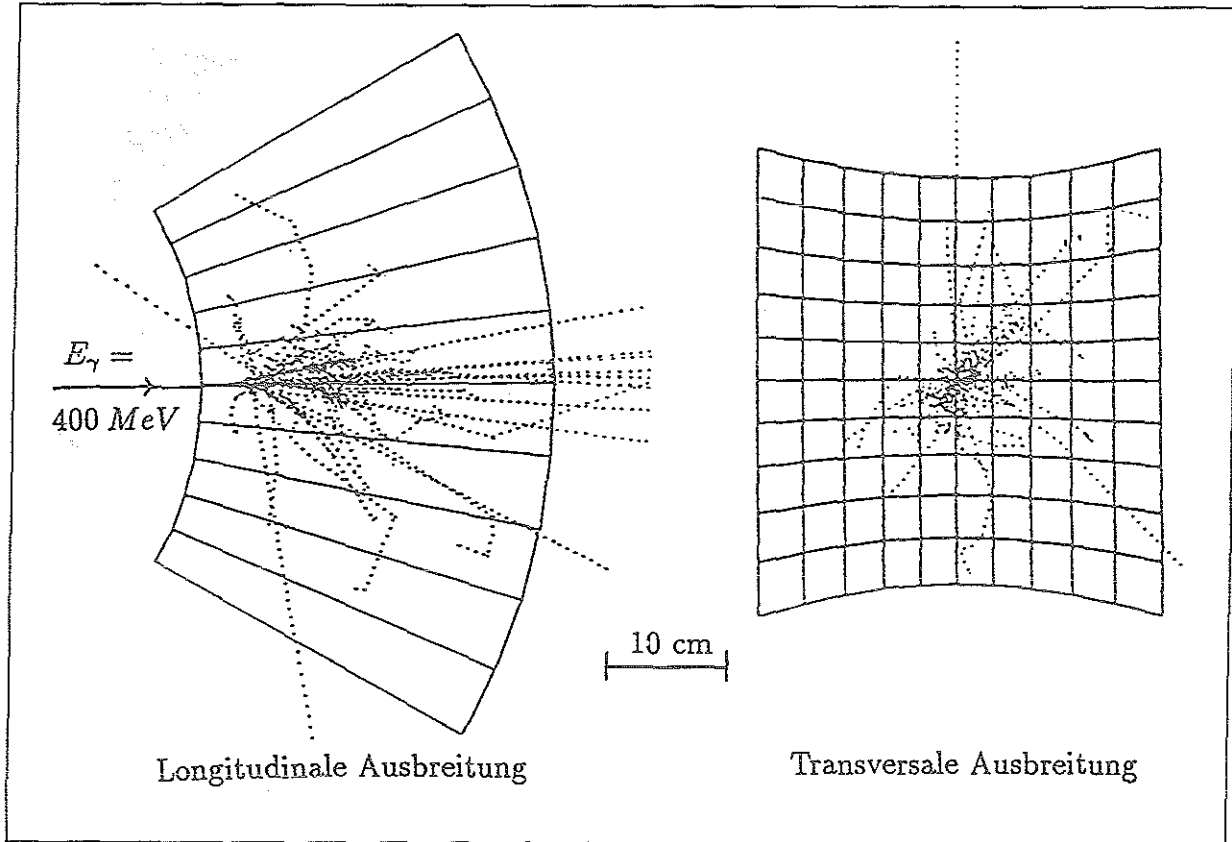


Abbildung 2.6: Verteilung eines elektromagnetischen Schauers im CsI-Szintilliator. Das Bild entstammt einer Geant3-Simulation. Die gepunkteten Linien zeigen die γ -Quanten.

Die π^0 -, η -, η' -Spektroskopie kann also mit zwei γ -Schauerzählern durchgeführt werden. Beide Detektoren werden mit dem relativen Winkel $\Phi_{Lab}^{\gamma\gamma}$ drehbar um das Target angeordnet und in Koinzidenz geschaltet. Das Prinzip eines solchen Zwei-Arm-Detektors wurde beispielsweise von der Kollaboration der Universitäten Gießen und Münster, sowie der GSI-Darmstadt angewendet. Das im Rahmen dieser Zusammenarbeit bereits in Betrieb genommene Kalorimeter TAPS⁶ besteht aus BaF_2 (vgl. Kap. 4) und weist eine Energieauflösung von 6 % FWHM bei $E_\gamma = 186 \text{ MeV}$ auf [Bru92]. Dies ist ein sehr guter Wert. Ein Beispiel eines Bleiglasdetektors ist das LAMPF- π^0 -Spektrometer [Bae81]. Dieser Schauerzähler wurde von J.C. Peng im Los Alamos National Laboratory auf seine Tauglichkeit zum η -Nachweis getestet [Pen87] und zeigte für die invariante Masse eine Breite von 80 MeV (FWHM) und eine Raumwinkelakzeptanz von 4.47 msr. Die neueste Messung der η -Mesonen aus Saclay (vgl. Abschnitt 2.1) wurde mit einem dem LAMPF- π^0 -Spektrometer ähnlichen Detektorsystem PINOT durchgeführt [Chi92]. Er wies im invarianten Massenspektrum für den η -Peak eine Linienbreite von 47 MeV (FWHM) auf und deckte dabei einen Raumwinkel von 2-20 msr (energieabhängig) ab.

⁶Two Arm Photon Spectrometer

Ein Beispiel für Detektoren, die eine Raumwinkelakzeptanz von beinahe 4π besitzen, ist u.a. der Crystal Barrel Detektor, mit dem das invariante Massenspektrum aus Abbildung 2.4 aufgenommen wurde. Das Kalorimeter dieses Zählers besteht aus pyramidenstumpfförmigen CsI(Tl)-Szintillationskristallen (vgl. Kap. 4) und liefert damit eine bessere Energieauflösung (siehe dazu Abschnitt 2.2.2) als Bleiglaszähler. Einen ähnlichen faßförmigen Aufbau zeigt der L3-Schauerzähler [Sum88] für Experimente am Elektron-Positron Collider (LEP) im CERN. Im Kalorimeterbereich wurden dort allerdings BGO-Kristalle eingesetzt. Seine Energieauflösung beträgt bei 100 MeV 11.8 % FWHM. Einen sphärischen Aufbau eines 4π -Spektrometers stellt der aus NaI(Tl) bestehende Crystalball-Detektor [Kir79] dar. Seine Energieauflösung beträgt ebenfalls 11.8 % FWHM bei 100 MeV [Kle87].

All diese Kalorimeter bestehen entweder aus Materialien, die zu hoher Energieauflösung führen oder, wie Bleiglas, ein schnelles Signalverhalten aufweisen. Schnelle Zähler werden benötigt, um in Experimenten hohe Teilchenraten registrieren zu können. Verlangt man aber beide Eigenschaften gleichzeitig, so wird es notwendig, neue Detektorkonzepte, die diesen Anforderungen gerecht werden, zu entwickeln. BaF₂ liefert zwar eine gute Energieauflösung und besitzt zudem eine schnelle Komponente (vgl. Kap. 4), doch dieses Material ist relativ teuer. Außerdem enthält es ausgeprägte langsame Lichtanteile. Eine Alternative bietet reines CsI, auf das im Laufe der vorliegenden Arbeit ausführlich eingegangen wird.

3 Anforderungen an ein COSY- γ -Spektrometer

Im Forschungszentrum Jülich wird in Kürze das Cooler Synchrotron COSY-Jülich [Kil90] fertiggestellt. Dieser Beschleuniger wird Protonenstrahlen hoher Phasenraumdichte mit Energien bis 2.5 GeV liefern. Im weiteren Verlauf werden neben Deuteronen auch leichte Kerne und polarisierte Teilchen als Projektile zur Verfügung stehen. Experimente können sowohl intern im umlaufenden COSY-Strahl, als auch außerhalb mit einem extrahierten Strahl durchgeführt werden. Bei internen Experimenten werden dünne Targets, wie Fasern oder Streifen, aber auch Gase oder Cluster verwendet [Eks89]. Extern können neben festen auch flüssige Targets, wie H_2 , D_2 und Helium eingesetzt werden.

Der Beschleuniger eignet sich aufgrund seines Energiebereiches und seiner hohen Strahlqualität sehr gut zur präzisen Untersuchung der Mesonenproduktion bei p-Kern-Stößen. Die höchsten mittleren Luminositäten¹ die bei COSY-Experimenten auftreten können liegen in der Größenordnung von $10^{33} / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$. Während bei externen Experimenten die mittlere Luminosität sowohl mit dem Projektilstrom, als auch mit der Zahl der Targetatome/Fläche ansteigt, ist sie bei internen Experimenten nicht mehr von der Massenbelegung des Targets abhängig. Abbildung 3.1 zeigt den typischen Verlauf eines COSY-Zyklus mit der Reaktionsphase für interne Experimente. Nach der Injektionsphase folgt die Be-

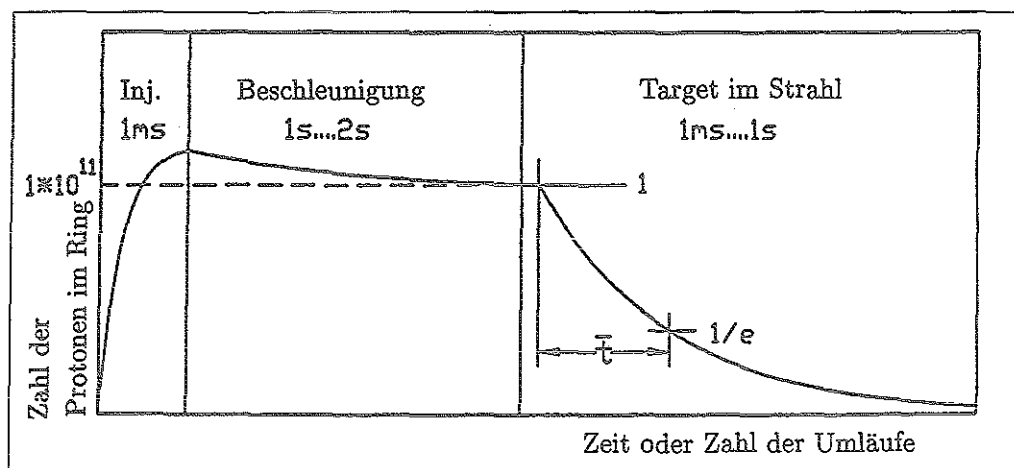


Abbildung 3.1: Verhalten eines Protonenpaketes während des gesamten COSY-Zyklus am Beispiel eines festen, in den Strahl prompt eingefahrenen Targets.

schleunigung der Protonen. In der letzten Phase kommt der Strahl mit dem Target prompt in Kontakt, wo die Zahl der Teilchen ungefähr exponentiell mit der Zeit (oder Zahl der Strahlumläufe) abnimmt. Zu Beginn der Reaktionsphase ist die Reaktionsrate maximal und proportional zur Dicke des Targets. Die Lebensdauer des Strahls fällt dabei aber um den gleichen Faktor ab mit dem die Dicke des Targets zugenommen hat. Daraus

¹Die Luminosität ist das Produkt aus der Zahl der Teilchen, die pro Zeiteinheit auf das Target treffen und der Zahl der Targetatome pro Fläche.

ergibt sich, daß die über den gesamten COSY-Zyklus gemittelte Reaktionsrate nur noch davon abhängt, wieviele Teilchen sich nach der Beschleunigung im Ring befanden. Durch die Mehrfach-Coulomb-Streuung der Projektile im Target steigt die Strahlemittanz an. Die Folge ist eine Vergrößerung des Phasenraumes, was bei Experimenten mit Gas- und Cluster-Targets durch Strahlkühlung kompensiert werden kann [Pra86]. So erhält man auch mit internen Experimenten bei guter Strahlqualität hohe Luminositäten.

3.1 Die Ratenverträglichkeit

Aus der Luminosität L und dem totalen Reaktionsquerschnitt σ läßt sich die Anzahl der Reaktionsprodukte pro Zeiteinheit wie folgt berechnen:

$$N = L\sigma. \quad (3.1)$$

Zur Verdeutlichung der möglichen Teilchenproduktionsraten in COSY-Experimenten kann angenommen werden, was realistisch ist, daß ein externer Strahl mit $4 \cdot 10^9$ Protonen/s auf ein ^{12}C -Target der Massenbelegung 1 g/cm^2 ($\hat{=} 5 \cdot 10^{22}$ Targetatome/cm 2) geschossen wird. Daraus ergibt sich eine Luminosität von $2 \cdot 10^{32}/\text{s} \cdot \text{cm}^2$. An COSY ist dieser Wert auch bei internen Experimenten erreichbar. Bei einem Wirkungsquerschnitt von 200 mb erhält man nach Formel 3.1, $4 \cdot 10^7$ Reaktionen/s. Entstehen pro Reaktion fünf Teilchen (bei einer Strahlenergie von 1 GeV ist dies ein realistischer Wert), so erhält man im Falle isotroper Verteilung im gesamten Raumwinkel 4π ca. $2 \cdot 10^8$ Teilchen/s.

Ein Schauerdetektor für den Nachweis neutraler Mesonen soll eine gute Winkelauflösung besitzen (vgl. Kap. 2, Abschn. 2.2.2). Dies erreicht man durch Segmentierung des gesamten Kalorimeters. Der Zähler besteht dann aus einzelnen Elementen, dessen Signale durch Summation über alle Segmente zustandekommen². Bei der zugehörigen Winkelakzeptanz von $6^\circ \cdot 6^\circ$ (vgl. Kap. 4) ergibt sich eine Effizienz von $0.87 \cdot 10^{-3}$. Mit obiger Teilchenproduktionsrate müßte demzufolge jedes Element im Mittel ca. 10^5 Signale pro Sekunde verarbeiten. Daraus erhält man zwischen den Signalen einen mittleren zeitlichen Abstand von $10 \mu\text{s}$.

Ein Schauerzähler mit guter Energieauflösung besteht aus Szintillationskristallen, die Zerfallszeitkonstanten τ des Lichtes (vgl. Kap. 4) besitzen. Wenn man aber die Pulshöhen der Signale genau bestimmen möchte, so muß ein Überlapp der Pulse ("pile up Effekt") weitgehend vermieden werden. Dies ist dann der Fall, wenn τ weniger als 1 % des mittleren zeitlichen Abstandes der Signale ausmacht.

Unter Ausnutzung der vollen Luminosität bei Experimenten an COSY benötigt man also schnelle Szintillatoren, deren Zeitkonstanten kleiner als 100 ns sein sollten. Lediglich kleine Beiträge mit größerem τ können auf elektronischem Wege kompensiert werden.

²Der Einfallsort des Photons ist der Mittelwert der Positionen aller Detektorelemente, gewichtet mit den Höhen der mit ihnen gemessenen Pulse (Schauerschwerpunkt).

3.2 Energieakzeptanz des Kalorimeters

Die Erzeugung der η' -Mesonen an COSY ist nur knapp über der N-N-Schwelle durchführbar. Ihr Nachweis an und unterhalb dieser Schwelle wird sich aber aufgrund eines erwartungsgemäß niedrigen Wirkungsquerschnittes und geringen $\gamma\gamma$ -Verzweigungsverhältnisses als schwierig erweisen. Der Schwerpunkt der Untersuchungen sollte deshalb auf die Erzeugung der η -Mesonen gelegt werden. Denn die N-N-Schwellenenergie liegt hier mit 1258 MeV in der Mitte des Energiebereiches des Jülicher Beschleunigers, außerdem ist das $\gamma\gamma$ -Verzweigungsverhältnis des Teilchens ausreichend hoch. Damit ist das Studium protoneninduzierter η -Produktion sowohl über, als auch an und unterhalb der N-N-Schwelle an COSY möglich.

Zur Durchführung einer Energieeichung erhebt sich die Frage nach dem Energieintervall, das der entsprechende Photonendetektor abdecken soll. Besonders wichtig dabei ist der dynamische Bereich eines jeden einzelnen Detektorelementes.

Die untere Energiegrenze der γ -Quanten wird vorgegeben durch das leichteste Meson, das π^0 . Da aber der gesamte Detektor, wie im vorhergehenden Abschnitt bereits erwähnt, aus einzelnen Elementen besteht, in denen zum Teil nur kleine Schaueranteile deponiert werden (vgl. Abb. 2.6), wird die untere zu messende Schwelle pro Segment durch das Elektronikrauschen bestimmt. Diese Grenze liegt unter 1 MeV.

Das obere Limit ergibt sich durch Produktion der η -Mesonen bei maximaler Strahlenergie. Der Beschuß von ^{12}C mit 2.5 GeV Protonen kann zu der Erzeugung von η 's mit einer kinetischen Energie um 1.8 GeV führen. Erfolgt der Zerfall in die beiden Photonen symmetrisch zum Impuls des Mesons (vgl. Kap. 2, Abschn. 2.2.1), so nimmt jedes γ nach Gleichung 2.2 eine Energie von 1175 MeV mit. Nimmt man an, daß in einem einzelnen Detektorelement 80 % dieser Energie deponiert wird (dieser Wert ist, wie man in Kapitel 4 sehen wird, durchaus realistisch), so sollte jedes Segment in der Lage sein, einen Bereich von unter 1 MeV bis ca. 1 GeV abzudecken. Da aber das größte Interesse Reaktionen an und unterhalb der N-N-Schwelle gilt, werden die γ -Quanten bevorzugt kleinere Energien aufweisen: Ein im N-N-Stoß an der Schwelle erzeugtes η -Meson besitzt eine kinetische Energie von 160 MeV, was pro Photon 355 MeV liefert. Trotzdem sollte man mit dem Kalorimeter in der Lage sein, bis über 1 GeV messen zu können, um gegebenenfalls auch η' -Mesonen nachzuweisen.

Als Schlußfolgerung hält man folgendes fest:

Neben einer guten Winkel- und Energieauflösung werden für die Untersuchung der Produktion der neutralen Mesonen an COSY folgende Detektoreigenschaften angestrebt:

- Die dominierenden Zeitkonstanten der Szintillationskristalle sollten 50 ns nicht wesentlich übersteigen.
- Der Detektor sollte Photonen in einem dynamischen Bereich von drei Größenordnungen erfassen, d.h. Energien im Intervall zwischen 1 MeV und 1 GeV messen können.

Der letzte Punkt gibt vor, in welchem Energiebereich das Kalorimeter geeicht werden muß (vgl. Kap. 6). In Abhängigkeit davon wird außerdem Art und Umfang der Ausleseelektronik festgelegt (vgl. Kap. 7).

4 Der 2-Arm Schauerzähler für COSY Experimente

Die Anforderungen, die an ein γ -Spektrometer für Experimente an COSY gestellt werden, machen es notwendig, Szintillatoren, die neben einem schnellen Signalverhalten zu einer hohen Energieauflösung des gesamten Kalorimeters führen, zu verwenden. Letztere wird sowohl durch die Geometrie, als auch durch die Materialeigenschaften und Güte der Elektronik beeinflusst. Das Zeitverhalten hängt maßgeblich vom Detektormaterial, aber auch von der Elektronik ab.

4.1 Reines CsI und andere anorganische Szintillatoren

Die bislang sowohl für die Hochenergie-, als auch die Mittelenergiephysik zum Nachweis hochenergetischer Photonen gebauten Detektoren bestehen entweder aus Bleiglas, Wismutgermanat- (BGO), Bariumfluorid-, Thallium dotiertem Natriumiodid- oder Cäsiumiodid-Kristallen.

Die Energieauflösung steigt mit Zunahme der Intensität des im Bleiglas oder Szintillator pro Energieeinheit der einfallenden γ -Quanten erzeugten Lichtes (Lichtquantenausbeute). Wie Tabelle 4.1 zeigt, muß zwischen der Lichtquantenausbeute und dem Zeitverhalten der Szintillatoren ein Kompromiß geschlossen werden.

Tabelle 4.1: Eigenschaften gängiger anorganischer Szintillatoren. Nach [And90].

	BaF ₂	BGO	CeF ₂	CsI(pur)	CsI(Tl)	GSO	Na(Tl)
Dichte[g/cm ³]	4.9	7.13	6.16	4.53	4.53	6.71	3.67
Strahlungslänge [cm]	2.1	1.1	1.7	1.86	1.86		2.6
Zeitkonstante [ns]							
kurz	0.6	300	≈ 5	≈ 10	1000	60	230
lang	620		30	≈ 1000	einige ms		150 ms
Wellenlänge des Szintillationslichtes [nm]							
kurz	220	480	310	300	550	430	415
lang	310		340	> 400			
Brechungsindex (kurzwellige Komponente)	1.56	2.15	1.68	1.92	1.8	1.9	1.85
Lichtausbeute bezogen auf Na(Tl) [%]	5 16	7-10	4-5	3.7	> 100	20	100
hygroskopisch	schwach	nein	nein	schwach	schwach	nein	stark

Kristalle, die höchste Lichtintensität liefern, wie NaI(Tl) oder CsI(Tl), besitzen lange Zeitkonstanten. Hinzu kommt ein Nachleuchten mit einer Dauer von mehreren ms. Gadolinium Silikat (GSO) hat bei einer noch akzeptablen Lichtabfallszeit die vergleichsweise höchste Lichtquantenausbeute. Dieses relativ neue Material wurde bereits am nationalen Laboratorium für Hochenergiephysik (KEK) in Japan auf seine Eignung für den Einsatz

in einem Kalorimeter getestet [Kob91]. Leider bereitet die Produktion dieser Kristalle noch Schwierigkeiten. So gelang die Herstellung 18 cm langer und im Durchmesser 5 cm großer Proben [Uts91] mit nur sehr kleiner Stückzahl. Ähnliche Probleme ergeben sich beim CeF_3 .

Das seit kurzem in großen Blöcken verfügbare Szintillatormaterial, reines CsI [Kub88], weist in der Handhabung die gleichen Eigenschaften wie CsI(Tl) auf, d.h. es ist bei identischer Strahlungslänge leicht hygroskopisch und besitzt den gleichen Härtegrad. Durch die fehlenden Aktivatorzentren verschiebt sich sein Lichtemissionsmaximum jedoch zu kürzeren Wellenlängen (vgl. Abb. 4.1). Der für den Einsatz im schnellen Kalorimeter wichtige Vorteil, der bereits auch von anderen Gruppen erkannt wurde [Sch89a,Woo89], besteht bei diesem Szintillator in seiner Schnelligkeit. Detaillierte Untersuchungen an Kristallen verschiedener Hersteller haben gezeigt [Fab91a], daß CsI(pur) im wesentlichen zwei Zeitkonstanten mit dominierenden Intensitäten enthält (siehe Tab. 4.2). Ihr genauer Wert ist kristallabhängig. Dies hängt mit Verunreinigungen und I⁻-Fehlstellen seines Gitters zusammen. Das bedeutet, daß die Stärke der schnellen Komponenten mit wachsender Kristallreinheit steigt. Außerdem bildet sich in der spektralen Verteilung, wie man aus Abb. 4.1 erkennt, durch die langsamen Lichtanteile um ca. 500 nm ein flaches Maximum aus.

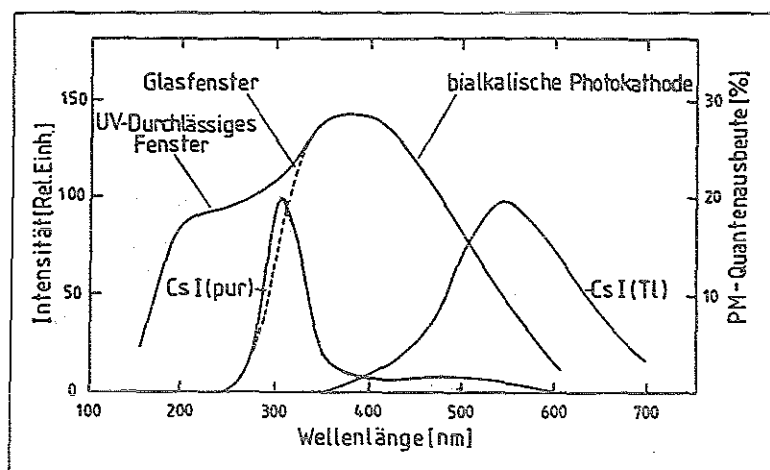


Abbildung 4.1: Spektrale Intensitätsverteilung des Lichtes zweier Szintillatorkristalle. Die Intensitäten sind auf ihr jeweiliges Maximum normiert. Dargestellt ist auch die Quantenausbeute eines Photoelektronenvervielfachers.

Tabelle 4.2: Zeitkonstanten von CsI(pur)-Kristallen zweier Hersteller. In Klammern sind die relativen Intensitäten angegeben. Die gesamte Lichtintensität wurde auf 100 normiert.

Kristalle	Zeitkonstanten [ns]		
	< 100	≤ 1000	< 100 000
CsI Bicron 1	17 (37) und 60 (33)	270 (11)	5000 (7) und 21000 (12)
CsI Bicron 2	9 (46) und 30 (40)	1000 (11)	10000 (3)
CsI Q & S	8 (47) und 30 (42)	800 (6)	7000 (5)

Angesichts der im vorhergehenden Kapitel aufgestellten Anforderung in Bezug auf die Zeitkonstanten (Grenze um 50 ns) ist es sinnvoll, das Verhältnis des in einem 100 ns Fenster gemessenen Lichtes zu der gesamten Lichtintensität als Qualitätsmerkmal anzugeben. Denn unter der Annahme einer abklingenden Exponentialfunktion mit der Zeitkonstanten τ von 50 ns werden in einem 100 ns Fenster 87 % der gesamten Lichtintensität erfaßt. Bei einem τ von 20 ns werden sogar über 99 % erfaßt. Tabelle 4.2 entnimmt man sofort, daß reines CsI für dieses sog. "fast/total-Verhältnis" Werte von bis zu 89 % erreichen kann. Unter dem Gesichtspunkt scheidet auch BaF₂ aus, denn es besitzt nur einen kleinen Anteil der schnellen Komponente (ca. 25 %).

Reines CsI kann, wie man in Abschnitt 5.2 noch gezeigt wird, trotz seiner vergleichsweise geringen Lichtquantenausbeute, bei höheren Energien zu kleiner Linienbreite führen.

4.2 Aufbau des modularen Detektors

Das Ziel der Konstruktion eines γ -Kalorimeters mit guter Energie- und Winkelauflösung bei gleichzeitig hoher Ratenverträglichkeit führt bei moderaten Kosten zur Konzeption eines modularen 2-Arm Schauerzählers aus CsI(pur), wie in Abb. 4.2 dargestellt.

Der Detektor besteht aus zwei Modulen, die ihrerseits aus 144 pyramidenstumpfförmigen Kristallen der Länge 30 cm (ca. 16 X_0) aufgebaut sind, von denen jeder einzelne am breiten Ende mit einem Photomultiplier ausgelesen wird. Die Elemente haben einen Öffnungswinkel von 6° (vgl. Abb. 4.3). Aufgrund dieser Granularität wird man eine Winkelauflösung von mindestens 6° erreichen. Durch die Bestimmung des Schauerschwerpunktes wird man jedoch bessere Werte erzielen können. Für die beiden Arme zusammen folgt eine Raumwinkelakzeptanz von 23 % von 4π ($\hat{=}$ 2.9 sr). Aufgrund der günstigen sphärischen Geometrie besteht auf einfache Weise jederzeit die Möglichkeit, den Raumwinkel auf annähernd 4π auszudehnen, um maximale geometrische Nachweiseffizienz zu erhalten (vgl. dazu die Raumwinkelakzeptanz der Detektoren in Abschnitt 2.2.3, Kap. 2).

Es ist klar, daß die einzelnen Kristalle nicht alle die gleichen Abmessungen haben können: Aus der Sicht des Targets laufen die Elemente zum oberen Teil der Detektorhemisphäre immer stärker trapezförmig zu (vgl. Abb. 4.3).

Die Frontfläche des Detektors enthält einen Veto-Zähler für geladene Teilchen. Damit verhindert man das Triggern des Kalorimeters durch unerwünschte Signale, die von Teilchen wie Protonen, π^+ , π^- oder δ -Elektronen stammen.

Zur Zeit wird ein Testmodul, bestehend aus 5 · 5 Elementen, gebaut (ohne Veto-Zähler). Damit soll vor allem die Energieauflösung des Kalorimeters getestet werden. Bei 100 MeV erwartet man $R(\text{FWHM}) \leq 5\%$.

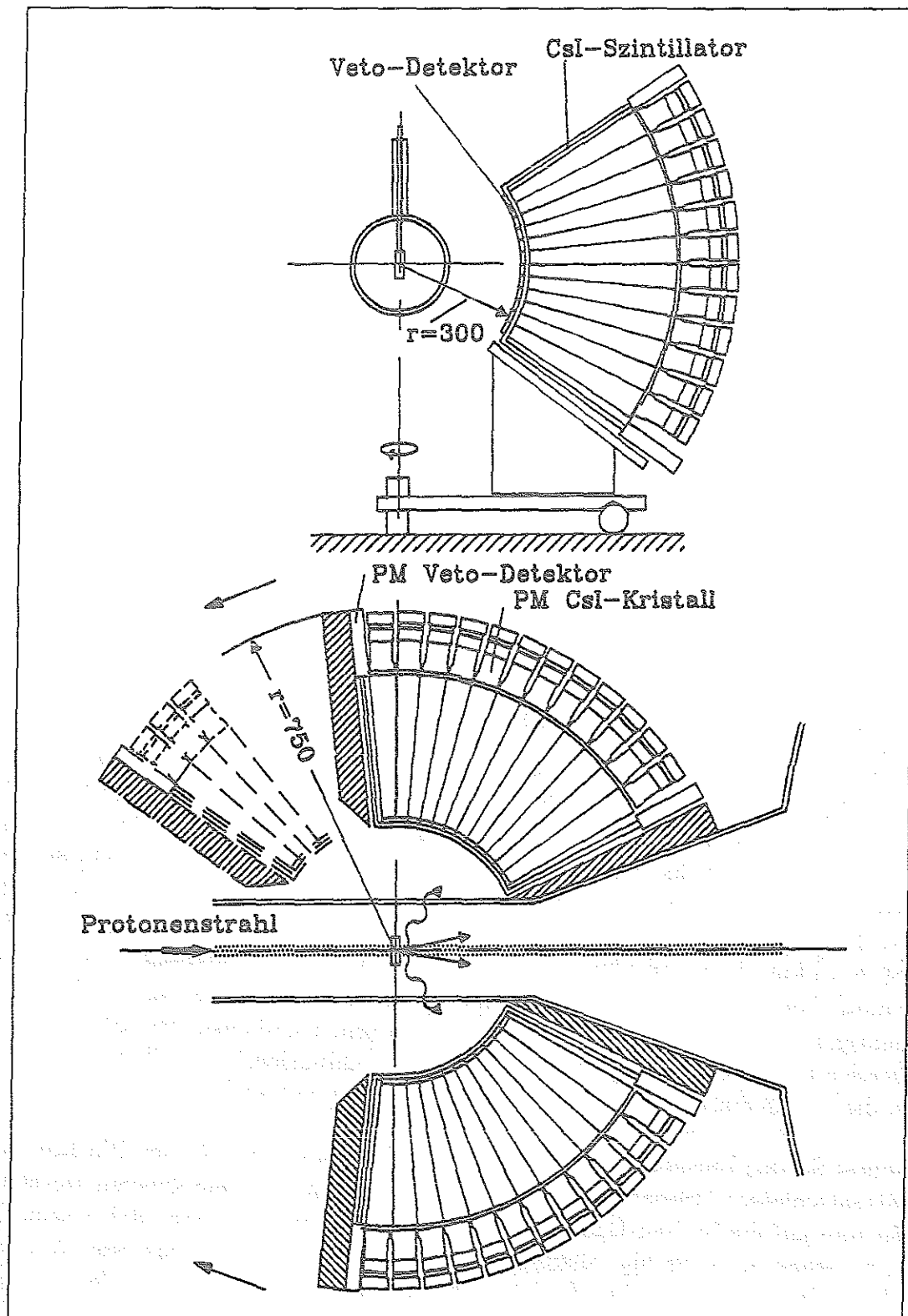


Abbildung 4.2: Aufbau eines zweiarmigen Photonenspektrometers an COSY. Der gesamte Detektor ist Teil einer Kugelschale der Dicke 30 cm. Beide Arme sind drehbar um das Target angeordnet.

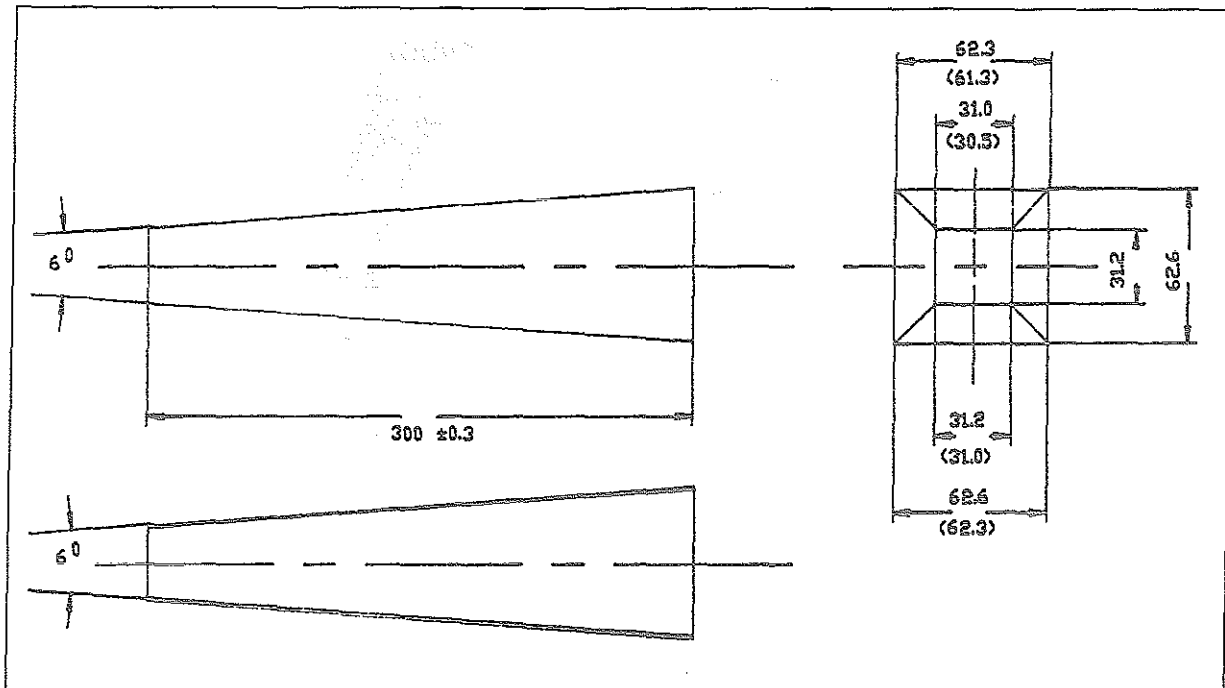


Abbildung 4.3: Beispiel eines Kristallelementes. Zu sehen ist die nicht ganz quadratische Pyramidenform, die je nach Detektorebene variiert.

4.2.1 Nachweis des Szintillatorlichtes

Die Intensität des im Szintillator erzeugten Lichtes ist proportional zur Energie des einfallenden γ -Quants. Für die Messung dieser Intensität werden in den meisten Fällen Photomultiplier eingesetzt. In einigen Kalorimetern, wie dem Crystal Barrel- oder L3-Detektor (vgl. Abschnitt 2.2.3), hat man PIN-Photodioden verwendet. Die Photodiodenauslese wird vor allem beim Betrieb in starken Magnetfeldern bevorzugt. Als günstig erweist sich ihre Anwendung bei CsI(Tl)-Szintillatoren, denn dort liegt das Lichtemissionsmaximum bei 550 nm (Abb. 4.1), was einen guten Überlapp mit der Quantenausbeute einer PIN-Photodiode liefert. Ihr Nachteil besteht im hohen Rauschen. Dies macht sich besonders bei niedrigen Energien bemerkbar. Da reines CsI sein Lichtemissionsmaximum aber im UV-Bereich zeigt (Abb. 4.1), kommt hier nur ein Lichtnachweis mit Photomultipliern in Frage, die zudem ein UV-durchlässiges Eintrittsfenster besitzen¹.

Zumindest für den Einsatz in unserem Testmodul haben wir uns für den PM Hamamatsu R 4551 entschlossen. Dieses Instrument paßt räumlich mit seinem äußeren Durchmesser von 60 mm auf die breiten Endflächen der Pyramidenstümpfe, ohne dabei seine Nachbarn zu berühren. Seine bialkalische Photokathode hat einen Durchmesser von 55 mm und deckt damit einen großen Teil der Auslesefläche ab. Das Eintrittsfenster besteht aus UV-Glas. Damit ist der Überlapp der Quantenausbeute mit dem Emissionsspektrum

¹Das Eintrittsfenster von PIN-Photodioden besteht aus Epoxidharz, das UV-Licht absorbiert.

des CsI(pur) nach Abb. 4.1 günstig. So wird für eine möglichst effektive Umsetzung des Lichtes in Photoelektronen gesorgt. Dieser 10-stufige PM kann mit einem handelsüblichen Spannungsteiler Hamamatsu E 1189-04 bestückt werden (darauf wird in Kap. 6 eingegangen).

4.3 Energieauflösung eines Szintillationszählers für hochenergetische Photonen

Die Streuung der Ergebnisse von Messungen der Energie von Photonen mit einem Szintillationsdetektor, der von Photomultipliern ausgelesen wird, hat folgende Ursachen:

1. Streuung der Zahl der im Szintillationsprozeß erzeugten Lichtquanten.
2. Abhängigkeit der Lichtnachweiseffizienz von der räumlichen Verteilung der Szintillationslichtquellen im Kristall (sog. "Ortsabhängigkeit").
3. Statistische Schwankung des Anteils der Szintillationslichtquanten, die die Photokathode des Multipliers erreichen.
4. Statistische Streuung der Zahl der aus der Photokathode des PM ausgelösten Photoelektronen.
5. Elektronikrauschen.
6. Leckage des Schauers.

Die Anzahl N der im Szintillator erzeugten Lichtquanten ist proportional zu der in ihm deponierten Energie. N unterliegt aber einer statistischen Streuung. Gehorcht der Lichterzeugungsprozeß den Gesetzen der Poisson-Statistik, dann gilt für die Schwankung σ_N : $\sigma_N = \sqrt{N}$. Damit variiert auch die mit einem Szintillator gemessene Energie. Diese Schwankung ΔE der Energie E führt in diesem Fall zur folgenden Beziehung für die Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E} \propto 2.36 \cdot \frac{\sigma_N}{N}$ ("intrinsische Energieauflösung"):

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \frac{K}{\sqrt{E}}. \quad (4.1)$$

K ist eine Konstante. Dies bedeutet, daß die relative Energielinienbreite eines Szintillators bei höheren γ -Impulsen kleiner wird. Entsprechendes gilt für die Schwankung der Zahl der ausgelösten Photoelektronen eines Photomultipliers. Die Energieauflösung eines einzelnen Detektorelementes läßt sich steigern, wenn das im Kristall erzeugte Licht möglichst vollständig zum PM gelangt. Die Oberflächen des Szintillators, die nicht an die Vervielfacherröhre koppeln, werden daher mit lichtreflektierenden Materialien beschichtet. Für CsI(pur) hat sich Teflon (PTFE), das auch noch im UV-Bereich Reflektivitäten um 98 % [Wei81] aufweist, bewährt. Aluminium besitzt bei 300 nm eine Reflektivität von 80 %. Trotzdem wird es als Reflektor verwendet (vgl. Kap. 5).

Beim Auslesen von langen Kristallen an einem Ende ergibt sich folgende Schwierigkeit: Weit vom PM erzeugtes Licht legt einen längeren Weg im Kristall zurück als Photonen, die näher am PM produziert wurden. Auf dem Weg zum PM erleidet aber, das im Kristall erzeugte Licht auch Absorption [Fab91b], und an den Grenzflächen des Kristalls wird die Lichtintensität durch Streuung und Absorption von anderen Materialien reduziert. Dies führt zu einer vom Lichtentstehungsort abhängigen Nachweiseffizienz, der o.a. "Ortsabhängigkeit". Eine eindeutige Zuordnung der Lichtintensität zur Energie ist entsprechend unscharf, und die γ -Linie wird breiter. Im Gegensatz zu der durch Photonenstatistik bedingten Verschlechterung der Energieauflösung bleibt dieser Effekt bei hohen Energien unverändert. Man wird deshalb darum bemüht sein, die Ortsabhängigkeit zu minimieren. Durch Veränderung von Reflexionseigenschaften der Kristalloberfläche läßt sie sich vermindern. In Kapitel 5 wird darauf genauer eingegangen.

Ein für Schauerzähler wichtiger Beitrag zur Energieauflösung ist die Leckage der im Schauer enthaltenen Quanten. Denn wie Abbildung 2.6 zeigt, entweichen aufgrund begrenzter Detektordimension Teile der Kaskade. Diese fehlende Energieinformation verbreitert ebenfalls die γ -Linie des Zählers. Man unterscheidet dabei zwischen longitudinaler und transversaler Leckage. Letztere bleibt bei Variation der Photonenenergie im wesentlichen unverändert, da die seitliche Schauerausdehnung nahezu konstant bleibt. Ist das Kalorimeter nicht ausreichend tief, dann impliziert die Zunahme der mittleren Schauerlänge mit steigender γ -Energie die gleichzeitige Abnahme der Energieauflösung des Spektrometers.

Neben der Größe des Detektors tragen aber auch andere Effekte zum unvollständigen Nachweis des Schauers bei: In einigen Kristallen befinden sich nur kleinere Anteile der Kaskade. Da aber jedes Element nur Signale ab einer bestimmten Schwelle vom Rauschen unterscheidet, geht Energieinformation verloren. Dieser Beitrag ist allerdings beim Auslesen der Kristalle mit Photomultipliern gering². Des weiteren führt die Absorption der Schauerteilchen im inaktiven Strukturmaterial des Detektors (z.B. Halterung der Kristalle, Beschichtung der Szintillatoren mit Teflon und Mylar) zur Verschlechterung der Energieauflösung.

4.4 Simulation von elektromagnetischen Schauern in CsI

Das sich im Bau befindliche, aus 5 · 5 Pyramidenstümpfen bestehende Testmodul soll vor allem Klarheit über die Energieauflösung eines CsI(pur)-Kalorimeters bei höheren Energien verschaffen. Testmessungen können u.a. an einem Elektronenbeschleuniger (z.B. ELSA in Bonn) durchgeführt werden. Ein hochenergetischer Elektronenstrahl erzeugt nämlich in Materie, genau wie Photonen, einen elektromagnetischen Schauer. Der Elektronenstrahl kann aber auch zur Erzeugung von markierten Photonen genutzt werden, die man dann direkt mit dem Detektor messen kann.

²Bei Zählern, die Photodioden zur Lichtauslese beinhalten, muß dieser Beitrag berücksichtigt werden.

Um im Vorfeld seiner Fertigstellung die durch Schauerleckage bedingte Energieauflösung abzuschätzen, wurden Geant3 Monte-Carlo Simulationsrechnungen durchgeführt. Entsprechend des Aufbaus aus Abbildung 4.2 wurde dem Geant3 ein Paket, bestehend aus $5 \cdot 5$ CsI Szintillatoren, als Geometrie eingegeben. In den zentralen Kristall wurden 10 000 Photonen mit Energien von jeweils 100 MeV und 400 MeV eingeschossen. Der elektromagnetische Schauer verteilt sich auf mehrere Elemente. Seine Energiedeposition im zentralen Kristall alleine und in 8, sowie 24 weiteren, ihn umgebenden Pyramidenstümpfen wurde für jedes Ereignis festgehalten. Auf diese Weise ergeben sich in Abhängigkeit von der Anzahl der Detektorelemente Energiespektren.

Die Resultate zeigen Abbildungen 4.4 und 4.5. Darin erkennt man die durch transversale Leckage bedingte Linienverbreiterung. Trotzdem können in einem einzelnen Kristall selbst bei 400 MeV über 80 % der Schauerenergie deponiert werden. Die Energiesumme über alle 25 Elemente zeigt bei einem 100 MeV Schauer einen sehr schmalen Peak. Die Hinzunahme weiterer Kristalle würde keine weitere Verbesserung ergeben. Der zu kleineren Energien auslaufende Schwanz wird durch longitudinale Leckage verursacht; viele γ -Quanten des Schauers entweichen hinten, einige werden aber auch vorne aus dem Detektor zurückgestreut (vgl. Abb. 2.6). Es kommt ebenfalls vor, daß primäre, in das Modul einfallende Photonen erst nach 10 cm (und noch weiter) konvertieren, mit der Folge einer nach hinten herausragenden Kaskade. Der Vergleich mit Abb. 4.5 macht folgendes deutlich: Die relative Linienbreite bei der Schauerausbreitung in einem einzigen Element beträgt hier 16 % FWHM gegenüber 27 % FWHM bei 100 MeV. Dies liegt an der bereits erwähnten energieunabhängigen transversalen Schauerausdehnung: Die 400 MeV Photonen konvertieren weiter hinten im Kristall, wo der Detektor breiter ist und somit bei konstanter Schauerausdehnung kleinere Teilchenverluste erleidet. Umgekehrt machen sich Effekte der longitudinalen Leckage bei 400 MeV stärker bemerkbar als bei 100 MeV. Ein 25-elementiges, 30 cm tiefes Testmodul liefert bei 400 MeV eine Energieauflösung, die aufgrund der Schauerleckageeffekte nicht besser als 3 % FWHM werden kann. Durch die Wahl längerer Kristalle könnte dieser Wert zwar noch weiter verbessert werden, doch stieße man neben höheren Kosten auf die Schwierigkeit höherer Ortsabhängigkeit der Lichtnachweiseffizienz. Bei 100 MeV lassen Leckageeffekte eine relative Linienbreite von 2 % FWHM zu. Das Testmodul wird zeigen, wie nahe man an diesen Wert herankommt.

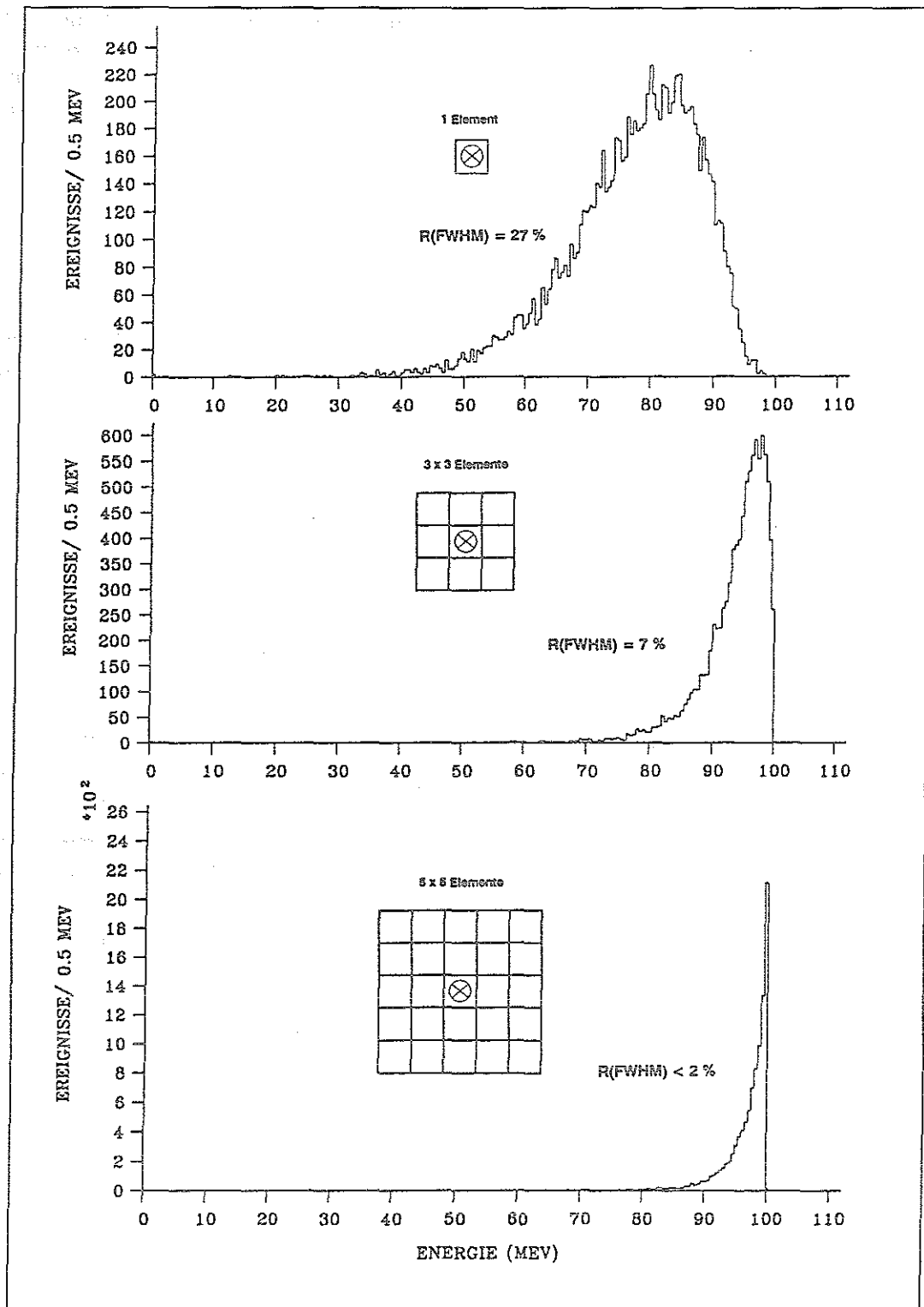


Abbildung 4.4: Monte-Carlo Simulationen der Linienbreiten für 100 MeV Photonen, wie sie mit Gruppen bestehend aus 1, 9 und 25 CsI Pyramidenstümpfen beobachtet werden. Das eingekreiste Kreuz zeigt die Einschussposition des primären Photons.

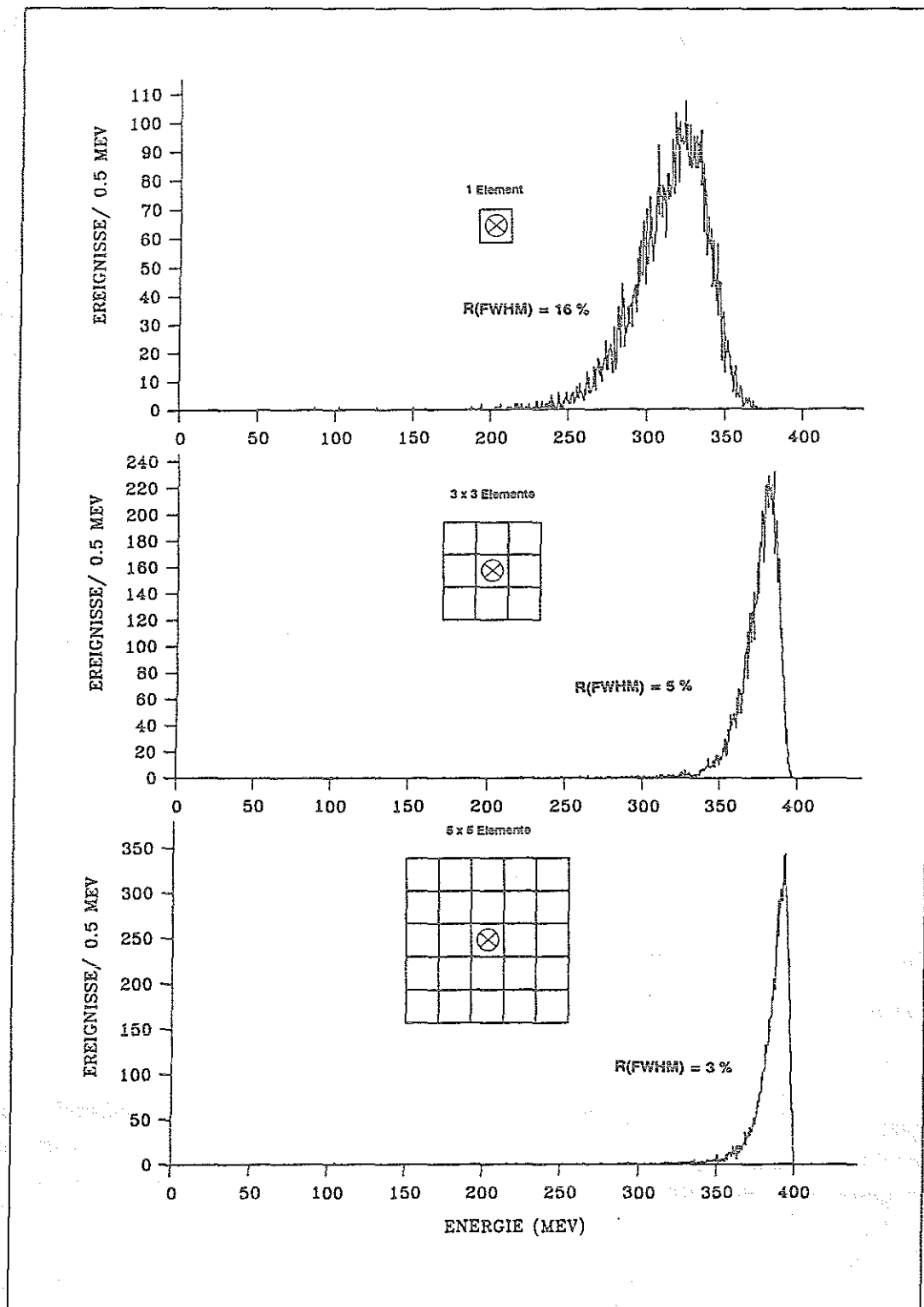


Abbildung 4.5: Wie vorhergehende Abbildung jedoch für 400 MeV Photonen.

5 Testmessungen an CsI(pur)-Pyramidenstümpfen

Für das Testmodul wurden bereits 27 CsI(pur)-Kristalle angefordert. Für diese Pyramidenstümpfe wurden Spezifikationen vorgegeben, die neben genauen Abmessungen (Toleranz: 0.3 mm) und einem hohen fast/total-Verhältnis eine geringe Ortsabhängigkeit bei akzeptabler Energieauflösung festlegen.

Den Meßaufbau zur Überprüfung der Anforderungen zeigt Abb. 5.1. Auf die Kristalle strahlt man mit einer ^{137}Cs -Quelle (γ -Linie bei 662 keV) kollimiert ein. An das breite Ende der Pyramide ist der PM Hamamatsu¹ R 4017 mit wahlweise viskosem Silikonöl oder festem Silikonkautschuk gekoppelt². Die Energie der gemessenen γ -Strahlung wird aus der an der Anode des Photoelektronenvervielfachers gesammelten Ladung (Integral des Stromes) ermittelt. Die Anodenstromeimpulse werden daher mit Hilfe eines schnellen ladungsempfindlichen Vorverstärkers (Anstiegszeit: 20 ns) integriert. Die Energieinformation steckt nun in der Signalamplitude. Die Signale können weiter einer Pulsformanalyse unterzogen werden: Man führt sie einerseits einem Pulsformerhauptverstärker ($\tau = 3 \mu\text{s}$) und andererseits einem Timing-Filter-Verstärker zu. Die Integrations- und Differentiationszeit des letzteren wird auf 100 ns eingestellt. Damit unterdrückt man Signalanstiegszeiten, die 100 ns übersteigen. Zeitkonstanten bis $3 \mu\text{s}$ tragen voll zur Ausgangsimpulshöhe des Hauptverstärkers bei.

Durch den Vergleich der Signalamplituden hinter diesen Einheiten definiert man ein fast/total-Verhältnis (vgl. dazu auch Abschn. 4.1). Als Folge von Untersuchungen an CsI(pur)-Kristallen verschiedener Hersteller [Koc90] wurde ein Mindestwert von 75 % festgelegt. Die relative Linienbreite der schnellen Komponente sollte 23 % FWHM nicht übersteigen. Zur Festlegung der Ortsabhängigkeit der Lichtnachweiseffizienz führt man folgende Definition ein:

$$\text{ORTSABH.} = \frac{\text{maximale Pulshöhe} - \text{minimale Pulshöhe}}{\text{maximale Pulshöhe}} \cdot 100 \quad (5.1)$$

Die Pulshöhen mißt man entlang der Pyramide. Für ORTSABH. soll folgendes gelten:

- ORTSABH. $\leq 5 \%$ im Bereich 0 bis 300 mm vom PM
- ORTSABH. $\leq 3 \%$ im Bereich 50 bis 300 mm vom PM

Der gesamte Bereich erlaubt größere Toleranzen, da im letzten Kalorimeterteil (vor den Photoröhren) nur geringe Schaueranteile zu erwarten sind. Die Festlegung dieser Spezifikation geschah unter Berücksichtigung der Möglichkeiten des Herstellers und stellt nicht das Optimum dar. In Abschnitt 5.1.1 wird gezeigt, daß bessere Resultate durchaus erreichbar sind.

¹Dieser entspricht dem Photomultiplier des Testmoduls (vgl. Abschnitt 4.2.1). Lediglich seine Photokathode besitzt einen größeren Durchmesser von 70 mm.

²Diese Ankopplung begünstigt den optischen Kontakt. Denn der Brechungsindex von CsI(pur) beträgt 1.9 (vgl. Tab. 4.1) und der des PM-Eintrittsfensters 1.5 (Glas).

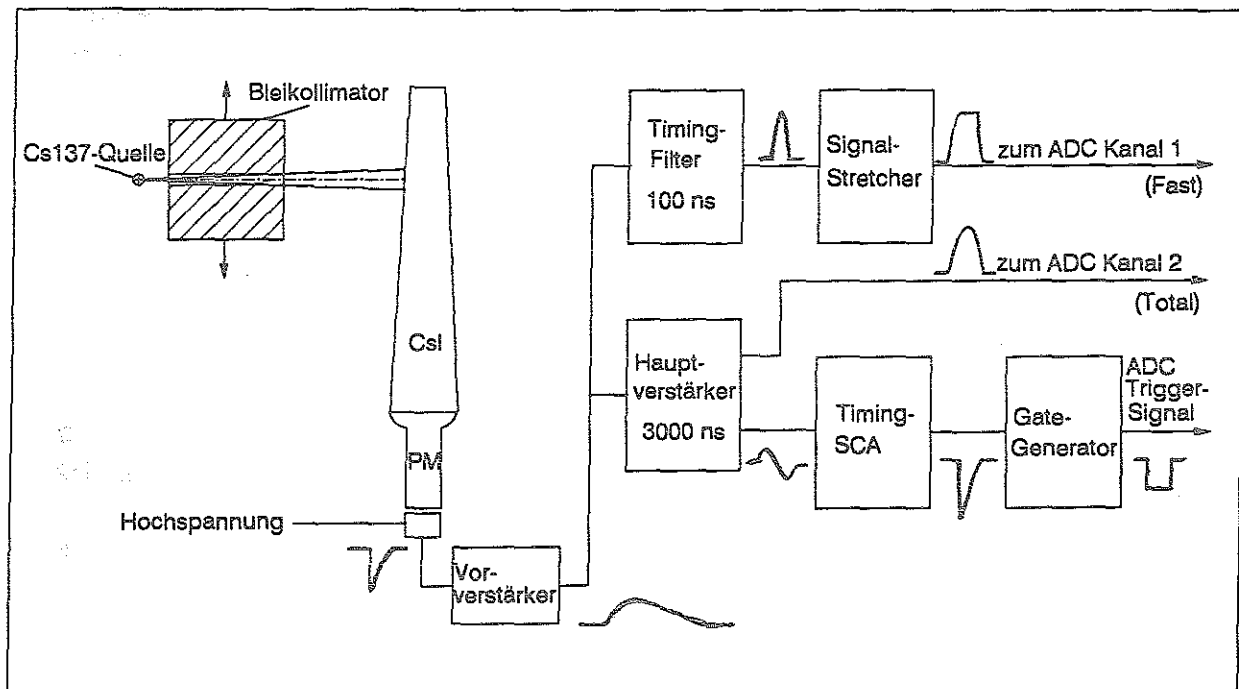


Abbildung 5.1: Schematische Skizze der Meßanordnung samt analoger Elektronik zum Testen der Kristalle. Zur Bestimmung der Ortsabhängigkeit wird der kollimierte γ -Strahl rechnergesteuert entlang des Szintillators gefahren. Die fast- und total-Signale werden auf separate Kanäle eines spannungsempfindlichen ADC's gelegt und dann wird rechnerisch ihr Verhältnis bestimmt.

5.1 Lichtsammlung und Ortsabhängigkeit

Die Kristalle werden mit zwei Lagen Teflonfolie (Dicke: $10\ \mu\text{m}$) umwickelt, um so maximale Lichtintensität am PM zu erhalten. Zu deren Schutz und zur optischen Isolation gegenüber den Nachbarkristallen liegt darüber noch eine aluminisierte Mylarfolie (Dicke: $20\ \mu\text{m}$).

Ist ein Szintillator unbeschichtet und sind seine Oberflächen poliert, dann wird das Licht an der Grenzschicht vom Kristall zu seiner Umgebung gemäß Fresnelscher Formeln teilweise reflektiert. Der Winkel der Totalreflexion gegenüber Luft beträgt $\vartheta_{\text{Total}} = 31^\circ$. Man erwartet zur Pyramidenspitze eine Zunahme der Pulshöhe. Dieser Anstieg erklärt sich aus der pyramidalen Geometrie: Nach dem Liouvilleschen Satz ist das Produkt aus der Kristallquerschnittsfläche und der Strahldivergenz (Phasenraumdichte) konstant. Oben im Szintillator ist der Querschnitt kleiner, die Divergenz des Lichtes also größer als am breiten Ende. Dies bedeutet, daß Photonen von der Spitze der Pyramide unter kleineren Einfallswinkeln auf die Auslesefläche fallen als Quanten, die in ihrer Nähe erzeugt und unter dem gleichen Raumwinkel ausgesendet werden. Durch Reflexionen an den geneig-

ten Seiten wird der Winkel der Lichtstrahlen mit der Längsachse des Kristalls kleiner, wenn das Licht Bereiche von größerer transversaler Ausdehnung erreicht. An der Grenze der Auslesefläche zum PM-Eintrittsfenster mit dem dazwischenliegenden Ankopplungsmedium werden aber Photonen, die flacher als unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion einfallen, zurückreflektiert. Lediglich ein Lichtkegel mit dem Öffnungswinkel ϑ_{Total} (47.5° bei $n_{Silikonöl} = 1.4$) erreicht demnach die Photokathode. In diesem Kegel befinden sich aber mehr Photonen, wenn das Licht näher der Pyramidenspitze entsteht.

Aus dieser Betrachtung wird außerdem der Einfluß des Ankopplungsmediums auf die Ortsabhängigkeit deutlich: Silikonkautschuk besitzt mit $n = 1.33$ einen kleineren Brechungsindex als Silikonöl, wodurch ϑ_{Total} mit 43.8° ebenfalls geringer wird, mit der Folge, daß in der Nähe der Auslesefläche erzeugte Photonen eine geringere Austrittswahrscheinlichkeit besitzen.

Rauht man die Kristalloberfläche jedoch auf, so streut sie das Licht diffus zurück. Dabei haben die Lichtquanten senkrecht zu dieser Oberfläche, gemäß des Lambertschen Gesetzes, die größte Reflexionswahrscheinlichkeit. Daraus folgt, daß weit von der Auslesefläche erzeugte Photonen viele Reflexionen erleiden. Da aber an der Kristalloberfläche ein Teil des Lichtes absorbiert wird, können vergleichsweise nur wenige Photonen die Photokathode erreichen. Es entsteht eine Ortsabhängigkeit, bei der die Pulshöhe mit dem Abstand der γ -Quelle vom PM abnimmt.

Durch Polieren oder Aufrauen an bestimmten Stellen kann man manche Kristalle auf die gewünschte Ortsabhängigkeit hintrimmen. Es muß stets darauf geachtet werden, daß die Lichtausbeute und damit die Energieauflösung bei dieser Prozedur die geforderte Mindesthöhe beibehält. Von 27 bestellten Kristallen wurden bisher 14 geliefert, von denen aber nur 7 die Spezifikationen erfüllen. Die Hauptschwierigkeit besteht in der Einhaltung der geforderten Ortsabhängigkeit. Tabelle 5.1 faßt die Resultate zusammen. Abbildung 5.2 verdeutlicht den Verlauf der lokalen Uniformität. Zur Lichtankopplung diente Silikonkautschuk. Durch Verwendung von Silikonöl (Baysilon Öl M 500 000 / Bayer AG) kann die Lichtausbeute leider nur bei gleichzeitig starker Zunahme der Ortsabhängigkeit gesteigert werden (vgl. Abb. 5.3). Mit Ausnahme der Kristalle Nr. 11 und Nr. 13 liegt die Energieauflösung aber im geforderten Bereich, so daß das hier verwendete Ankopplungsmaterial akzeptiert werden kann. Das Verhältnis des schnellen zum gesamten Licht ist ebenfalls tolerierbar und unterschreitet bei nur wenigen Kristallen geringfügig die geforderten 75 %.

5.1.1 Manipulation der Ortsabhängigkeit

Einige der gelieferten Kristalle hatten sehr gute Werte für die Energieauflösung und das fast/total-Verhältnis. Lediglich die Ortsabhängigkeit entsprach nicht den Erwartungen. Wir haben deshalb nach Verfahren gesucht, die locale Uniformität zu verbessern. Die Untersuchung einiger sorgfältig polierter, unbeschichteter Pyramidenstümpfe zeigte, daß

Tabelle 5.1: Ergebnisse aus Testuntersuchungen der Csl(pur)-Pyramidenstümpfe. Die Kristalle sind mit zwei Lagen Teflonfolie der Dicke 0.01 mm umwickelt. Als dritte Schicht ist eine dünne aluminisierte Mylarfolie angebracht. Die Werte für die Ortsabhängigkeit beziehen sich auf den Bereich zwischen 50 und 300 mm.

Kristall- nummer	ORTSABH. [%]	Energieauflösung FWHM [%]	fast/total [%]
1	1.8	21.9	72
2	1.9	20.2	78
3	2.2	22.6	80
4	2.5	21.4	75
5	2.7	21.4	78
6	2.9	20.7	73
7	2.9	21.2	74
8	3.3	22.6	76
9	4.5	20.8	79
10	4.8	22.6	77
11	5.1	24.0	77
12	6.1	21.8	81
13	6.6	25.0	79
14	6.7	23.2	75

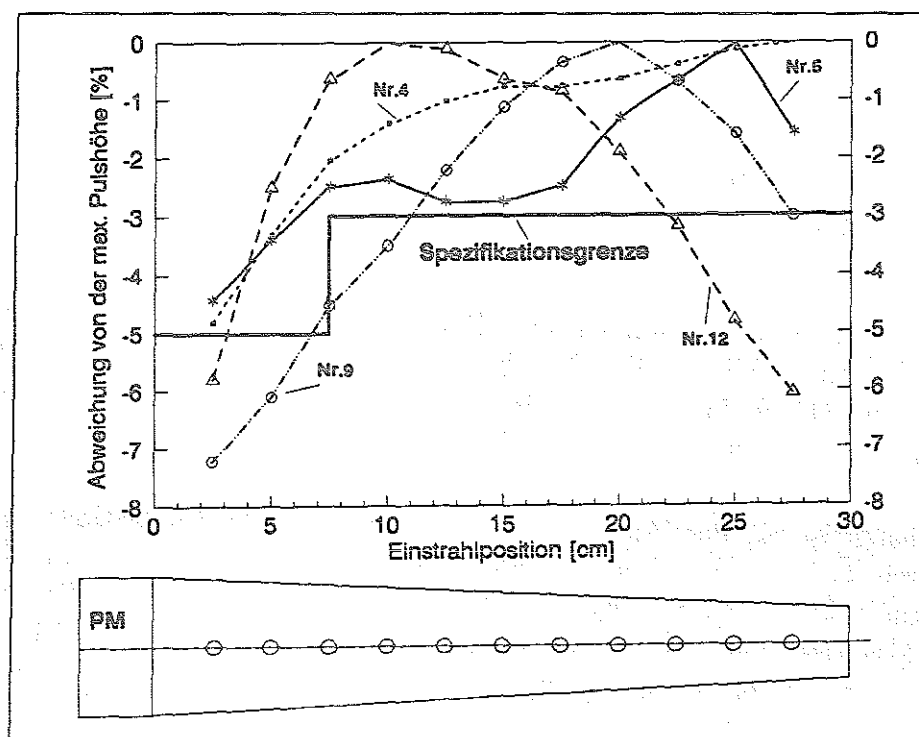


Abbildung 5.2: Verlauf der Ortsabhängigkeit einiger repräsentativer Kristalle aus obiger Tabelle. Keine der Pyramiden zeigt den für diffuse Reflexion erwarteten Verlauf.

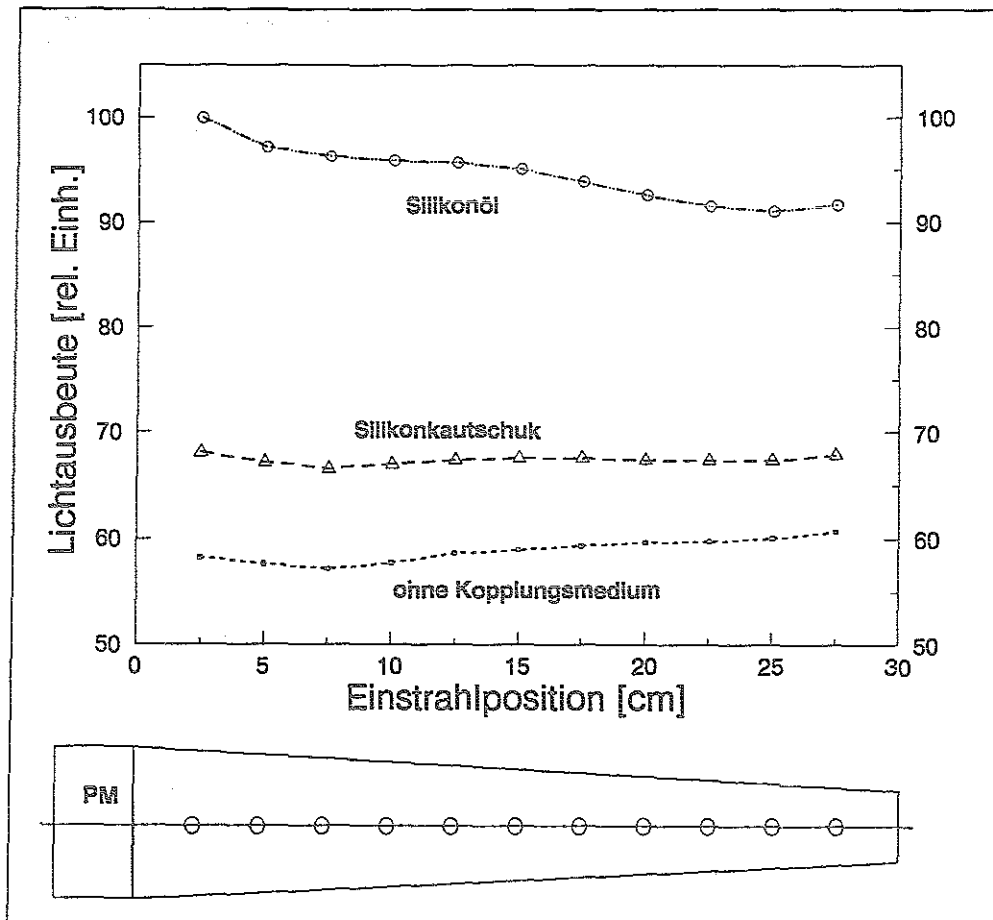


Abbildung 5.3: Ortsabhängigkeit und Lichtausbeute unter Benutzung verschiedener Ankopplungsmedien zwischen PM und Szintillator am Beispiel des Kristalls Nr. 2. Ortsabhängigkeit für Silikonöl: 8.4 %, für Silikonkautschuk: 1.9 % und ohne Ankopplungsmedium: 5.7 %.

sie von Probe zu Probe variieren kann. Der erwartete Anstieg der Pulshöhe zur Kristallspitze blieb zum Teil aus. Die Ortsabhängigkeit ist offenbar vom Szintillatormaterial selbst abhängig. Durch diese Tatsache ist man gezwungen, ein Verfahren anzugeben, daß diese individuellen Eigenschaften mitberücksichtigt.

Am einfachsten ist es, den Anteil der Absorption an Einstrahlpositionen mit höherer Lichtnachweiseffizienz anzuheben. Da man Teflonfolie nur sehr schlecht mit Farben oder Stiften bemalen kann (Verformung tritt ein), wurde auf Kosten höherer Reflektivität aluminisierte Mylarfolie zur Lichtsammlung verwendet. Dieser Nachteil wird bei Benutzung von Silikonöl zur optischen Ankopplung kompensiert. Das Hintrimmen der Ortsabhängigkeit vollzieht sich in mehreren Schritten:

1. Vermessen eines gut polierten und mit einer Lage aluminisierter Mylarfolie eingewickelten Kristalls.

2. Der Kristall wird wieder ausgewickelt und auf die Innenseite der Folie in Bereichen überhöhter Pulshöhe mit dunklem Filzstift (wasserfrei!) ein Linienmuster gemalt. Die Dichte der Linien richtet sich nach der Stärke der Pulsüberhöhung, sollte aber im ersten Schritt noch klein gehalten werden: Erfahrungen haben gezeigt, daß ein Strich alle 1.5 cm mit einer Stärke von ca. 1 mm ausreicht.
3. Der Kristall wird erneut vermessen und bei Bedarf die Dichte der Linien erhöht oder verringert (Abwaschen mit Alkohol). Der 2. Schritt wird so oft wiederholt, bis die akzeptable Uniformität erreicht ist.

Abbildung 5.4 zeigt die Ortsabhängigkeit eines auf diese Weise behandelten Kristalls. Es konnte ein exzellenter Wert von 1.1 % erreicht werden. Die Energieauflösung beträgt dabei 22 % FWHM. Die Verwendung von Mylarfolie stellt also einen Kompromiß dar, denn beim Einsatz von Teflonfolie und Silikonöl fällt die relative Linienbreite auf Werte von

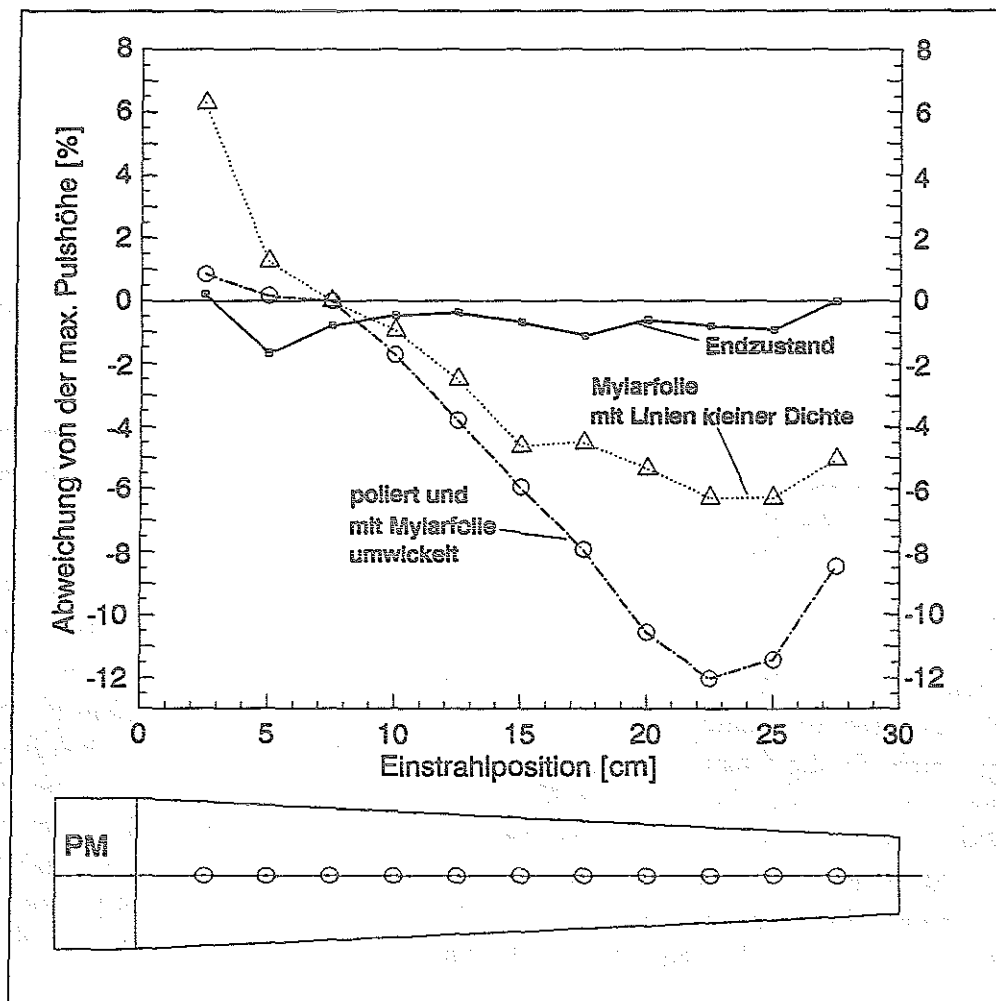


Abbildung 5.4: Manipulation der Ortsabhängigkeit eines Kristalls. Alle Kurven sind auf die maximale Pulshöhe im Bereich 7.5 und 30 cm normiert.

weniger als 20 % FWHM ab, doch muß der energieunabhängigen lokalen Uniformität der Lichtnachweiseffizienz größere Bedeutung beigemessen werden (vgl. nächster Abschnitt).

5.2 Energieauflösung bei höheren Energien

Die intrinsische Energieauflösung eines Szintillators skaliert unter der Annahme reiner Poisson-Statistik bezüglich der Zahl der im Szintillator erzeugten Photonen nach Gleichung 4.1 mit $1/\sqrt{E_\gamma}$. Da für γ -Quanten bei 0.662 MeV ein Wert um 20 % FWHM gemessen wurde (Tab. 5.1), erwartet man beispielsweise bei 100 MeV eine relative Breite von 1.6 % FWHM. Für das gesamte Kalorimeter bedeutet dies, daß der Linienbreitenanteil bei hohen Energien, bedingt durch die Lichtquantenausbeute von CsI(pur), kleiner als der Beitrag ist, der der Schauerleckage entspringt (vgl. Kap. 4). Es ist jedoch keineswegs sicher, daß die o.a. Skalierung für reines CsI zutrifft³. Demnach wäre es sinnvoll, die Linienbreite eines Pyramidenstumpfes auch bei höheren Energien zu testen. Die Verwendung eines hochenergetischen γ - oder Elektronenstrahls führt zu der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers im Kristall und scheidet damit für die Untersuchung der intrinsischen Energieauflösung an einzelnen Elementen aus (Leckageeffekte überwiegen).

Es bietet sich der Beschuß mit Protonen an. Im Institut für Festkörperphysik des Forschungszentrums Jülich stand uns am dortigen Kompaktzyklotron ein 20 MeV Protonenstrahl zur Verfügung. Problematisch waren dabei die hohen Teilchenraten (deutlich höher als 10^5 Protonen/s), die selbst reines CsI nicht mehr verarbeiten kann. Durch Kollimierung und Defokussierung des Strahls konnte schließlich die Zahl der auf den Pyramidenstumpf je Zeiteinheit auftreffenden Protonen auf ein meßbares Maß reduziert werden: Ein 20 MeV Spektrum wurde aufgenommen. Abbildung 5.5 zeigt das Resultat. Der niederenergetische Ausläufer der Linie kommt durch Streuung von Protonen in einem massiven Strahlrohrkollimator, der zur Reduktion des Strahlstroms in das Vakuumstrahlrohr eingebaut wurde, zustande. Daher darf zur Abschätzung der intrinsischen Halbwertsbreite nur der rechte Ast der Protonenlinie verwendet werden. Es ergibt sich eine relative Linienbreite von 7 % FWHM. Ferner ist zu beachten, daß die Lichtquantenausbeute eines Szintillators von der Ionisationsdichte der einfallenden Teilchen abhängt, so daß Protonen im CsI(pur) eine niedrigere Lichtintensität als γ -Strahlung gleicher Energie liefern. Durch Eichung mit ^{137}Cs wurde für die Peaklage ein Wert von 13 MeV entsprechender γ -Energie ermittelt (das sind 65 % der Energie des Protonenstrahls). Am gleichen Kristall ergab sich für die Cäsium- γ -Linie eine Energieauflösung von 21 % FWHM. Damit erhält man durch Extrapolation mit Hilfe der Gleichung 4.1 bei 13 MeV einen Wert von $R(\text{FWHM}) = 5\%$. Grob wird das Verhalten der Energieauflösung bei dieser Energie bestätigt. Messungen an CsI(pur) mit höherenergetischen Protonen (187 MeV) wurden am Nationalen Laboratorium in Los Alamos (Neu Mexiko) durchgeführt [Ise89]: Bei Proben verschiedener Hersteller hat man dort relative Linienbreiten zwischen 1.6 und 3.76 % FWHM beobachtet. Eine sehr grobe Abschätzung der Linienbreite für den von uns

³Genau genommen gehorcht der Lichterzeugungsprozeß nur dann den Gesetzen der Poisson-Statistik, wenn seine Ereignisse statistisch unabhängig sind.

verwendeten Kristall bei 187 MeV liefert wieder eine Extrapolation. Dies ist aber nur ein sehr grober Richtwert, denn 187 MeV und 20 MeV Protonen besitzen unterschiedliche Ionisationsdichten (12 MeV/cm für 187 MeV, 59 MeV/cm für 20 MeV [Jan82]), und ihre quantitative Auswirkung auf die Lichtintensität in CsI(pur) ist nicht bekannt. Ausgehend von 7 % Energieauflösung für Protonen bei 20 MeV, folgt ein Wert von 2.2 % FWHM bei 187 MeV, was in etwa den dort gemessenen Werten entspricht.

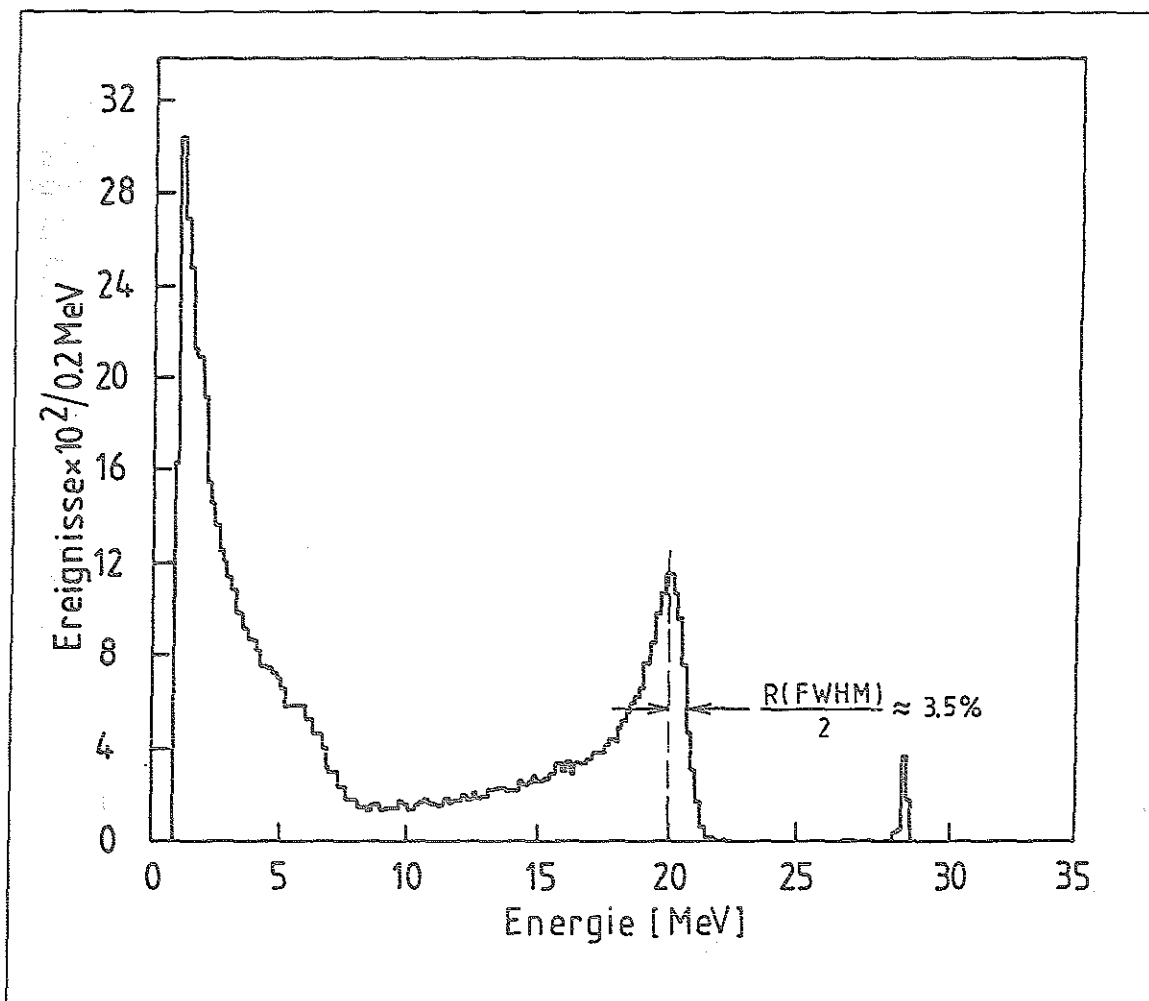


Abbildung 5.5: Pulshöhenspektrum von CsI(pur) (100 ns Fenster) beim Beschuss mit 20 MeV Protonen.

Abschließend läßt sich sagen, daß reines CsI ausreichend hohe Lichtintensitäten liefert. Damit müßte man in der Lage sein, ein Spektrometer zu bauen, welches bei 100 MeV eine relative Linienbreite von $< 5\%$ liefert. Es wird auch klar, daß die Verwendung von aluminisierter Mylarfolie zur Lichtsammlung bei niedrigen Energien die Auflösung zwar verschlechtert, doch spielt dies bei hochenergetischen Photonen keine große Rolle mehr. Die lokale Uniformität der Lichtnachweiseffizienz dagegen ist energieunabhängig. Somit ist der Reduzierung der Ortsabhängigkeit absolute Priorität einzuräumen.

6 Energieeichung eines Detektorelementes

Die Messung der Energien der dem Mesonenzerfall entstammenden Photonen macht eine Eichung des gesamten Kalorimeters erforderlich. Da aber jedes Detektorelement bei gleicher Energie i.a. unterschiedliche Pulshöhen liefert, ist eine Eichung der einzelnen Detektorelemente notwendig. Wie in Kapitel 3 dargestellt, sollte jedes Element γ -Energien bis 1 GeV messen können. Mit Hilfe eines hochenergetischen Elektronen- oder γ -Strahls lassen sich die einzelnen Segmente nicht eichen, denn die Schauerleckageeffekte verhindern die vollständige Deposition der Energie im Kristall. Abgesehen davon erfordert derartiges Vorgehen großen Aufwand. Es muß nach einer anderen Eichmethode gesucht werden. Szintillationskristalle weisen i.a. gute lineare Eigenschaften auf [Bir64]. So wäre es möglich, mit niederenergetischen Quellen durch Extrapolation auf höhere Energien zu schließen. Vom Photoelektronenvervielfacher ist in diesem großen dynamischen Bereich i.a. kein lineares Verhalten zu erwarten. Dies bedeutet, daß der Strom und damit die Ladung an der Anode der Vervielfacherröhre nicht unbedingt proportional zur Intensität des einfallenden Lichtes sein muß. Ist diese sog. Ladungsantwortfunktion des PM jedoch bekannt, dann wird, wie im linearen Fall, eine Eichung mit niederenergetischen γ -Quellen möglich. Für die Ausleselektronik des Kalorimeters ist ein nichtlineares Verhalten unter der Voraussetzung, daß daraus eine Komprimierung des dynamischen Bereiches folgt, sogar erwünscht (vgl. Kap. 7).

Ziel ist es also, die Antwortfunktion des in unserem Kalorimeter zu verwendenden Photomultipliers zu messen. Dazu benötigt man aber zunächst einen eichbaren Lichtpuls, der einerseits Lichtsignale definiert einstellbarer und ausreichend hoher Intensität liefert und dessen Pulse andererseits einen zeitlichen Verlauf aufweisen, der den Lichtsignalen aus reinem CsI möglichst nahe kommt. Die Wellenlänge seines Lichtes sollte lediglich im empfindlichen Bereich der Photokathode des PM liegen.

6.1 Laserdiode zur Simulation der Lichtpulse aus CsI(pur)

Im Kapitel 4 wurden die Eigenschaften des reinen CsI präsentiert. Der schnelle Lichtanteil des CsI(pur) besitzt nach Tabelle 4.2 zwei Zeitkonstanten; der Kristall des Herstellers Q & S besitzt einen exponentiellen Lichtabfall mit $\tau_1 = 8 \text{ ns}$ und $\tau_2 = 30 \text{ ns}$. Ihre zugehörigen relativen integralen Intensitäten betragen 47 % und 42 %. Der Verlauf dieses exponentiellen Abfalls kann mit Hilfe eines einzigen Lichtpulsers mit einer Zeitkonstanten τ_3 approximiert werden. Dazu wird der gewichtete Mittelwert zwischen τ_1 und τ_2 gebildet:

$$\tau_3 = \frac{I_1 \tau_1 + I_2 \tau_2}{I_1 + I_2}. \quad (6.1)$$

I_1, I_2 sind die absoluten Lichtintensitäten¹ zum Zeitpunkt $t = 0$. Diese Gleichung impliziert, daß die Beziehungen $I_3 = I_1 + I_2$ und $I_3 \tau_3 = I_1 \tau_1 + I_2 \tau_2$ gelten (gleiche Amplituden

¹Die Exponentialfunktionen haben folgende Gestalt: $I(t) = I_1 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_1}} + I_2 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_2}}$ für das Licht aus dem Kristall und $I(t) = I_3 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_3}}$ für den Lichtpuls.

und Ladungen). Das Produkt $I\tau$ entspricht der integralen Intensität. Das Verhältnis $\frac{I_2}{I_1}$ läßt sich damit aus den relativen integralen Intensitäten berechnen und beträgt hier 4.2. Daraus ergibt sich für τ_3 ein Wert von 12 ns.

Zur Simulation des Lichtpulses aus CsI(pur) benötigt man eine gepulste Lichtquelle mit einem schnellen Anstieg (maximal 5 ns) und einem Abfall von ca. 12 ns. Dieser Lichtpulser sollte zudem ausreichend hohe Lichtintensitäten liefern.

Gewöhnliche LED's sind bei Normalbetrieb zu langsam (maximal 100 ns). Durch aufwendige Schaltungen erreicht man zwar kleine Zeitkonstanten, allerdings nur bei geringer Lichtintensität [Sef88]. Seit einigen Jahren sind CW-Laserdioden verfügbar. Diese Halbleiter-Laser sind für den Dauerstrichbetrieb konzipiert, sie lassen sich aber auch ohne Probleme bei Pulsbetrieb einsetzen.

Eine Laserdiode ist im Prinzip wie eine gewöhnliche LED aufgebaut, mit dem Unterschied, daß ihr Halbleitermaterial stark dotiert ist. So kann sich dort im p-n-Übergang ab einer Schwellenstromstärke (in Durchlaßrichtung) die Besetzungszahlinversion aufbauen. Deshalb erfolgt die Lichtverstärkung durch stimulierte Emission entlang dieser p-n-Grenzschicht, der sog. aktiven Zone. Als Resonator dient hier der Halbleiter mit seinen geschliffenen Flächen als Endspiegel (Reflexionsgrad ca. 30 %). Das Laserlicht wird also senkrecht zum p-n-Übergang ausgesendet. Unterhalb des Schwellenstromes leuchtet die Diode wie eine gängige LED (vgl. Abb. 6.1). Das Licht ist aus diesem Grunde vor allem bei kleinen Leistungen nicht vollständig monochromatisch. Außerdem ist die Anzahl der Lasermode von der Lichtintensität abhängig (vgl. Abb. 6.2). Auf den sich daraus ergebenden Nachteil wird im Laufe dieses Kapitels noch eingegangen.

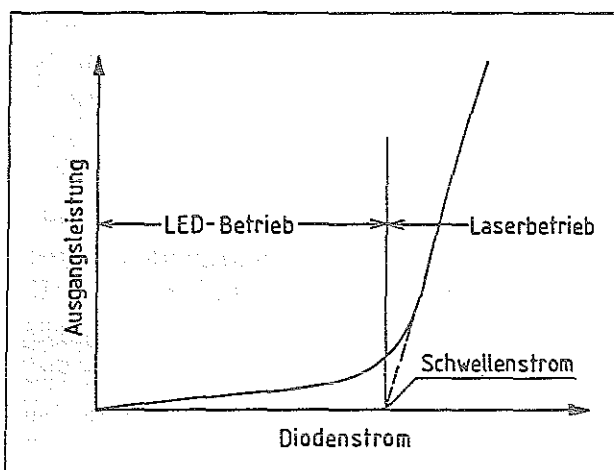


Abbildung 6.1: Strahlungsleistung einer Laserdiode in Abhängigkeit vom Durchlaßstrom.

Die meisten erhältlichen Laserdioden emittieren ihr Licht im Infrarotbereich (Wellenlänge > 800 nm). Die Empfindlichkeit der Photokathode des PM beschränkt sich jedoch im wesentlichen auf den sichtbaren Bereich. Durch den Einsatz des Halbleiters InGaAs ist

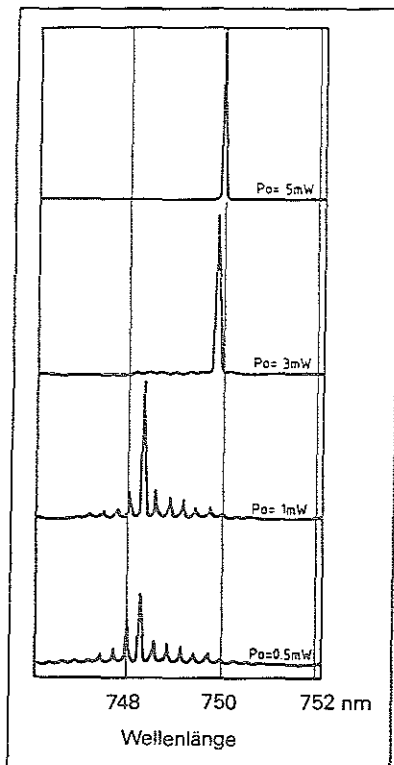


Abbildung 6.2: Abhängigkeit der Modenzahl von der Ausgangsleistung am Beispiel einer Infrarot Laserdiode [Spi88].

man in der Lage, Laserdioden zu bauen, die Licht mit einer Wellenlänge von 635 nm aussenden. Die Quantenausbeute einer bialkalischen Photokathode beträgt hier ca. 1 %. Dies erweist sich als ausreichend.

Wir haben eine Laserdiode des Typs Philips CQL84/D untersucht. In erster Linie sollte ihre Modulierbarkeit (also das Zeitverhalten) getestet werden. Zur Modulation wird die Laserdiode von einem konstanten Vorstrom, der mindestens dem Schwellenstrom entspricht, durchflossen. Denn die Lichtpulse sind nur unter diesen Umständen vollständig monochromatisches, kohärentes Laserlicht. Da aber die Laserdiode dann permanent (wenn auch schwach) leuchtet, dies aber bei der Simulation des Lichtes aus CsI(pur) nicht der Fall sein darf, und wir in erster Linie nicht an der Monochromasie, sondern an der Schnelligkeit der Lichtsignale interessiert waren, wurde diese Lichtquelle direkt an einen schnellen Rechteckpuls (Philips PM 5771) ohne Vorspannung angeschlossen. Um den Zeitverlauf des Lichtes testen zu können, wird ein schneller Lichtempfänger benötigt. Der Photomultiplier Valvo XP 2020 besitzt eine Anstiegszeit von 1.5 ns bei einer Elektronenlaufzeitstreuung (sog. "transit time spread") von nur 0.59 ns FWHM, eignet sich somit sehr gut für diesen Zweck. Am o.a. Puls wurde bei minimaler Breite (5 ns) ein maximaler Anstieg (2.5 ns) und Abfall (2.5 ns) des Signals eingestellt. Mit dem gepulsten Licht wurde dann die Photokathode des PM beleuchtet. Abbildung 6.3 zeigt das beobachtete Antwortverhalten der Laserdiode auf diesen schnellen Spannungspuls. Es ist dabei zu erkennen, daß das Laserlicht dem Generatorpuls sehr gut folgen kann. Der Signalanstieg (im Bild ist es der Abfall) von 10 auf 90 % der Amplitude liegt bei etwa 5 ns. Die

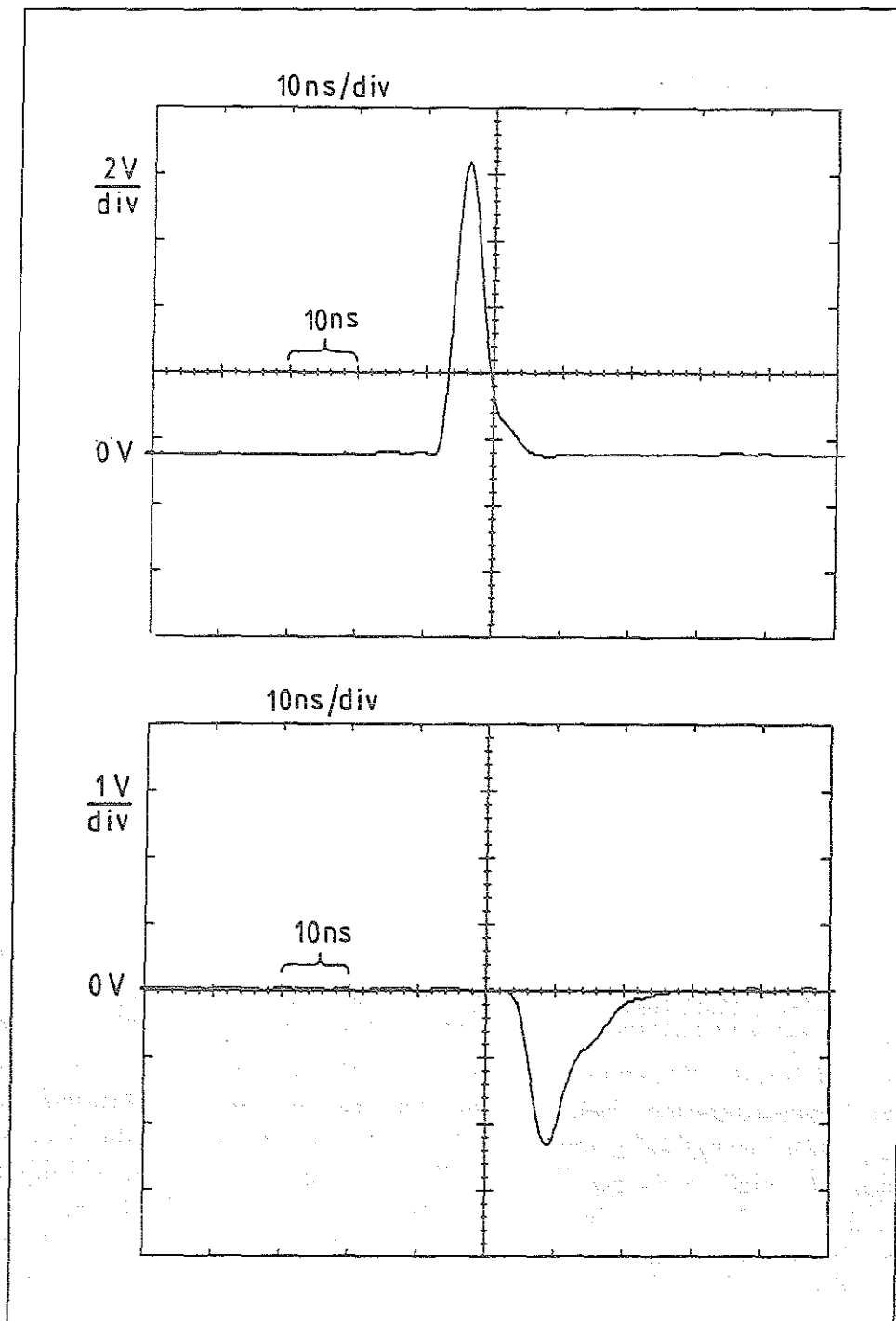


Abbildung 6.3: Zeitlicher Signalverlauf. Oberes Bild: direkt hinter dem Pulser. Unteres Bild: am Anodenausgang des PM Valvo XP2020. Die Pulse wurden mit einem 500 MHz-Oszilloskop aufgenommen.

Abfallszeit erhält einen Wert von ca. 15 ns; unter der Annahme eines Exponentialabfalls entspricht dies einem τ von 7 ns. Damit ist gezeigt, daß diese Lichtquelle ausreichend schnell zur Simulation des CsI(pur) Lichtes ist.

Das weitere Vorgehen verlangt eine genau definierte Regulierung der Lichtintensität. Dann wird auch deutlich, daß diese Diode ausreichend hohe Lichtpulse zur Untersuchung der Ladungsantwortfunktion des PM liefert.

6.1.1 Kalibrierung der Lichtintensität

Der hier verwendete Rechteckpuls besitzt zwar eine variable Ausgangsspannung, doch ist die Lichtintensität der Laserdiode nicht exakt proportional zur angelegten Spannung. Es muß eine Möglichkeit gefunden werden, die Helligkeit entweder mit Hilfe eines kalibrierten Detektors zu messen, oder auf definierte Weise abzuschwächen.

Letzteres könnte mit Graufiltern bekannter Absorption durchgeführt werden. Doch ihre Filterwirkung beruht nicht nur auf Absorptions-, sondern auch auf Reflexionseffekten. Man unterscheidet dabei zwischen metallischen und absorbierenden Filtern. Die einen bestehen aus metallbedampftem Glas, die letzteren aus gefärbtem. Die Metallschicht impliziert höhere Reflektivität. Für Untersuchungen von Photomultipliern, die selbst ein reflektierendes Eintrittsfenster besitzen, werden die vom Hersteller angegebenen Filtertransmissionswerte aufgrund von Reflexion (zwischen PM und Filter) verfälscht. Das gleiche gilt, wenn auch in geringerem Maße, für die Absorptionsfilter. Damit ist also eine verlässliche Bestimmung der Ladungsantwortfunktion nicht möglich. Man müßte diese Filter unter Bedingungen eichen, die unseren Tests entsprechen². Ein weiterer, in der Verwendung von Filtern zur Regulierung der Lichtintensität bestehender Nachteil ist die Beschränkung auf eine endliche Anzahl von Absorptionswerten (wenige Meßpunkte).

Besser ist es, die Amplitude am Rechteckpuls zu verändern und dabei die Helligkeit der Laserdiode mit Hilfe eines linearen Systems zu überwachen. PIN-Photodioden zeichnen sich durch sehr gute Linearität aus. Die Abhängigkeit der gesammelten Anoden- oder Dynodenladung von der mit einer PIN-Photodiode gemessenen Lichtintensität ergibt die gewünschte Antwortfunktion. Beim Durchlaufen des gesamten Amplitudenbereiches gelangt man jedoch zwangsläufig unterhalb des Lasermodus, in dem die Monochromasie dieser Lichtquelle nicht mehr gegeben ist. Ferner steigt, wie man in Abbildung 6.2 gesehen hat, die Anzahl der Lasermodes mit fallender Strahlungsleistung. Da aber die Photodiode und der Photomultiplier besonders um 600 nm verschiedene spektrale Verteilungen ihrer Quantenausbeuten besitzen³, ist das Verhältnis der mit beiden Instrumenten aufgenommenen Lichtintensität bei Variation der Pulseramplitude nicht konstant.

²Dafür benötigte man allerdings kein gepulstes Licht.

³Abbildung 4.1 kann man für die Quantenausbeute des PM im Bereich um 600 nm einen starken Abfall entnehmen. Die Quantenausbeute einer PIN-Photodiode steigt dagegen in dieser Region leicht an [Yam87].

Dieses Problem wird umgangen, falls man das Licht mit Graufiltern stufenweise (ihre Transmission muß dabei nicht genau bekannt sein) abschwächt oder wenn anstatt der PIN-Photodiode ein linearer Photomultiplier verwendet wird, dessen Photokathode mit der des zu untersuchenden Photoelektronenvervielfachers übereinstimmt. Im folgenden Abschnitt wird man sehen, daß die Kombination beider Vorgehensweisen zum Ziel führt.

6.2 Bestimmung der Ladungsantwortfunktion des PM

Untersucht wurde der PM Hamamatsu R 4551 aus Abschnitt 4.2.1. Die Testanordnung zeigt Abb. 6.4. Mit dem Licht der gepulsten Laserdiode wurde bei einer Frequenz von

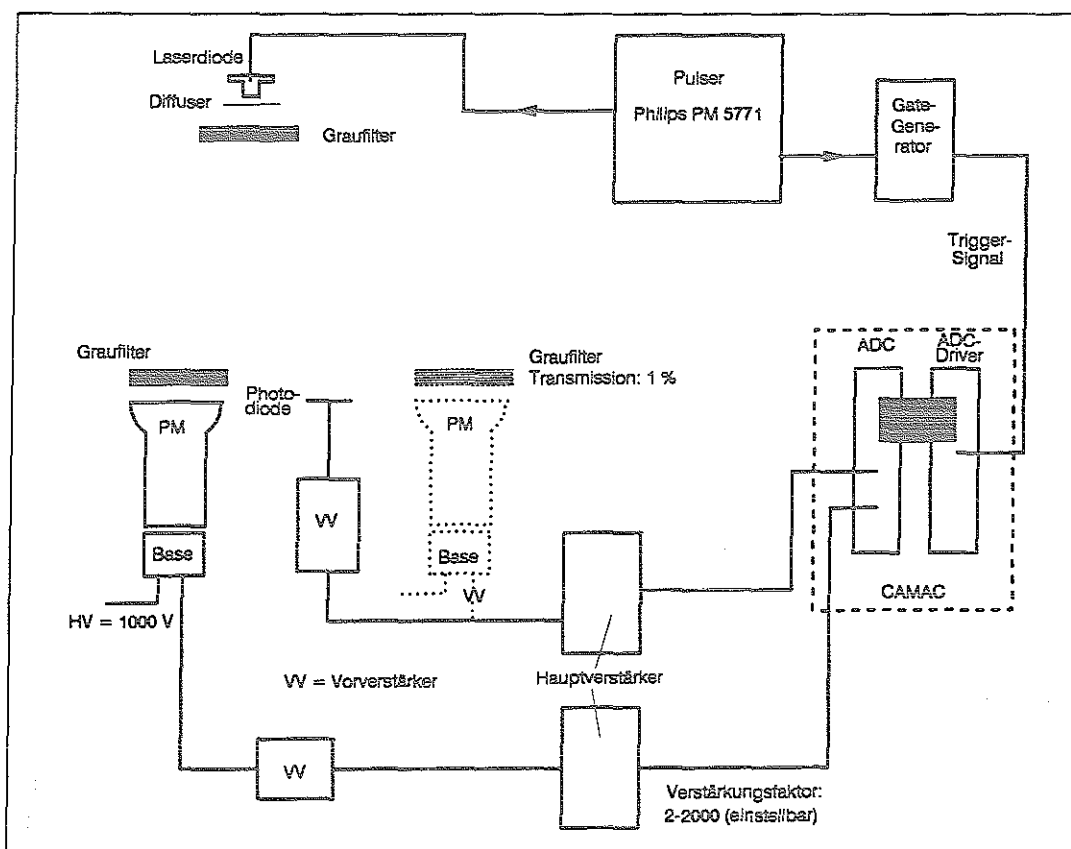


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau zur Messung der Ladungsantwortfunktion des PM. Zuerst wurde im Vergleich zu einer PIN-Photodiode ein linearer PM-Bereich gefunden. Für die eigentliche Messung des gesamten Bereiches wurde die Photodiode gegen den PM ausgetauscht (gepunktet eingezeichnet!).

1 kHz zunächst die PIN-Photodiode (Typ: Hamamatsu S2744-03) zusammen mit dem PM beleuchtet. Ein "Diffuser" vor der Laserdiode sorgt für eine homogenere Abstrahlungscharakteristik des Lichtes (Lambertsches Strahlungsgesetz!). Die Amplitude des Pulses war maximal angesteuert, die Signalform gemäß Abb. 6.3 eingestellt. Die Photoröhre ist mit dem Spannungsteiler Hamamatsu E1198-03 (gleichmäßige Spannungsverteilung über alle Stufen!) bestückt. Da für den PM bei niedrigen Lichtintensitäten ein lineares

Verhalten zu erwarten ist [Kop90], wurde vor seine Photokathode ein Graufilter mit einem Transmissionsgrad von 1 % aufgestellt. Die PM-Anoden- und Photodiodensignale wurden integriert (ladungsempfindliche Vorverstärker) und dann je einem Pulsformhauptverstärker (Formzeit: $1 \mu s$) zugeführt. Ein spannungsempfindlicher ADC (Silena 4418/V: peak sensing) digitalisierte die Ausgangsamplituden. Das Verhältnis der beiden Pulshöhen in Abhängigkeit von der Lichtintensität ist ein Maß für das Linearitätsverhalten des PM. Die Helligkeit des Lichtes wurde mit einer Serie von Graufiltern verändert. Das Resultat zeigt Abbildung 6.5. Der Photomultiplier ist im Bereich von mehr als einer Größenordnung (Faktor 10) linear. Man kann nun die Ladungsantwortfunktion im gesam-

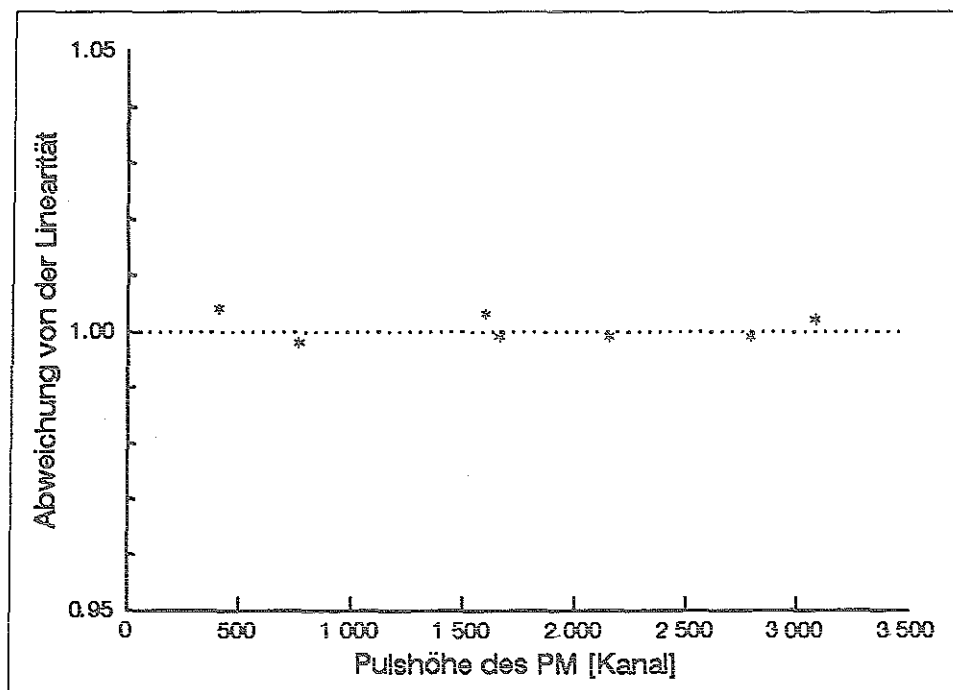


Abbildung 6.5: Linearitätsverhalten des PM bei kleinen Intensitäten. Die Abweichung von der Linearität ist $\leq 0.4 \%$.

ten Intensitätsbereich messen. Dazu wurde zuerst die PIN-Photodiode gegen die Einheit, bestehend aus PM und Graufilter der Transmission 1 % ("Referenzsystem"), ausgetauscht (vgl. Abb. 6.4). Jetzt ist man in der Lage, die Lichtintensität durch Variation der Pulseramplitude zu verändern und die Pulshöhen der beiden Photomultiplier miteinander zu vergleichen.

Bevor man zur eigentlichen Messung übergeht, muß die Pulserzeit so eingestellt werden, daß die Lasersignale dem CsI(pur)-Licht möglichst nahe kommen (vgl. Abschnitt 6.1). Der Pulsverlauf wurde während des Beleuchtens des PM Valvo XP2020 auf 12 ns Abfallszeit eingestellt (Der Photoelektronenvervielfacher Hamamatsu R4551 ist langsamer). Durch Messung von γ -Ereignissen wurden die zeitlichen Pulsverläufe des Lasers mit denen aus einer CsI(pur)-Probe verglichen. Wie gut die Signalform approximiert werden konnte, zeigt Abb. 6.6. An dieser Stelle muß betont werden, daß sich die Strompuls-

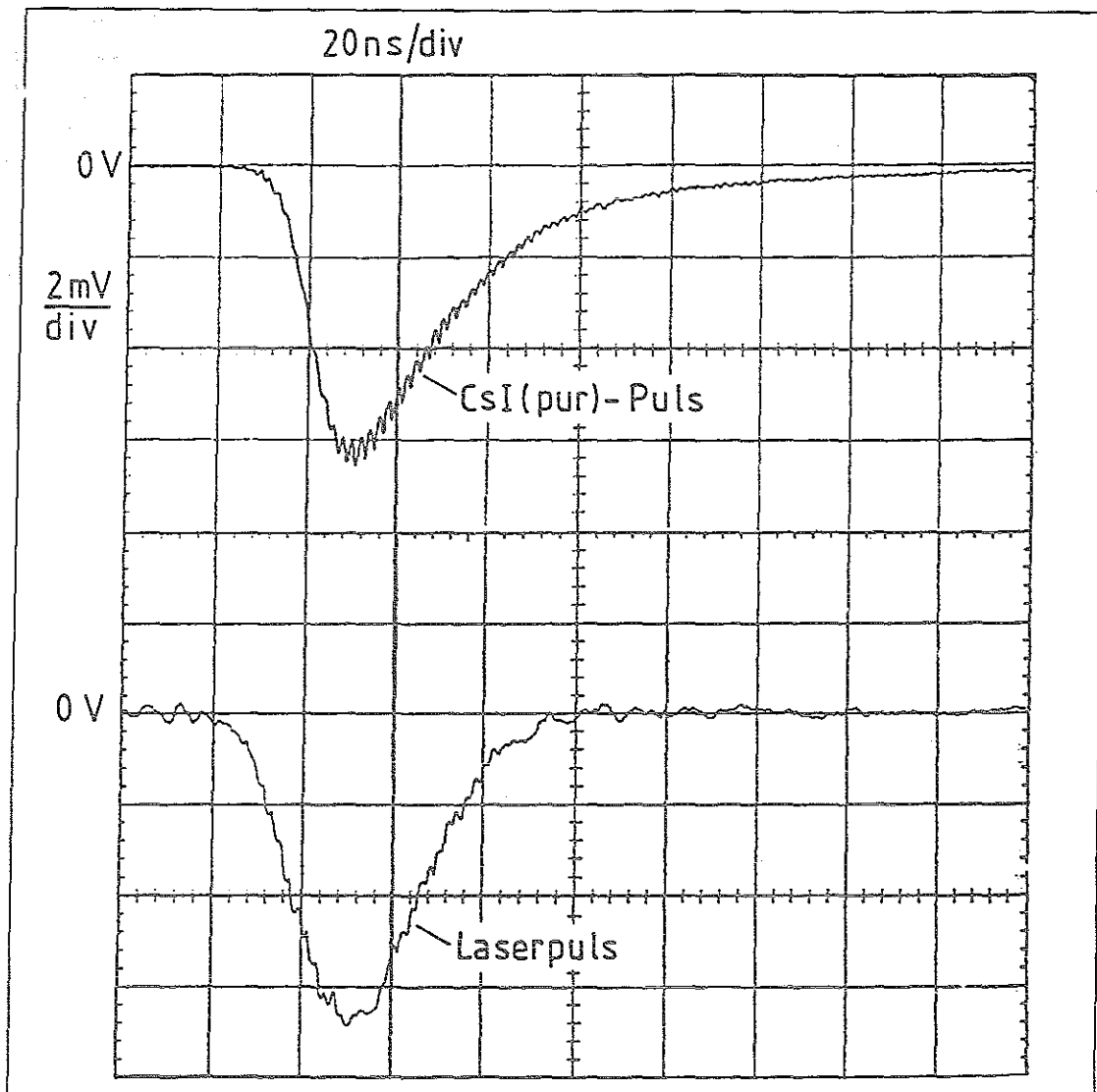


Abbildung 6.6: Zeitliche Lichtsignalformen aus CsI(pur) bei 0.66 MeV γ -Energie und aus der Laserdiode. Die Signale wurden am Anodenausgang des PM Hamamtsu R4551 abgegriffen.

form im gesamten Amplitudenbereich nur unwesentlich ändert. Dies bedeutet, daß das schnelle Verhalten der Laserdiode selbst unterhalb des Schwellenstromes (ca. 90 mA, temperaturabhängig) gegeben ist⁴.

Nach diesen Vorbereitungen kann mit der Bestimmung der Ladungsantwortfunktion begonnen werden: Da der Referenzmultiplier nur einen Linearitätsbereich von einer Größenordnung abdeckt, mußte in drei Intervallen gearbeitet werden, um im dynamischen Bereich von drei Größenordnungen messen zu können. Zu diesem Zweck wurde die Lichtinten-

⁴Das ist auch nicht überraschend, denn das Zeitsignalverhalten hängt lediglich von den Materialeigenschaften ab (Mobilität der Ladungsträger).

sität am Ort des zu messenden PM durch je zwei Graufilter mit unterschiedlichen Transmissionswerten (1 und 10 %) abgeschwächt⁵. Im ersten Schritt (Filter: 1 %) wurde die Lichtintensität am Pulser um den Faktor 10 variiert, die Verstärkung des Hauptverstärkers betrug "2000". Im zweiten Intervall (Filter: 10 %) wurde der Verstärkungsfaktor auf "200-fach" eingestellt. Im letzten Intervall, bei dem der PM ohne Filter maximaler Lichtintensität ausgesetzt war, betrug der Verstärkungsfaktor des Hauptverstärkers "5-fach". Beim Wechsel der Filter und der Verstärkung hatte man stets darauf zu achten, daß die Lichtintensitäten am Ende des letzten Intervalls mit denen am Anfang des nächsten überlappen. So konnten die drei Bereiche durch lineare Interpolation aneinander "gehängt" werden⁶. Auf diese Weise gelangten wir zur gesamten Ladungsantwortfunktion. Abschließend wurde die Helligkeit am Ort des untersuchten PM auf γ -äquivalente Energien kalibriert. Dazu diente ein kleiner CsI(pur)-Pyramidenstumpf mit guten Lichtsammel-eigenschaften als Referenzkristall. Zur Eichung wurde die ^{137}Cs - γ -Linie verwendet. Das Resultat zeigt Abb. 6.7. Wie vermutet, ist diese Ladungsantwortfunktion nicht linear. Die Proportionalität reicht nur bis 20 MeV. Die Kurve endet bei 650 MeV, doch bezogen auf die langen Pyramidenstümpfe des Kalorimeters muß die Energie je nach Kristall

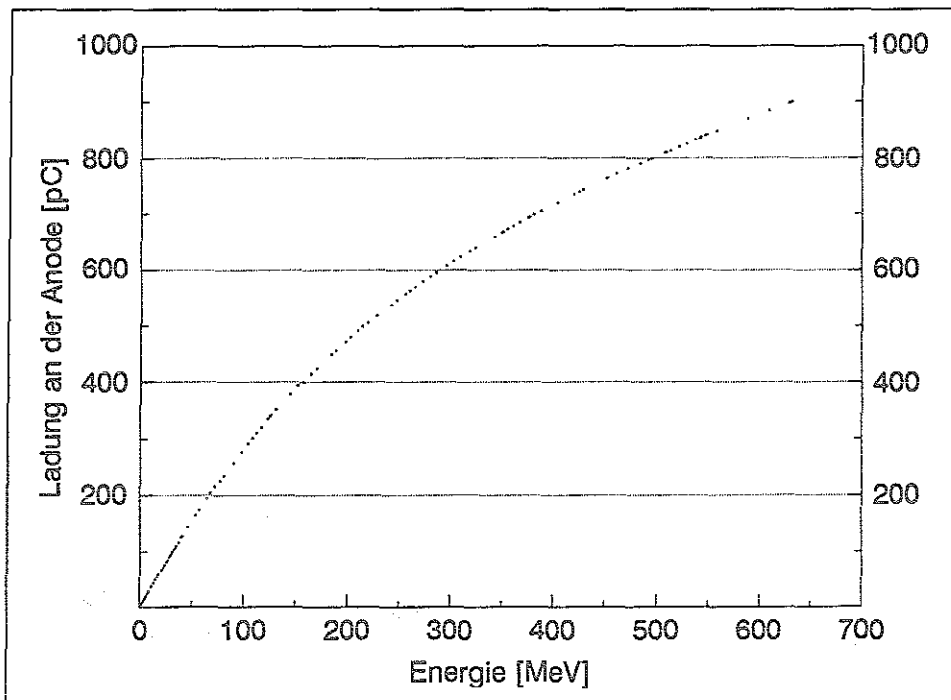


Abbildung 6.7: Ladungsantwort auf die Lichtintensität in γ -Energieeinheiten, bezogen auf einen CsI(pur)-Referenzkristall. Die Hochspannung am PM betrug 1000 V, und es wurde die Base Hamamatsu E1198-03 verwendet. Die Absolutwerte der Ladung wurden am zeitlichen Stromverlauf des Szintillatortpulses grob abgeschätzt.

⁵Der Filter vor der Laserdiode wurde entfernt.

⁶Für diese Prozedur wurden vorhandene Offsetspannungen herauskorrigiert und die Verstärkungsfaktoren des Hauptverstärkers mit Hilfe eines Präzisionspulsers bis auf 1 % genau bestimmt.

ungefähr verdoppelt werden, denn der Referenzkristall besitzt entsprechend höhere Lichtsammeleigenschaften.

Mit diesem Resultat ist das Ziel im wesentlichen erreicht. Diese Antwortfunktion muß für jeden PM des Kalorimeters separat bestimmt und die Energie mit dem dazugehörigen Kristall mittels niederenergetischer γ -Quellen kalibriert werden. Die Approximation des zeitlichen Pulsverlaufes nach Gleichung 6.1 gilt strenggenommen nur für den linearen Fall, da sonst Signalverformung eintritt und der Pulsabfall nicht länger exponentiell ist. Die Ursprünge dieser Nichtlinearität wurden daher näher untersucht, um eventuell durch die Wahl eines geeigneten Spannungsteilers Proportionalität zu erreichen.

6.2.1 Einflüsse des Spannungsteilers auf die Linearität

Als Ursache für nichtlineares Verhalten eines Photomultipliers werden häufig Raumladungseffekte angeführt [Eng80]. Denenzufolge müßte durch geeignete Auslegung des Spannungsteilers höhere Linearität erreichbar sein. Denn Raumladungseffekte werden verringert, wenn die Beschleunigungsspannungen zwischen den Dynoden ungleichmäßig verteilt, insbesondere in Richtung der Anode zunehmen. Zwischen den ersten Dynoden und vor allem zwischen der Photokathode und der ersten Dynode sollte die Spannung ebenfalls nicht zu klein werden, da die Energieauflösung sonst aufgrund schlechter "Sekundärelektronenstatistik" vermindert wird. Zur Untersuchung des Raumladungseffektes wurde eine Spannungsverteilung gewählt, die laut Hersteller eine höhere Linearität liefern soll. Abbildung 6.8 zeigt den Unterschied zu der handelsüblichen Base.

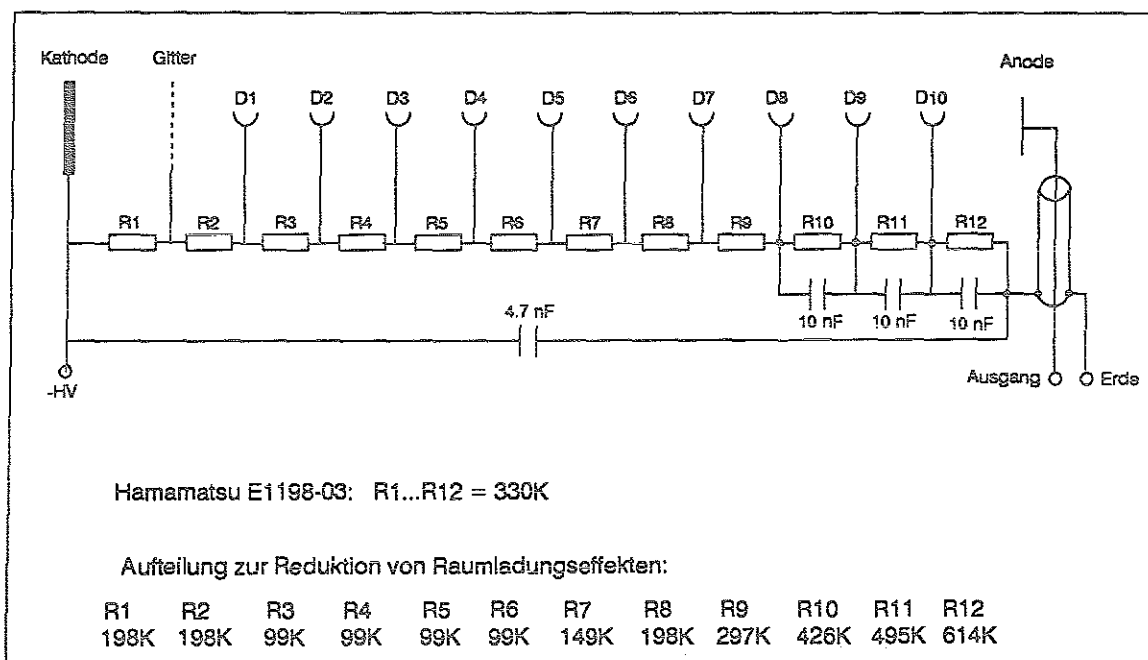


Abbildung 6.8: Spannungsteiler für den PM Hamamatsu R4551. Die Hochspannung beträgt -1000 V.

Das Antwortverhalten der Anodenladung wurde für diesen Fall bis 300 MeV (wieder bezogen auf den Referenzkristall) gemessen. Der Linearitätsgrad steigt gegenüber der ersten Messung (vgl. Abb. 6.9). Genauer betrachtet fällt die Proportionalitätsabweichung bei

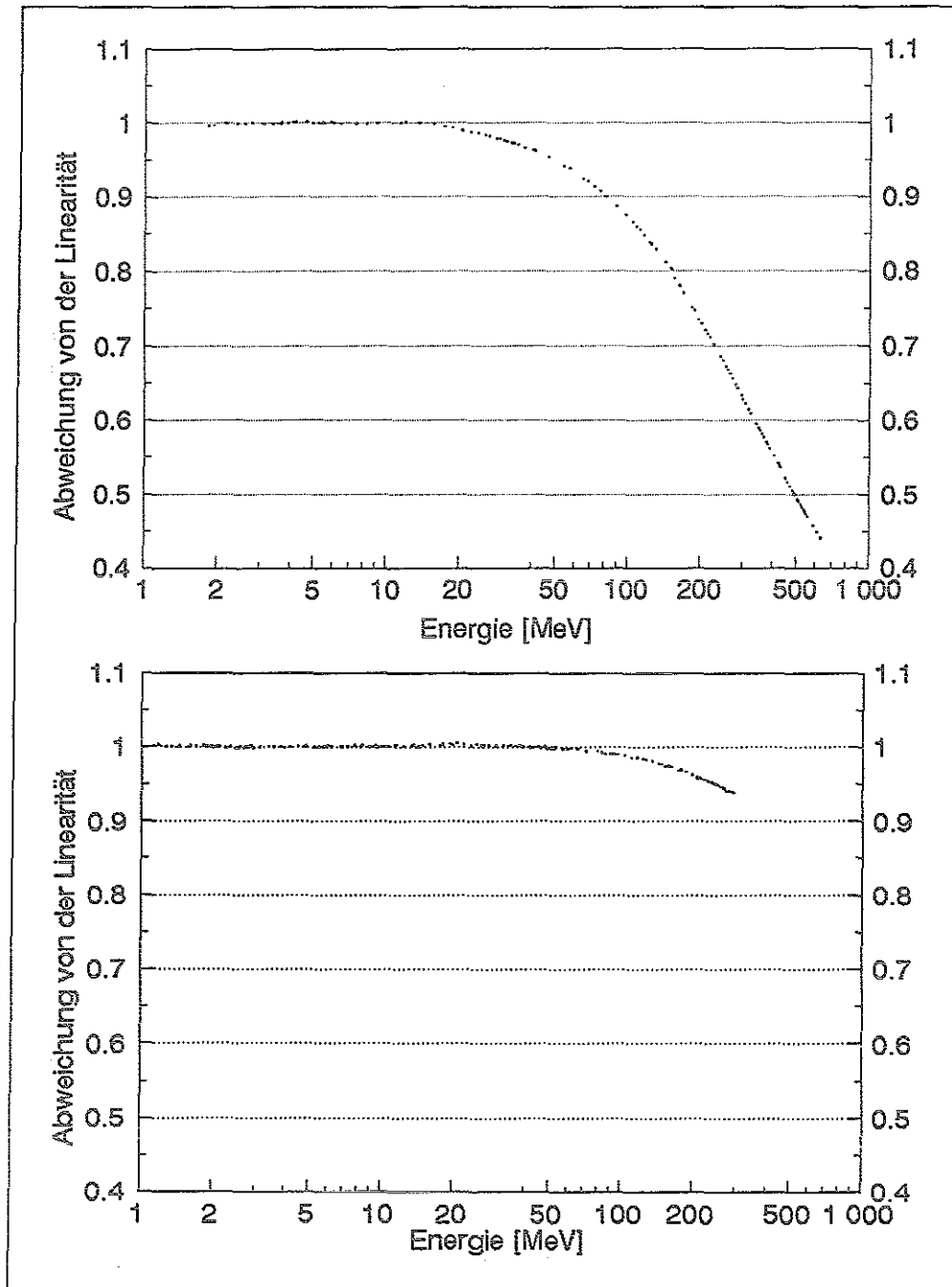


Abbildung 6.9: Vergleich des Linearitätsverhaltens des PM unter Verwendung zweier Spannungsteiler nach Abbildung 6.8. Oberes Bild: gemessen mit gleichmäßiger Spannungsverteilung, unteres Bild: mit zur Mitte der Base abnehmender Spannung.

300 MeV von 36 auf 6 % ab. Damit ist man in der Tat versucht, als Ursache für diese Nichtlinearität erhöhte Raumladung zwischen den letzten Stufen anzunehmen. Zumal das Anodensignal beim Betrieb mit dem modifizierten Spannungsteiler kleiner wird. Folglich sollte der Linearitätsgrad weiter ansteigen, falls die Ladungspulse nicht am Anodenausgang, sondern an einer der niederen Dynoden abgegriffen werden. Der Photomultiplier wurde zwecks Überprüfung dieses Sachverhaltes im Intervall höchster Lichtintensität betrieben (ohne Graufilter). Die Signale wurden sowohl an der Anode, als auch über einen Widerstand und eine Kapazität an der achten Dynode abgegriffen. Bei Verbesserung der Linearität erwartet man mit Zunahme der Lichtintensität einen Anstieg des Verhältnisses:

$$\frac{\text{Ladung der 8. Dynode}}{\text{Ladung der Anode}}$$

Abbildung 6.10 zeigt das Ergebnis dieser Messung. Das Verhältnis bleibt überraschenderweise konstant, so daß Raumladungseffekte als Ursache für das nichtlineare Verhalten ausscheiden.

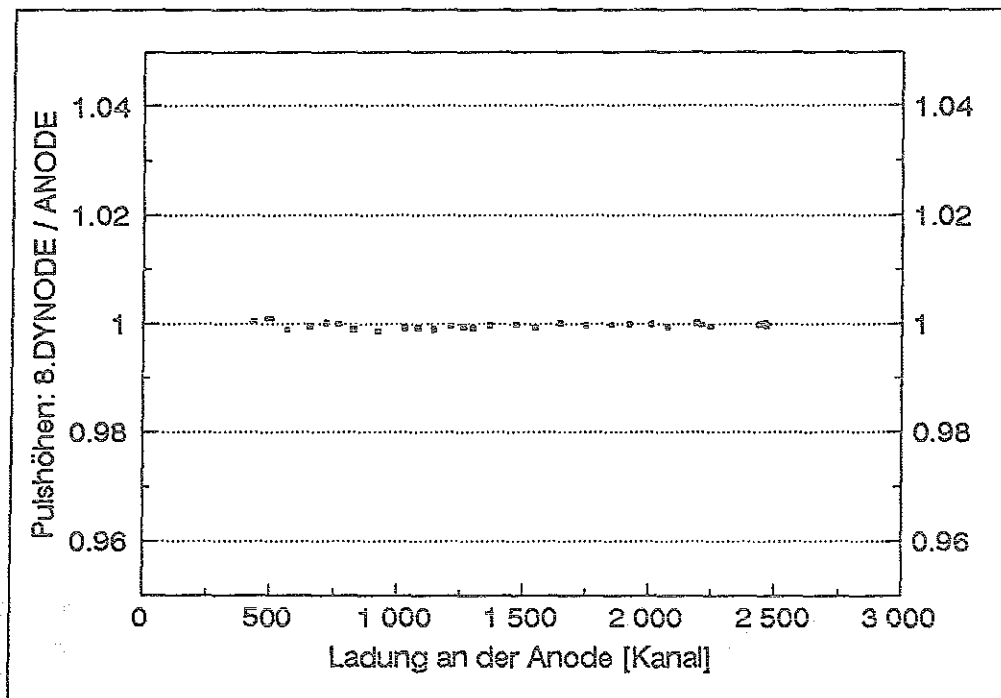


Abbildung 6.10: Auf 1 normiertes Verhältnis der Pulshöhen zwischen der 8. Dynode und der Anode.

Der Ursprung der Erhöhung des Linearitätsgrades bei Anwendung des neu konzipierten Spannungsteilers sollte folglich in den ersten PM-Stufen gesucht werden. Bei Betrachtung der Spannungsverteilung (vgl. Abb. 6.8) stellt man fest, daß die Potentialdifferenz zwischen der Photokathode und der ersten Dynode, unter Vernachlässigung des Gitters, auf 134 V (gegenüber 166 V bei Spannungsgleichverteilung) abgesunken ist. Es lag nahe, die

ersten beiden Widerstände (R_1 und R_2 in Abb. 6.8) des handelsüblichen Spannungsteilers deutlich zu verringern. Bei einer Wahl von $25\text{ k}\Omega$ für R_1 und R_2 und der gesamten Hochspannung von 845 V erhält man für die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der ersten Dynode einen Wert von nur 12.6 V . Die Spannungen zwischen den übrigen Stufen bleiben, wie im Falle der handelsüblichen Base ($HV = -1000\text{ V}$), bei 83 V . Die Folge ist eine deutliche Zunahme des Linearitätsgrades (vgl. Abb. 6.11). Daran ändert sich selbst dann nichts, wenn das Gitter von der Spannung abgekoppelt wird. Es hat sich außerdem gezeigt, daß das Gitter auch bei der ursprünglichen Spannungsverteilung keinen Einfluß auf das Linearitätsverhalten hat.

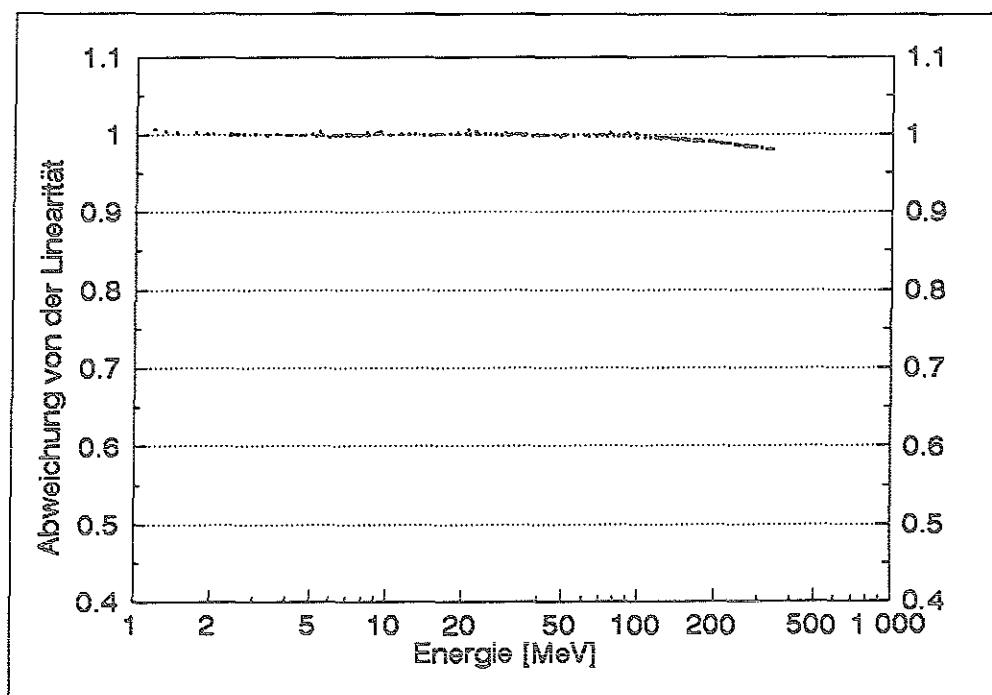


Abbildung 6.11: Linearitätsverhalten des PM bei Herabsetzung der Spannung zwischen Kathode und 1. Dynode. Dieses Bild ist mit Abb. 6.9 zu vergleichen.

Damit ist der Ort, an dem die Nichtlinearität entsteht, gefunden. Es ist zu vermuten, daß die Ursachen für die Nichtlinearität in der Photokathode selbst liegen: Sättigungseffekte der Photokathode wurden insbesondere beim Betrieb von Photoelektronenvervielfachern mit konstantem Licht beobachtet [Eng80]. Der von uns verwendete PM besitzt eine semitransparente bialkalische Photokathode. Dieses Material ist hochohmig (ca. $8 \cdot 10^9\ \Omega$ bezüglich einer beliebigen quadratischen Fläche zwischen zwei Punkten bei 20°C [Eng80]). Werden aber Elektronen aus der Photokathode ausgelöst, so entsteht innerhalb des Kathodenmaterials ein Spannungsabfall, der lokal ein weiteres Auslösen der Ladung erschwert. Ist die Spannung zwischen der Kathode und der ersten Dynode klein, dann wäre es denkbar, daß sie den Spannungsabfall nicht mehr kompensieren kann und Bereiche des Kathodenmaterials verlieren ihre Sensitivität. Bezirke, die den Anschlußelektroden

der Photokathoden näher liegen, sind aber von diesem Verhalten nicht betroffen. So arbeitet die Photokathode im linearen Bereich. Den Ansatz einer Bestätigung dieser Erklärung lieferte die Beobachtung, daß bei kleiner Spannung zwischen Kathode und erster Dynode tatsächlich starke lokale Unterschiede der Photokathodensensitivität vorhanden waren. Dies zeigte sich beim Beleuchten verschiedener Bereiche der Kathode mit einem engen Lichtbündel.

Bei Herabsetzung der Spannung an der ersten Stufe nimmt die Anzahl der aus der ersten Dynode herausgeschlagenen Elektronen (Sekundärelektronen) ab. Dadurch steigt die statistische Schwankung der zu messenden Lichtintensität, und die Energieauflösung der Detektorelemente würde fallen. So nimmt die relative Linienbreite für die 0.66 MeV γ -Linie bei der Linearitätssteigerung aus Abb. 6.11 von 21 auf 27 % FWHM (gemessen mit dem Referenzkristall) zu.

Linearität wäre wünschenswert, da man auf diese Weise Fehler in der Bestimmung der Ladungsantwortfunktion des PM minimiert. Denn die CsI(pur)-Lichtpulse werden mit Hilfe des Laserlichtes nicht ideal reproduziert. Absolute Linearität in dem geforderten dynamischen Bereich wird man aber nicht erreichen. Man könnte allerdings durch Herabsetzung der Spannung an der ersten Stufe, gemäß des Spannungsteilers aus Abb. 6.8 ($R_1 = 198 \text{ k}\Omega$, ...), eine deutliche Linearitätssteigerung erhalten, ohne dabei die Energieauflösung spürbar zu verschlechtern⁷. Unter Verwendung des handelsüblichen Spannungsteilers ($R_1 \dots R_{12} = 330 \text{ k}\Omega$) wird der dynamische Bereich aber um den Faktor 0.5 komprimiert (vgl. Abb. 6.9). Dies ist für die Auslegung der Ausleseelektronik günstiger (vgl. Kap. 7). Ein zusätzlicher Vorteil resultiert aus der Tatsache, daß diese Base fertig bestückt käuflich zu erwerben ist. Bei einer Stückzahl von 25 für den Testdetektor und 288 für das Kalorimeter werden auf diese Weise kostbare Arbeitszeit oder ggf. höhere Kosten einer Sonderanfertigung eingespart. Aus diesen Gründen haben wir uns zumindest für den Einsatz im Testmodul für den handelsüblichen Spannungsteiler entschieden.

6.3 Kontrolle der Eichung mit Hilfe kosmischer Strahlung

Zu Beginn des Kapitels wurde betont, daß man für die Eichung der einzelnen Detektorelemente leider nur beschränkte Möglichkeiten besitzt. Man hat die Schwierigkeit, γ - oder Elektronenquellen zu finden, deren Energie 1 MeV deutlich übersteigt. Eine grobe Eichung kann mit sekundärer kosmischer Strahlung durchgeführt werden: Die aus dem Weltraum in die Erdatmosphäre einfallende kosmische Strahlung besteht aus Kernen, Elektronen, Positronen, Photonen und Neutrinos. Die Protonen bilden mit ca. 85 % den dominierenden Anteil. Nach ihrem Auftreffen auf Atomkerne der Atmosphäre (Stickstoff und Sauerstoff) entstehen neue Teilchen, vorwiegend Pionen. Durch Zerfall der geladenen Pionen erhält man auf Meereshöhe positive und negative Myonen, die dort etwa 75 % der gesamten Intensität ausmachen. Diese wiederum sind nahezu minimal ionisierend (mittlere Energie 2 GeV). Die Ionisationsdichte minimal ionisierender Teilchen ist

⁷Ein erneuter Test mit dem Referenzkristall bei 0.66 MeV zeigte, daß die relative Linienbreite bei 21 % FWHM blieb.

aber vom Teilchentyp weitgehend unabhängig. Somit erzeugen Myonen der kosmischen Strahlung im Szintillator Licht gleicher Intensität wie γ -Quanten, welche im Kristall denselben Energiebetrag deponieren. Denn auch die Elektronen in einem hochenergetischen, elektromagnetischen Schauer sind minimal ionisierend.

Ein Kristall wurde senkrecht zum Erdboden aufgebaut. Angekoppelt wurde der Photomultiplier, dessen Ladungsantwortfunktion in Abbildung 6.7 dargestellt ist (handelsübliche Base!). Um ausschließlich Ereignisse zuzulassen, die die gesamte Kristalllänge durchqueren, wurden entsprechend der Abbildung 6.12 jeweils ein zylindrischer NaI(Tl)-Zähler (Durchmesser: 3 cm, Höhe: 2.5 cm) über der Kristallspitze und einer (Durchmesser: 6 cm, Höhe: 5 cm) unter dem Photomultiplier aufgestellt. Die drei Detektoren waren in Koinzi-

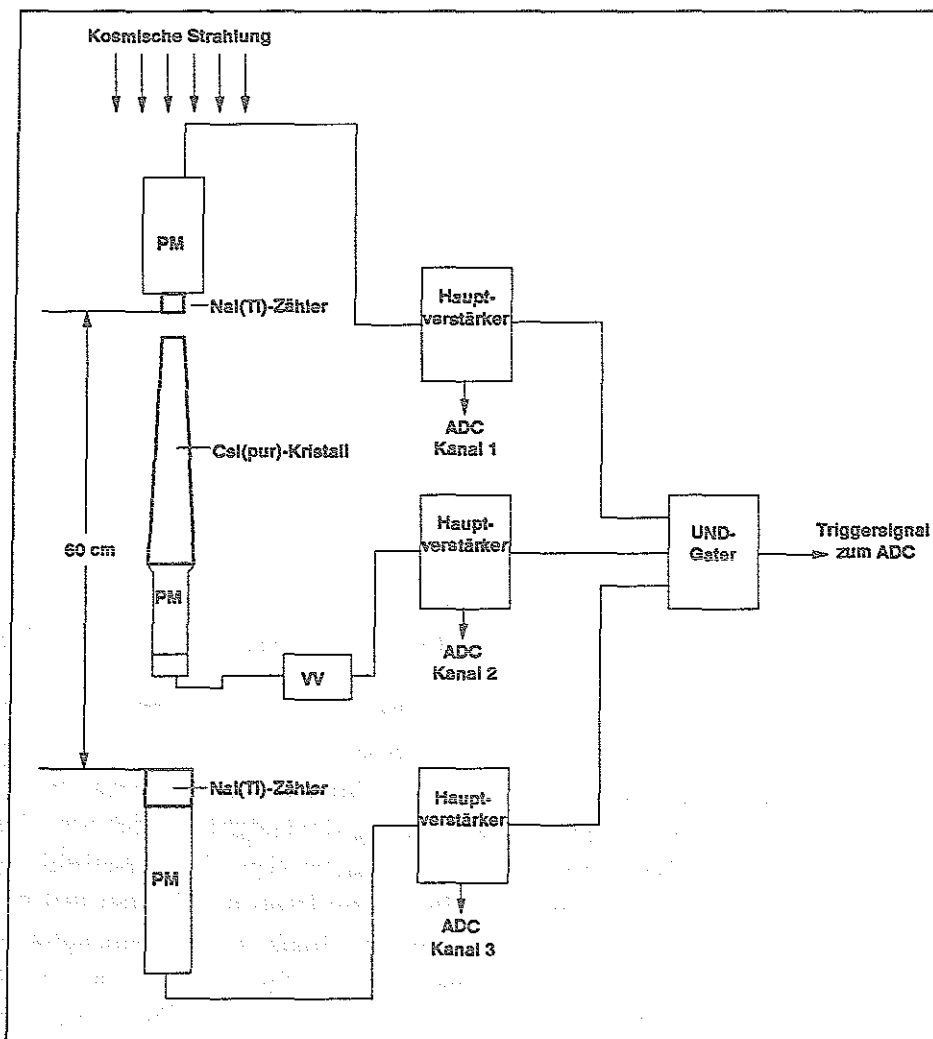


Abbildung 6.12: Schematischer Aufbau zur Eichung eines Detektorelementes mit Hilfe minimalionisierender Teilchen aus kosmischer Strahlung. Das Schaltbild enthält nur die für die Messung wesentlichen Komponenten.

denz geschaltet. Die Detektoranordnung überdeckt einen Raumwinkel von $2 \cdot 10^{-3}$ sr. Bei einem vertikalen Teilchenfluß von $1.1 \cdot 10^2$ sr/m²s [Agu86] erwartet man auf einer Fläche von 7.1 cm² (Querschnittsfläche des oberen Detektors) im Mittel nur 0.6 Teilchen/Stunde. In unserer Anordnung wurden aber nicht nur die senkrecht auf die Erde fallenden Teilchen erfaßt, so daß die Rate etwas höher ausfiel. Es war eine Langzeitmessung notwendig mit dem Nachteil größerer Pulshöhenschwankungen. Es wurde 140 Tage lang gemessen (= 3360 Stunden). Dabei wurden insgesamt 3922 koinzidente Ereignisse registriert. Dies entspricht einer Rate von 1.2 Teilchen/Stunde.

Das Pulshöhenspektrum des CsI(pur)-Kristalls zeigt Abb. 6.13. Die breite Linie um Kanal 140 ist den minimalionisierenden Teilchen zuzuordnen. Die Linienlage wurde unter

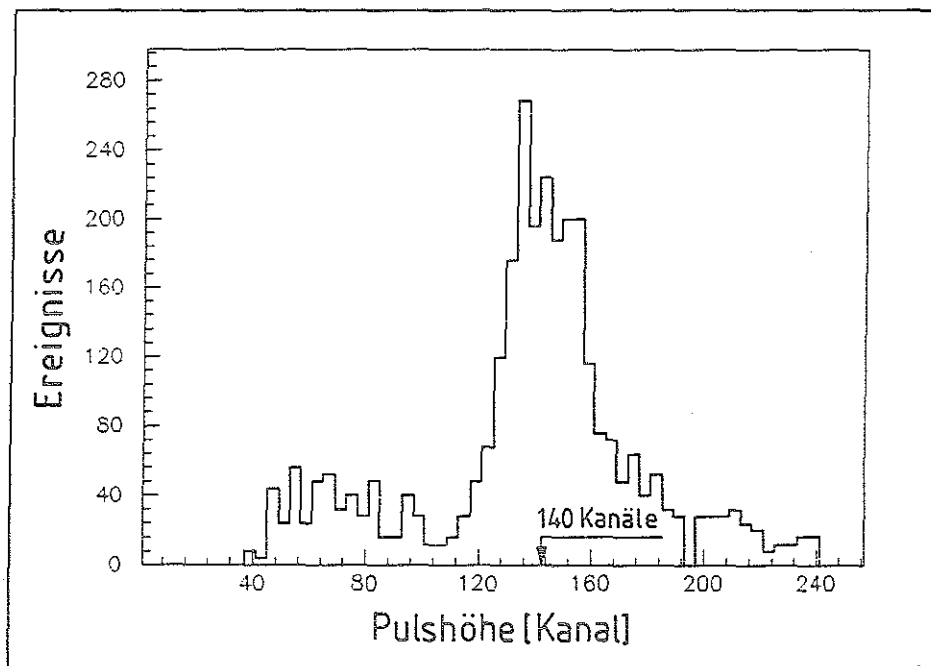


Abbildung 6.13: Pulshöhenspektrum beim Durchgang minimalionisierender Teilchen kosmischer Strahlung durch einen 30 cm langen CsI(pur)-Kristall.

Berücksichtigung der Verstärkungsfaktoren mit der ^{137}Cs - γ -Linie verglichen. Weiterhin mußte das Verhältnis der Lichtintensitäten zwischen diesem und dem Referenzkristall bestimmt werden. Es zeigte sich, daß der Referenzkristall 2.8 mal soviel Licht liefert wie die in der Messung verwendete, mit 2 Lagen Teflonband eingewickelte Pyramide. Mit diesen Daten wurde die Lage der Linie in die Ladungsantwortfunktion aus Abb. 6.7 eingeordnet. Einen Ausschnitt zusammen mit diesem Meßpunkt zeigt Abb. 6.14. Die Lage des Meßpunktes in der Figur ergibt sich aus dem für 2 GeV Teilchen angenommenen Energieverlust, bezogen auf die obere x-Achsen Skalierung und aus der experimentell ermittelten Ladung. Für Myonen der mittleren Energie von 2 GeV erhält man für CsI nach [Agu86]: $\frac{dE}{dx} = 1.5 \text{ g/cm}^2$ bzw. 6.8 MeV/cm. Dies ergibt bei 30 cm Länge ei-

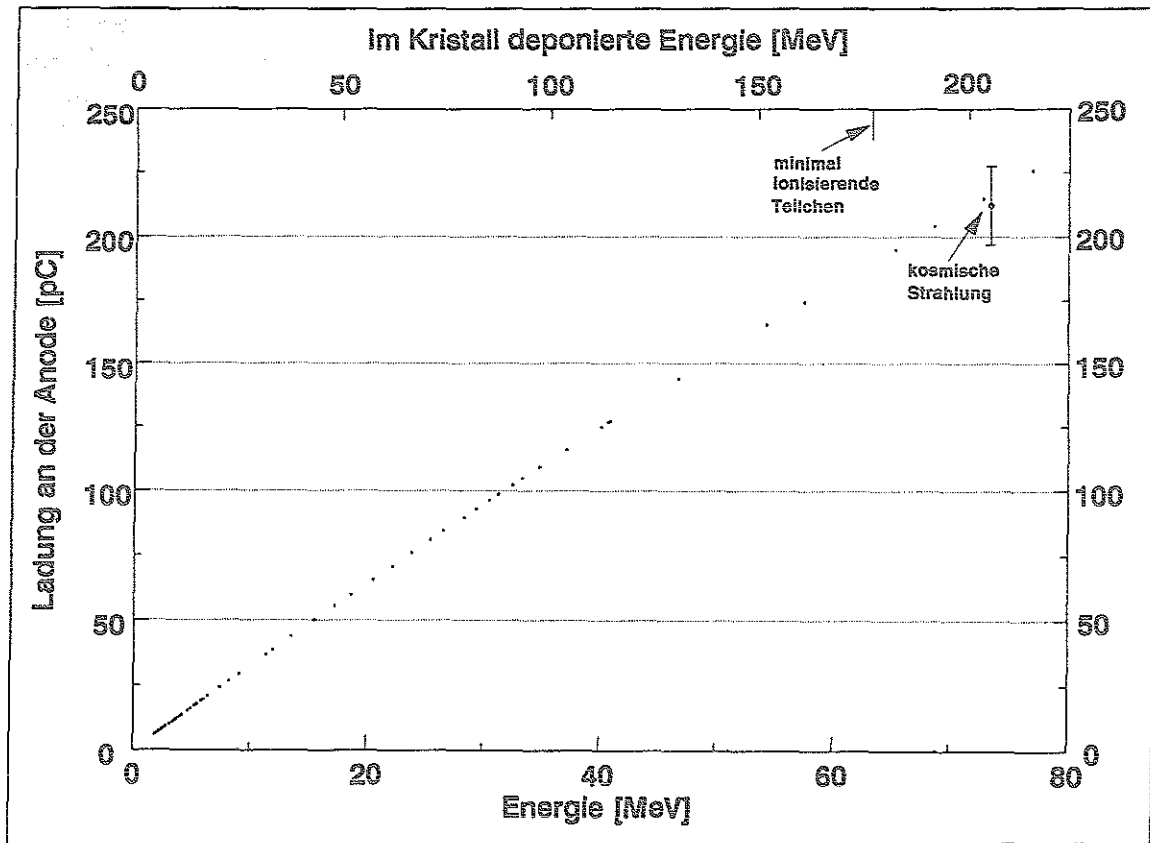


Abbildung 6.14: Ausschnitt aus der PM-Ladungsantwortfunktion. Die obere Energieskala bezieht sich auf die tatsächliche, im großen Pyramidenstumpf deponierte Energie. Die untere Skala ist, wie in Abb. 6.7, auf den Referenzkristall bezogen. Der Umrechnungsfaktor zwischen beiden Energien beträgt 2.8.

nen Energieverlust von 205 MeV. Die senkrechten Fehlerbalken berücksichtigen die Abweichungen der Verstärkungsfaktoren des Hauptverstärkers vom angegebenen Wert, die Langzeitinstabilität der Photomultiplerverstärkung und auch eine gewisse Unsicherheit in der Bestimmung der Linienlage in Abb. 6.13. Eine Unsicherheit in der im Kristall deponierten Energie ergibt sich dadurch, daß durch den Kristall nicht nur 2 GeV Myonen, sondern auch Teilchen mit geringerer oder höherer Ionisationsdichte als 1.5 g/cm^2 hindurchgehen. Denn die Myonen verlieren ihre Energie auch in der Materie, die den experimentellen Aufbau umgibt (z.B. Beton in mehreren Decken über dem Labor). Nach unten ist der Energieverlust durch minimalionisierende Myonen begrenzt ($\frac{dE}{dx} = 1.3 \text{ g/cm}^2$ bzw. 5.85 MeV/cm [Agu86]), was einer im Kristall deponierten Energie von 176 MeV entspricht (in Abb. 6.14 ist dieser Wert in der oberen Skala eingezeichnet). Nach oben läßt sich keine genaue Grenze angeben, denn die Myonen, die den Detektor treffen, können auch kleinere Energien als 166 MeV (kinetische Energie minimal ionisierender Myonen [Agu86]) besitzen, was in Materie einen hohen Energieverlust zur Folge hat.

Das Ergebnis ist mit der mit Hilfe des Lichtpulsers bestimmten Nichtlinearität des Mul-

tipliers vereinbar. Die Verwendung von Messungen sekundärer kosmischer Strahlung zur Energieeichung erscheint nicht geeignet, wenn Genauigkeiten $< 10\%$ angestrebt werden, da die tatsächlichen Energieverluste mit der Energie der Strahlung etwas variieren.

7 Auslegung der Elektronik für das Testmodul

Zur Untersuchung der Energieauflösung des Testmoduls (vgl. Kap. 4) ist es sinnvoll, die Signale der einzelnen Elemente mit möglichst einfachen Mitteln zu verarbeiten und dabei durch Summation die gesamte Energieinformation zu erhalten. Damit die Ausleseelektronik zusätzlich die geforderten Teilchenraten verarbeiten kann (vgl. Kap. 3), müßten die Anteile der langen Zeitkonstanten (vgl. Tab.4.2 aus Kap. 3) durch Pulsformung unterdrückt werden. Dies erfordert den Einsatz von Pulsformerverstärkern (d.h. Differentiations- und Integrationsgliedern mit Zeitkonstanten um 100 ns) für jedes Detektorelement. Für das Testmodul, bei dem in erster Linie der Test der Energieauflösung eines CsI(pur)-Schauerzählers im Vordergrund steht, kann man zunächst ohne Pulsformung auskommen. Zur Digitalisierung der Signale wird ein ladungsempfindlicher ADC ("QDC") verwendet. Ein QDC hat gegenüber dem spannungsempfindlichen "peak sensing" ADC den Vorteil, daß in ihm die Pulse vor der Digitalisierung zeitlich integriert werden (Berechnung der Ladung!). Dadurch wird der Einsatz externer Integrationsverstärker vermieden. Wie noch gezeigt wird, benötigt man für 25 Detektorelemente mindestens 50 separate ADC's.

Die Hauptschwierigkeit besteht im Verarbeiten des großen dynamischen Bereiches. Die Energie der γ -Quanten variiert über drei Größenordnungen (vgl. Kap. 3). Bei einer Spannung von 1000 V liefert der Photomultiplier bezüglich des Referenzkristalls am Anodenausgang unter Verwendung einer gleichmäßigen Spannungsverteilung zwischen den Stufen etwa 3.5 pC/MeV. Die maximale Ladung bei 500 MeV beträgt nach Abb. 6.7 900 pC. In Bezug auf die langen, im Detektor einzusetzenden Pyramidenstümpfe entspricht dieser Energiebereich in etwa dem Intervall zwischen 1 MeV und 1 GeV, denn die Lichtsammeligenschaften des Referenzkristalls sind ungefähr um den Faktor 2 höher (kristallabhängig!).

Ein bereits vielfach bewährter, auch von uns getesteter QDC ist der FERA ADC 4300 von LeCroy. Dieser enthält in einem CAMAC-Modul 16 getrennte ADC's, die gleichzeitig getriggert werden. Jeder besitzt eine Auflösung von maximal 11 Bit und eine maximale Ladungsempfindlichkeit von 480 pC. Für ein Pulshöhenspektrum stehen also 2048 Kanäle zur Verfügung. Will man den gesamten dynamischen Energiebereich (1 - 1000 MeV) eines Detektorelementes innerhalb der 2048 Kanäle im Spektrum unterbringen, und ist der Zusammenhang zwischen γ -Energie und Kanalzahl linear (lineare Antwortfunktion des PM und Elektronik), so erhält man nur 2 Kanäle/MeV. Dies bedeutet, daß die niederen Energien sehr dicht am Nullpunkt des Spektrums liegen. In diesem Bereich können sich aber Rauscheinflüsse oder Offsetschwankungen empfindlich bemerkbar machen, und die niederenergetischen Linien werden nicht mehr identifizierbar. Es ist daher sinnvoll, den gesamten Energiebereich auf mehrere ADC's zu verteilen. Man kann aber auch den dynamischen Bereich komprimieren, so daß die unteren Energien zu höheren Kanälen "aufrücken". Die Kompression erfolgt dann, wenn die Ladung, die den QDC erreicht, wie in Abb. 6.7 (Kap. 6), mit zunehmender Photonenenergie weniger stark wächst als im linearen Fall. Besonders günstig ist der Spezialfall, in dem die Antwortfunktion ei-

nen logarithmischen Verlauf aufweist¹. Dann entspricht die absolute Linienbreite Δk im transformierten Spektrum der Energieauflösung R des Szintillators: $\Delta k = \frac{\Delta E}{E} = R$. Dies bedeutet, daß eine γ -Linie bei konstanter Energieauflösung, unabhängig von ihrer Lage im Spektrum, immer gleich breit erscheint, und nicht, wie im Falle einer linearen Antwortfunktion, mit Zunahme der Kanalzahl schmaler wird. Eine logarithmische Antwortfunktion könnte man beispielsweise dadurch zu erzwingen versuchen, daß man die Unlinearität eines PM durch Vergrößern der Raumladung zwischen seinen letzten Stufen steigert [Eng80]. Es ist aber auch möglich, das Ziel unter Verwendung eines logarithmischen Verstärkers (sog. "Logarithmierer") am Ausgang des PM zu erreichen.

Im Testmodul wollen wir den dynamischen Bereich auf mehrere ADC's aufteilen. Es stellt sich die Frage, wie viele ADC's pro Kanal erforderlich sind. Die Komprimierung des dynamischen Bereiches durch die Nichtlinearität des Photomultipliers (Abb. 6.7) trägt zu einer günstigeren Energieverteilung im Spektrum bei: Nimmt man 500 MeV (bezogen auf den Referenzkristall) als obere Grenze für die Lichtintensität² an und ordnet der zugehörigen Ladung den Wert von 2048 Kanälen zu, so erscheint ein Photon der Energie von 0.5 MeV ($\hat{=}$ ca. 1 MeV bezogen auf die langen Pyramidenstümpfe) im Kanal 5. Bei 20 MeV ($\hat{=}$ 40 MeV) sind es dann 160 Kanäle gegenüber 80 Kanälen im linearen Fall. Bei der letzten Energie könnte der Übergang zum zweiten ADC vollzogen werden. Der zugehörigen Ladung aus Abb. 6.7 müssen dann die 2048 Kanäle zugeordnet werden. Es ergibt sich, daß Photonen der Energie 1 MeV, die auf ein Detektorelement treffen, etwa im Kanal 60 des Spektrums zu erwarten sind. Dies ist ausreichend weit vom Nullpunkt entfernt, so daß selbst γ -Quanten kleinerer Energie noch gut zu identifizieren sein müßten. Die Betrachtungen hängen davon ab, wie gut die Lichtsammlung der einzelnen Pyramidenstümpfe gegenüber dem Referenzkristall ist. Es sollten aber zwei ADC's je Detektorelement ausreichen, von denen der erste Energien bis ca. 40 MeV erfaßt und der zweite den gesamten Bereich abdeckt.

Der Ladungsempfindlichkeitsbereich des FERA ADC 4300 reicht bis 480 pC. Eine Photonenenergie von 40 MeV (um 20 MeV bezogen auf den Referenzkristall) entspricht aber nach Abb. 6.7 einer Ladung am Anodenausgang des PM von etwa 70 pC, und der gesamte Bereich erstreckt sich bis 900 pC. Daher müssen die Signalhöhen dem ADC angepaßt werden. Dies erfordert einerseits eine Verstärkung und andererseits eine Dämpfung der Signale. Zu diesem Zweck wird ein Stromverstärker benötigt, der bei ausreichender Verstärkung die zeitliche Signalform erhält.

7.1 Der schnelle Vorverstärker

Die Ladung des 40 MeV Zweiges muß um den Faktor 7 verstärkt werden, um den gesamten Bereich bis 480 pC auszunutzen. Dieser Zweig wird aber gleichzeitig zum Triggern des

¹Die Beziehung lautet: $k = C \cdot \ln E + D$, wobei k der Lage einer γ -Linie im Spektrum und E der dazugehörigen, im Kristall deponierten Energie entspricht. C und D sind Konstanten.

²Um die entsprechende γ -Energie, bezogen auf die langen Pyramidenstümpfe, zu erhalten, müssen die Werte mit einem Faktor von ca. 2 multipliziert werden.

ADC's verwendet, so daß eine Aufspaltung des Signals in zwei Teile notwendig ist. Dazu wird ein passiver 50 Ohm-Splitter, der aber die Amplituden auf die Hälfte reduziert, verwendet. Aus diesem Grund wird das Signal des 40 MeV Zweiges um den Faktor 14 verstärkt.

Der Verstärker muß Anstiegszeiten ≤ 10 ns liefern. Es gibt eine integrierte Schaltung namens Diamond-Transistor OPA 660 des Herstellers Burr-Brown. Dieser Chip enthält einen "Buffer-Verstärker" und einen sog. "Operational Transconductance Amplifier" (Kurz: OTA). Der Buffer besitzt keinerlei spannungsverstärkende Eigenschaften und kann als Puffer zwischen eine schwach belastbare Spannungsquelle und eine höhere Last geschaltet werden. Der OTA zeigt im wesentlichen das Verhalten eines gewöhnlichen Transistors, hat aber im Unterschied zu diesem ohne Signal zwischen ihren vergleichbaren Anschlüssen Emitter, Basis und Kollektor keine Ruhestrome und Spannungen. Dadurch reduziert sich der Schaltungsaufwand auf einfache funktionale Elemente. Der gesamte Chip kann mit einfacher externer Beschaltung als nichtinvertierender Spannungsverstärker eingesetzt werden (vgl. Abb. 7.1). Ein weiterer Vorteil dieser Schaltung besteht in ihrem niedrigen Preis, was bei einer Stückzahl von ≥ 25 nicht zu unterschätzen ist. Die Anstiegsgeschwindigkeit soll laut Datenblatt 3 V/ns betragen, die maximale Ausgangsspannung 5 V, so daß die Anstiegszeit sogar Werte von 1.7 ns erreichen müßte. Die Bandbreite ist aber vom Verstärkungsfaktor abhängig. Für das Verarbeiten der Photomultipliersignale des Testmoduls reicht eine Anstiegszeit von 10 ns jedoch aus. Zum Test wurden die Wi-

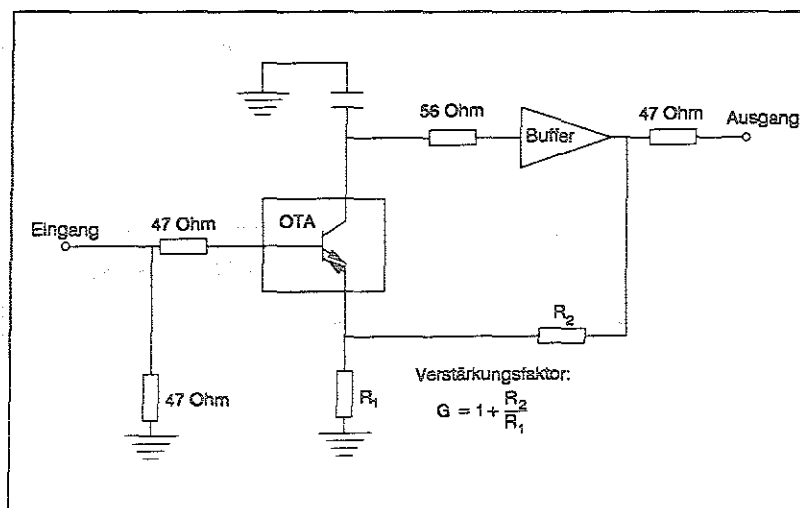


Abbildung 7.1: Beschaltung des Diamond-Transistors zum Strom-Rückkoppel-Verstärker. Durch das Verhältnis von R_2/R_1 wird der Spannungsverstärkungsfaktor G bestimmt.

derstände $R_2 = 200 \Omega$ und $R_1 = 22 \Omega$ eingesetzt. Dies führt zu einem Verstärkungsfaktor (Abb. 7.1) von etwa 10. Schließt man diesen Vorverstärker an den Anodenausgang des PM an, so ergibt sich als zeitliche Pulsform der CsI(pur)-Signale ein Verlauf wie in Abb. 7.2. Ein Vergleich mit der oberen Pulsform zeigt, daß der Verstärker den zeitlichen Verlauf des Anodenstromsignals sehr gut wiedergibt. Es zeigte sich weiterhin, daß selbst ein

Verstärkungsfaktor von 20 ($R_2 = 420 \, \Omega$) nichts an diesem Verhalten ändert. Bei einer Ladung von 480 pC am Ausgang und einer Pulslänge von 50 ns erhält man eine maximale Spannung von 1 V an 50 Ω . Damit hat man für die Anpassung der PM-Ladungen an den ADC einen Vorverstärker mit den geforderten Eigenschaften gefunden.

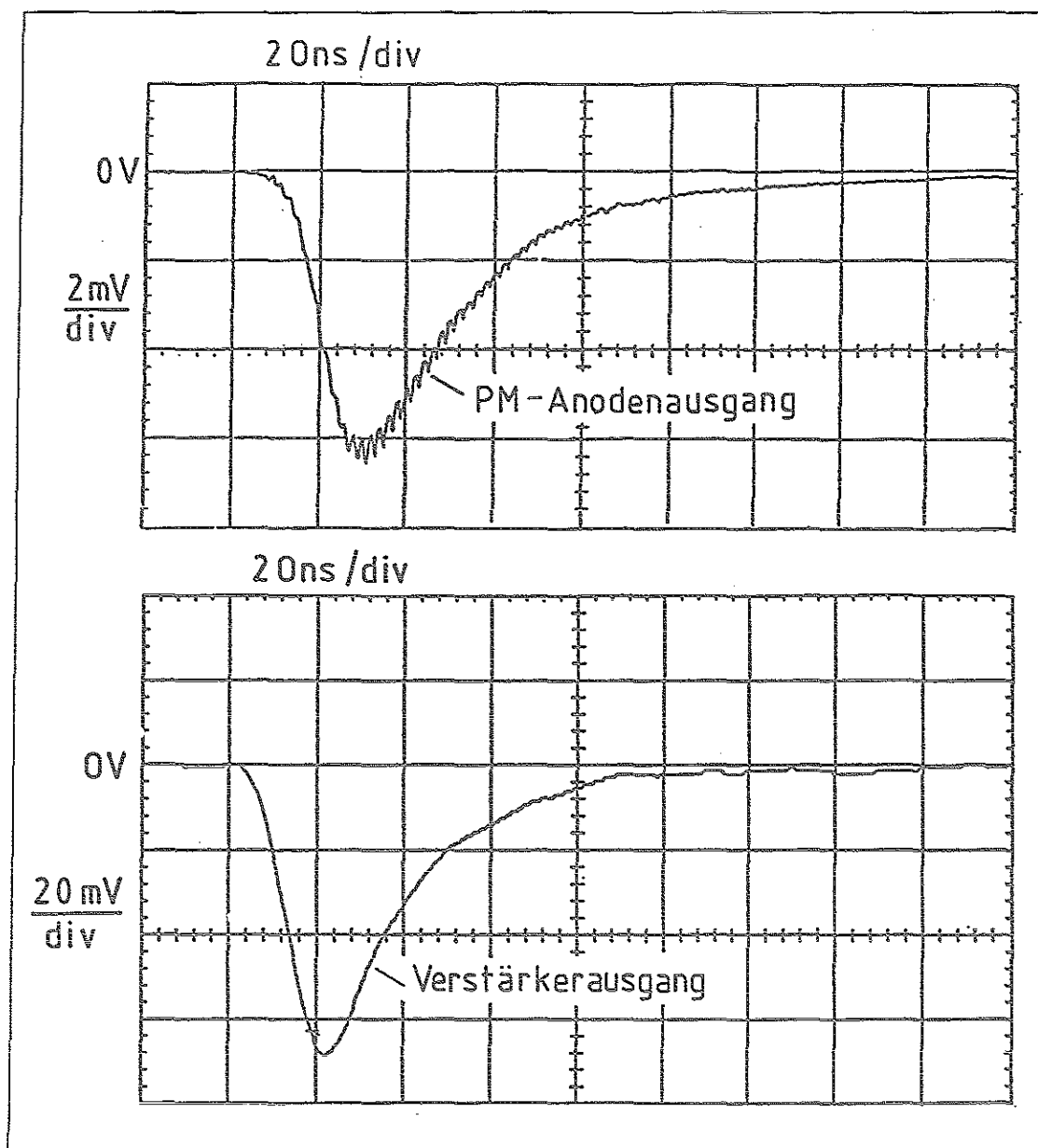


Abbildung 7.2: Csl(pur)-Puls am Ausgang des PM und des Vorverstärkers.

7.2 Schaltungsvorschlag zur gesamten Ausleseelektronik

Gemeinsam mit dem schnellen Vorverstärker läßt sich nun die Ausleseelektronik für das Testmodul festlegen. Einen möglichen Aufbau zeigt Abb. 7.3. Mit diesem Aufbau können die Signale der 25 Detektorelemente verarbeitet werden. Direkt an die PM-Base wird der oben beschriebene Vorverstärker (Verstärkungsfaktor: 14) angeschlossen. Dieser muß extern mit einer symmetrischen Spannung von ± 5 V versorgt werden. Über ein Koaxialkabel (Impedanz: 50Ω) wird das Signal einem 50 Ohm -Splitter zugeführt. Die Kabellänge ist dabei unkritisch. Die Pulse werden nun einerseits über eine Verzögerungseinheit dem QDC und andererseits über einen Verstärker und Diskriminator einem Gate-Generator zugeführt. Diese Einheiten können aus handelsüblichen NIM-Einschüben bestehen. Zusammen mit den Triggersignalen weiterer Detektorelemente wird das "Gate-Signal" einer Logikeinheit zugeleitet. Signalhöhen des gesamten Energieintervalls werden hinter einem passiven Abschwächer über eine Kabelverzögerungseinheit dem QDC zugeführt. Für die 25 Kristallelemente werden 4 ADC's (je 16 Eingänge) des genannten Typs benötigt. Ihre Daten können, wie im Schaltbild dargestellt, über einen "ECL-Bus" an eine Memory-Einheit weitergegeben werden, wo sie nach dem Zwischenspeichern schließlich über einen "CAMAC-Bus" blockweise an einen Rechner übergeben werden.

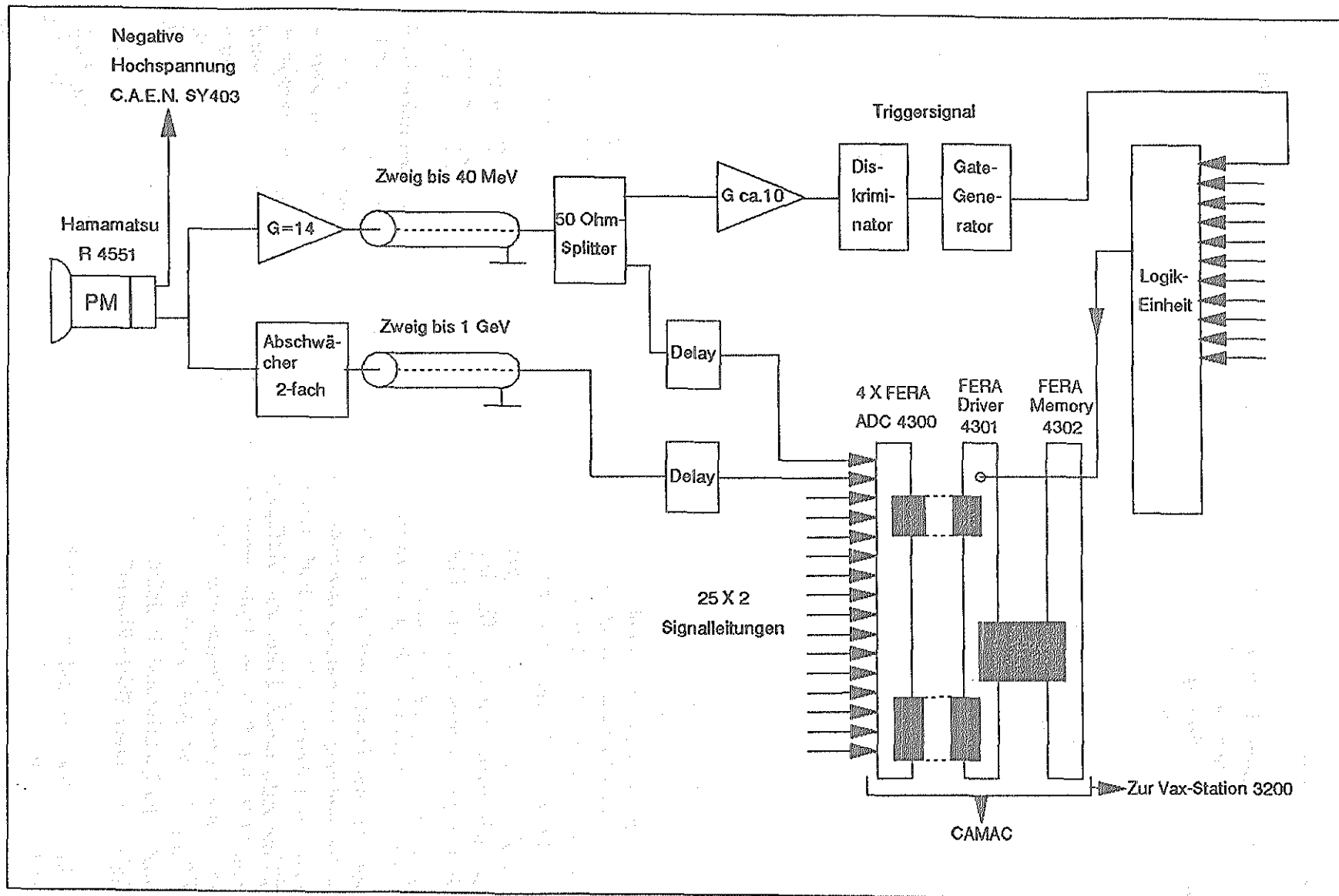


Abbildung 7.3: Blockschaltbild zum Vorschlag der Ausleselektronik für das Testmodul.

8 Ausblick

Für die Untersuchung der neutralen Mesonen an COSY mit Hilfe eines Photonenspektrometers wird ein γ -Schauervähler angestrebt, der hohe Teilchenraten verarbeiten kann und eine hohe Energieauflösung ($\leq 5\%$ FWHM bei 100 MeV) bietet. Reines CsI verspricht das geeignete Medium für einen Hochenergie-Photonen-Detektor, der beiden Anforderungen genügt, zu sein. Aufschluß über die Energieauflösung eines CsI(pur)-Schauervählers wird das sich im Bau befindliche Testmodul geben. Die auf Schauerleckageeffekte zurückzuführende Energieauflösung wurde mittels Monte-Carlo Simulationen prognostiziert. Danach ist die geometrische Ausdehnung des Testdetektors ausreichend, denn eine Hinzunahme weiterer Kristallelemente bringt keine zusätzliche Verbesserung der Energieauflösung, vorausgesetzt man schießt die Photonen in den zentralen Kristall ein.

Die vom Hersteller gelieferten Kristallelemente zeigten teilweise bezüglich der Ortsabhängigkeit der Lichtnachweiseffizienz Schwächen. Es wurde eine Methode herausgefunden, mit der eine Ortsabhängigkeit der Kristalle von unter 3 % erreicht werden kann. Es wird erwartet, daß auf diese Weise durch Nacharbeit die gewünschte Ortsabhängigkeit erreicht werden kann.

Die Energieakzeptanz des Kalorimeters für COSY Experimente erstreckt sich bis über 1 GeV. Eine Eichung der einzelnen Detektorelemente mit niederenergetischen γ -Quellen macht eine Bestimmung der Ladungsantwortfunktion der im Testdetektor zu verwendenen Photomultiplier notwendig. Mit Hilfe einer Laserdiode wurde das Licht aus CsI(pur) simuliert. Die Abfallszeit des Laserlichtes stellte den Mittelwert zwischen den Zeitkonstanten des CsI(pur)-Lichtes dar. Die beiden Voraussetzungen dafür waren, daß beide Strompulse am Ausgang des PM gleiche maximale Amplituden und Gesamtladungen aufwiesen. Ein nichtlinearer PM verformt aber den zeitlichen Signalverlauf. Die Ladungsgleichheit beider Pulse ist dann nicht mehr gegeben und der Verlauf der Ladungsantwortfunktion stimmt nicht mehr mit dem für das Licht aus CsI(pur) exakt überein. Es bleibt also der Einfluß des Lichtes mit verschiedenen Zeitkonstanten auf die Ladungsantwortfunktion zu untersuchen. Es wäre aber auch denkbar, die Zeitkonstanten des CsI(pur)-Lichtes mit mindestens zwei Laserdioden und Pulsern zu simulieren. Problematisch dabei ist die Kalibrierung der Lichtintensität: Die Ströme, die durch die Laserdioden fließen, müßten immer im gleichen Verhältnis zueinander verändert werden. Hier wäre es besser, die Lichtintensität extern, z.B. mit Hilfe von Graufiltern, zu verändern. Hat man aber nur eine kleine Zahl dieser Filter zur Verfügung, so erreicht man nur eine beschränkte Anzahl von Meßpunkten in der Ladungsantwortfunktion. Zur kontinuierlichen Variation der Helligkeit des Lichtes könnte man Polarisationsfilter verwenden. Bei genau bekannter Einstellung der Winkel zwischen den Polarisationsrichtungen zweier solcher Filter ließe sich sogar die Lichtintensität definiert variieren, und die Messung der Antwortfunktion könnte so auf andere Weise überprüft werden.

Zum Aufbau des Testmoduls liegen bereits Pläne für eine mechanische Halterung der Detektorelemente vor. Bei den gelieferten und noch zu liefernden Kristallen kann die Orts-

abhängigkeit entsprechend der angegebenen Methode den Erwartungswerten angepaßt werden. Es müssen die Ladungsantwortfunktionen aller 25 Photomultiplier bestimmt werden, um so eine Energieeichung des Testkalorimeters mit niederenergetischen γ -Quellen zu ermöglichen. Der Vorschlag zur Ausleseelektronik des Testmoduls ist flexibel gehalten, so daß eine Anpassung der Verstärkungsfaktoren der Vorverstärker an die Impulshöhen der einzelnen Detektorelemente stets möglich ist. Der Weg für die Fertigstellung des Testmoduls ist geebnet.

Der Test des 25-elementigen Kalorimeters kann an einem Elektronenbeschleuniger, wie z.B. ELSA in Bonn, durchgeführt werden. Man kann dabei durch Beschuß eines Targets mit Elektronen markierte Photonen erzeugen, die dann auf den Detektor treffen. Falls dieses Modul unsere Erwartungen erfüllt, ist seine Erweiterung zu einem 2-armigen Spektrometer anzustreben, mit dem dann die Produktion der neutralen pseudoskalaren Mesonen auf präzise Weise studiert werden kann.

1. The first part of the document is a list of names and their corresponding dates. The names are listed in a column on the left, and the dates are listed in a column on the right. The names are: John Doe, Jane Smith, and Bob Johnson. The dates are: 1/1/2020, 2/1/2020, and 3/1/2020.

The second part of the document is a table with three columns. The first column is labeled 'Name', the second column is labeled 'Date', and the third column is labeled 'Status'. The table contains three rows of data. The first row is for John Doe, the second row is for Jane Smith, and the third row is for Bob Johnson. The status for John Doe is 'Active', the status for Jane Smith is 'Inactive', and the status for Bob Johnson is 'Active'.

1. The first part of the document is a list of names and their corresponding dates. The names are listed in a column on the left, and the dates are listed in a column on the right. The names are: John Doe, Jane Smith, and Bob Johnson. The dates are: 1/1/2020, 2/1/2020, and 3/1/2020.

1. The first part of the document is a list of names and their corresponding dates. The names are listed in a column on the left, and the dates are listed in a column on the right. The names are: John Doe, Jane Smith, and Bob Johnson. The dates are: 1/1/2020, 2/1/2020, and 3/1/2020.

Literatur

- [Agu86] M. Aguilar-Benitez, R.M. Barnett, R.L. Crawford, R.A. Eichler, R. Frosch, G.P. Gopal, K.G. Hayes, J.J. Hernandez, I. Hinchliffe, G. Höhler, G.R. Lynch, D.M. Manley, L. Montanet, F.C. Porter, J. Primac, A. Rittenberg, M. Roos, L.D. Roper, R.H. Schindler, K.R. Schubert, T. Shimada, R.E. Shorck, N.A. Törnqvist, T.G. Trippe, W.P. Trower, C.G. Wohl, G.P. Yost, B. Armstrong, G.S. Wagman. *Review of Particle Properties*. April (1986).
- [And90] D. F. Anderson. *Nucl. Instrum. Methods A* **287**, 606(1990).
- [Bae81] H.W.Baer et al. *Nucl. Instrum. Methods* **180**, 445(1981).
- [Ber85] P. Berthet, R. Frascaria, J.P. Didelez, Ch.F. Perdrisat, G. Pignault, J. Banaigs, J. Berger, L. Goldzahl, F. Plouin, F. Fabbri, P. Picozza, L. Satta, M. Boivin and J. Yonnet. *Nucl.Phys. A* **443**, 589(1985).
- [Ber88] J. Berger, M. Boivin, A. Boudard, P. Fleury, J.F. Germond, L. Goldzahl, Cl. Kerboul, B. Mayer, F. Plouin, L. Satta and C. Wilkin. *Phys.Rev.Lett.* **61** 919 (1988).
- [Bir64] J.B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergaman Press (1964)
- [Bra87] P. Braun-Munzinger and J.Stachel. *Ann.Rev.Nucl.Sci.* **37** 97(1987).
- [Bru92] N. Brummund. *Untersuchungen zur Dynamik von Schwerionenstößen mit Baryonen und Mesonen*. Doktorarbeit, Universität Münster, (1992).
- [Cas91] W. Cassing, G. Batko, T. Vetter and G. Wolf. *Z.Phys.A-Hadrons and Nuclei* **340**, 51(1991).
- [Chi92] E. Chiavassa, G. Dellacasa, N. de Marco, F. Ferrero, A. Musso, A. Piccotti, E. Scomparin, E. Vercellin, M. Gallio, R. Bertini. J.M. Durand and F. Brochard. *Z.Phys.A-Hadrons and Nuclei* **342**, 107(1992).
- [Eng80] R.W. Engstrom. *Photomultiplier Handbook*. RCA Solid State Division Electro Optics and Devices. Lancaster (1980).
- [Eks89] C. Ekström. *INTERNAL TARGETS. CERN Accelerator School, Third Advanced Accelerator Physics Course*, Uppsala, Sweden, (1989).
- [Fab91a] J. Fabian, H.R. Koch, D. Kopyto, and I. Strakovsky. *Time Struckture of Scintillators for the COSY Two-Arm Photon spectrometer*. Annual Report, KFA-Jülich (1991).
- [Fab91b] J. Fabian. *Untersuchung der Szintillationseigenschaften von reinen CsI-Einkristallen*. Diplomarbeit, Universität Köln, Dezember 1991, unveröffentlicht.

- [Fla84] V. Flamingo et al. CERN-HERA 84-01, (1984).
- [Gui71] O. Guisan, P. Bonamy, P. Le De and L. Paul. *Nucl. Phys.* B32, 681(1971).
- [Hec86] H. Heckwolf. *Produktion von neutralen Pionen und hochenergetischen Photonen in Stößen von leichten und mittelschweren Kernen bei 44 und 48 MeV/u.* Doktorarbeit, Universität Marburg/Lahn, (1986). GSI-Report, Jan'86, ISSN: 0171-4546.
- [Ise89] L. D. Isenhowe, M. Sadler, J. Comfort, H. Crannel, D. Sober, R. J. Peterson, B. Berman, W. Briscoe, J. Amann, H. Baer, R. Boudrie, J. D. Bowman, J. Knudson, C. Morris, S. Seestrom-Morris, J. Matthews, E. B. Hughes, C. F. Moore. *Proposal for a High Resolution Spectrometer for Neutral Mesons.* December, (1989).
- [Jan82] J.F. Janni. *Atomik Data and Nuclear Data Tables.* 27, March/May (1982).
- [Kir79] G.I. Kirkbride, J.G. O'Reilly, J.C. Tomkins, D.G. Aschman, B.L. Beron, E.D. Bloom, F. Bulos, J.E. Gaiser, G.L. Godfrey, R. Hofstadter, E.B. Hughes, C.M. Kiesling, H.F. Kolanoski, W.K. Kollmann, A.D. Liberman, M.J. Oreglia, R. Parks, R.A. Partridge, C.W. Pec, F.C. Porter, H.F. Sadrozinski and K. Strauch. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-26 1535 (1979).
- [Kle87] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung* Teubner-Verlag Stuttgart, 190(1987).
- [Kil90] K. Kilian, R. Maier, S. Martin and U. Pfister. *COSY User Guide.* Forschungszentrum Jülich, May (1990).
- [Kob91] M. Kobayashi, K. Takamatsu, S. Ide, K. Mori, S. Sugimoto, H. Takaki, M. Yuasa, M. Ishii. *Nucl. Instrum. Methods* A306, 139(1991).
- [Koc90] H.R. Koch, D. Kopyto, L. Meyer. *High Energy Photon Spectrometer at COSY.* Annual Report, KFA-Jülich (1990).
- [Koc91] H. Koch. *Der Crystal-Barrel-Detektor-erste Meßergebnisse,* *Phys. Bl.* 47, Nr.6 (1991).
- [Koc92] H. Koch. *CANU-Tagung Physikzentrum der DPG Bad-Honnef.* Dezember (1992), unveröffentlicht.
- [Kub88] S. Kubota, S. Sakuragi, S. Hashimoto and J. Ruan. *Nucl. Instrum. Methods* A268, 275(1988).
- [Kop90] D. Kopyto *Überlegungen und Tests zum Bau eines γ -Schauerszählers für den Nachweis neutraler Mesonen.* Diplomarbeit, Universität Köln, März (1990), unveröffentlicht.

- [Liu89] L.-C. Liu, J.T. Londergan and G.E. Walker. *Phy.Rev.* C40, 832(1989).
- [Pen87] J.C. Peng, M.J. Leitch, J.D. Bowman, F. Irom, J. Kapustinsky, T.K. Li, J.E. Simmons, Z.F. Wong and C. Smith. *Nucl. Instrum. Methods* A261 462(1987).
- [Pra86] D. Prasuhn. *Die ionenoptische Auslegung eines Synchrotron- und Speicherringes mit Elektronenkühlung (COSY) sowie Untersuchungen zum Phasenraumverhalten des Strahls mit einem internen Target*. November (1986), Jül-Spez-382, ISSN 0343-7639.
- [Sch89a] P. Schotanus, R. Kamermans and P. Dorenbos. *Scintillation characteristics of pure and Tl-doped CsI crystal*. IEEE symposium, San Francisco, USA, October 23-27(1989).
- [Sch89b] W. Schott. *Das CsJ(Tl) Kalorimeter des Crystal Barrel Detektors*. Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, (1989).
- [Sef88] T. Sefzick *Der schnelle Triggerszintillator für das JETSET-Experiment (PS202/LEAR)*. KFA-Jülich, Jül-Spez-480, Dezember (1988), ISSN 0343-7639.
- [Spi88] Spindler & Hoyer *Diodenlaser, infrarot und sichtbar*. Katalog, Göttingen (1988).
- [Str87] H. Ströher, G. Koch, V. Metag, R. Beck, B. Schoch and J. Vogt. *Nucl. Instrum. Methods* A269, 568(1988).
- [Sum88] R. Summer. *Nucl. Instrum. Methods* A265, 252(1988).
- [Uts91] T. Utsu and S. Akiyama. *Journal of Crystal Growth* 109, 385(1991).
- [Vas80] D. Vasak, H. Stöcker, B. Müller, W. Greiner, *Phys.Lett.* B93, 243(1980).
- [Wei81] V.R. Weidner and J.J. Hsia. *Reflexion properties of pressed polytetrafluoroethylene powder*. *Journal of Opt. Soc. Am.* 71, No.7, July 1981.
- [Woo89] C.L. Woody, D. Lissauer, P. W. Levy, J.A. Kierstead, M. Goldberg, N. Horwitz, T. Skwarnicki, Z. Sobolewski and P. Souder. *Proposal to Develop a High Resolution Electromagnetic Calorimeter for RHIC Using Pure Cesium Iodide Crystals*. Brookhaven National Laboratory and Syracuse University, August 10(1989).
- [Yam87] K. Yamamoto, Y. Fujii, Y. Kotooka and T. Katayama. *Nucl. Instr. Methods* A253, 542(1987).

the first of these is the fact that the system is not in a steady state.

the second is the fact that the system is not in a steady state.

the third is the fact that the system is not in a steady state.

the fourth is the fact that the system is not in a steady state.

the fifth is the fact that the system is not in a steady state.

the sixth is the fact that the system is not in a steady state.

the seventh is the fact that the system is not in a steady state.

the eighth is the fact that the system is not in a steady state.

the ninth is the fact that the system is not in a steady state.

the tenth is the fact that the system is not in a steady state.

the eleventh is the fact that the system is not in a steady state.

the twelfth is the fact that the system is not in a steady state.

the thirteenth is the fact that the system is not in a steady state.

the fourteenth is the fact that the system is not in a steady state.

the fifteenth is the fact that the system is not in a steady state.

the sixteenth is the fact that the system is not in a steady state.

the seventeenth is the fact that the system is not in a steady state.

the eighteenth is the fact that the system is not in a steady state.

the nineteenth is the fact that the system is not in a steady state.

the twentieth is the fact that the system is not in a steady state.

Danksagung

Die Herren Prof. Dr. O.W.B. Schult und Dr. H.R. Koch haben diese Arbeit ins Leben gerufen. Ihnen gebührt daher ein ganz besonderer Dank. Ohne ihre engagierte Betreuung wäre die Durchführung dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Herrn Prof. Dr. P.von Brentano danke ich für die Übernahme des Coreferates.

Herrn Dr. M. Büscher danke ich für viele anregende Fachgespräche.

Herrn P. Wieder danke für die Erstellung zahlreicher Bilder.

Ganz besonders möchte ich meiner Frau danken, die mich während meiner Arbeit in jeder nur möglichen Form unterstützt hat.

Dank sei ebenfalls meinen Eltern und Schwiegereltern ausgesprochen, die mir während der Doktorarbeit nicht nur mit finanzieller Unterstützung zur Seite gestanden haben.

Zuletzt danke ich allen, die hier nicht erwähnt wurden und die ebenfalls in jeder nur erdenklichen Form zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

JüI-2892

April 1994

ISSN 0944-2952