

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>1 AMS-02 Detektor</b>	<b>4</b>
1.1 AMS-02 Übergangsstrahlungsdetektor . . . . .	6
<b>2 Cosmicmesstand</b>	<b>9</b>
2.1 Mechanischer Aufbau . . . . .	10
2.2 Myonen aus der Höhenstrahlung . . . . .	11
<b>3 Szintillatoren</b>	<b>13</b>
3.1 Teilchendetektion . . . . .	13
3.2 Auslese von Szintillatoren und Signalgeneration . . . . .	16
3.3 Verwendete Szintillatoren . . . . .	17
3.4 Emissionsspektrum . . . . .	19
3.5 Absorptionslänge . . . . .	19
3.6 Ortsauflösung . . . . .	27
<b>4 Photomultiplier</b>	<b>29</b>
4.1 Aufbau eines Photomultipliers . . . . .	29
4.2 Charakterisierung durch gepulste LED . . . . .	30
<b>5 Elektronik</b>	<b>44</b>
<b>6 Datenerfassung</b>	<b>49</b>
6.1 Auslese der Kammersignale . . . . .	50
6.2 Passive Anpassung . . . . .	52
6.3 Optimierung der Abschwächerplatine . . . . .	57
6.4 Vergleich zwischen VA und CAMAC-Auslese . . . . .	60
6.5 Gemeinsame Auslese . . . . .	64
6.6 Simulation mit PSPICE . . . . .	68
6.7 Entwicklung des Schaltplanes . . . . .	71
<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>77</b>
<b>Anhang</b>	<b>78</b>
<b>A Anleitung zur Steuerung des HV 1440 von LeCroy</b>	<b>78</b>

<b>B Elektronik</b>	<b>80</b>
B.1 Laplace-Transformation . . . . .	80
B.2 Filter . . . . .	83
B.3 Daten des OPV's AD 825 . . . . .	86
<b>C Pläne und Detailzeichnungen</b>	<b>87</b>
C.1 Bestimmung der Absorptionslänge von Szintillatoren . . . . .	87
C.2 Kabelplan für Spannungsversorgung und Daten . . . . .	88
<b>D Szintillatorparameter für das Programm   LICOBIX</b>	<b>89</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>90</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>92</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>93</b>

# Einleitung

Das Ziel des AMS-02<sup>1</sup> Experimentes ist der experimentelle Nachweis von Dunkler Materie und von dem Verbleib der kosmischen Anti-Materie. Die erste Untersuchung der primären kosmischen Strahlung im Weltraum erfolgte durch den Prototypen AMS-01. Dieses AMS-Experiment wurde während eines zehntägigen Fluges mit dem Space-Shuttle Discovery im Jahr 1998 erfolgreich getestet. Dabei wurden die Spektren von über 100 Millionen geladener Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung gemessen[30][31][32][33]. Hinweise auf Anti-Materie wurden nicht gefunden, jedoch konnten die bisherigen experimentellen Grenzen deutlich verbessert werden. Die obere Grenze für das Verhältnis von Anti-Helium zu Helium kann dadurch kleiner als  $1.1 \cdot 10^{-6}$  [4] abgeschätzt werden. Der AMS-02 Detektor ist auf den Nachweis für Anti-Helium und Anti-Kohlenstoff optimiert und wird auf der Internationalen Raumstation ISS 3 Jahre lang die Spektren der kosmischen Strahlung messen. Durch die Bestimmung der Positron-, Anti-Proton-, Anti-Deuteron- und Gamma-Spektren als Zerfalls- oder Zerstrahlungsprodukte von Neutrinos, kann der indirekte Nachweis von Dunkler Materie geführt werden[34] [28], die nach gegenwärtigem Verständnis ca. 90% der gesamten Materie im Weltall ausmacht. Da die erwartete Zusammensetzung der kosmischen Strahlung von Protonen dominiert ist, wird für die Messung von Positronspektren eine Trennung von  $e^+ / p^+ < 10^{-6}$  angestrebt. Damit haben die Positrondaten eine Protonkontamination von  $\leq 1\%$ . Der AMS-02 Detektor ist, im Vergleich zum AMS-01 Detektor, um ein elektromagnetisches Kalorimeter, einen Ring Imaging Cherenkov Counter, einen supraleitenden Magneten und einen Übergangsstrahlungsdetektor<sup>2</sup> TRD erweitert worden. Der TRD wird in Aachen vom I.Physikalischen Institut gebaut und getestet. Diese Arbeit gliedert sich in zwei Themen:

1. Es wurde ein Cosmicmessstand aufgebaut, der zur Funktionsüberprüfung des TRD mit Myonen aus der Höhenstrahlung dient. Die Bestimmung der Effizienz des TRD setzt die Spurrekonstruktion eines Teilchendurchgangs durch beide Detektoren voraus. Die dafür notwendige Bestimmung der Ortsauflösung der Szintillatoren und die Charakterisierung der Photomultiplier ist in den Kapiteln 3 und 4 beschrieben.
2. Zur gemeinsamen Datenerfassung wurden die Photomultipliersignale in das Auslesesystem des TRD's implementiert. Die dafür notwendige Anpassungsschaltung wurde als passive Schaltung erprobt bzw. als aktive Schaltung simuliert (Kapitel 6).

---

<sup>1</sup>Alpha Magnetic Spectrometer

<sup>2</sup>Im folgenden TRD abgekürzt, **T**ransition **R**adiation **D**etektor

# 1 AMS-02 Detektor

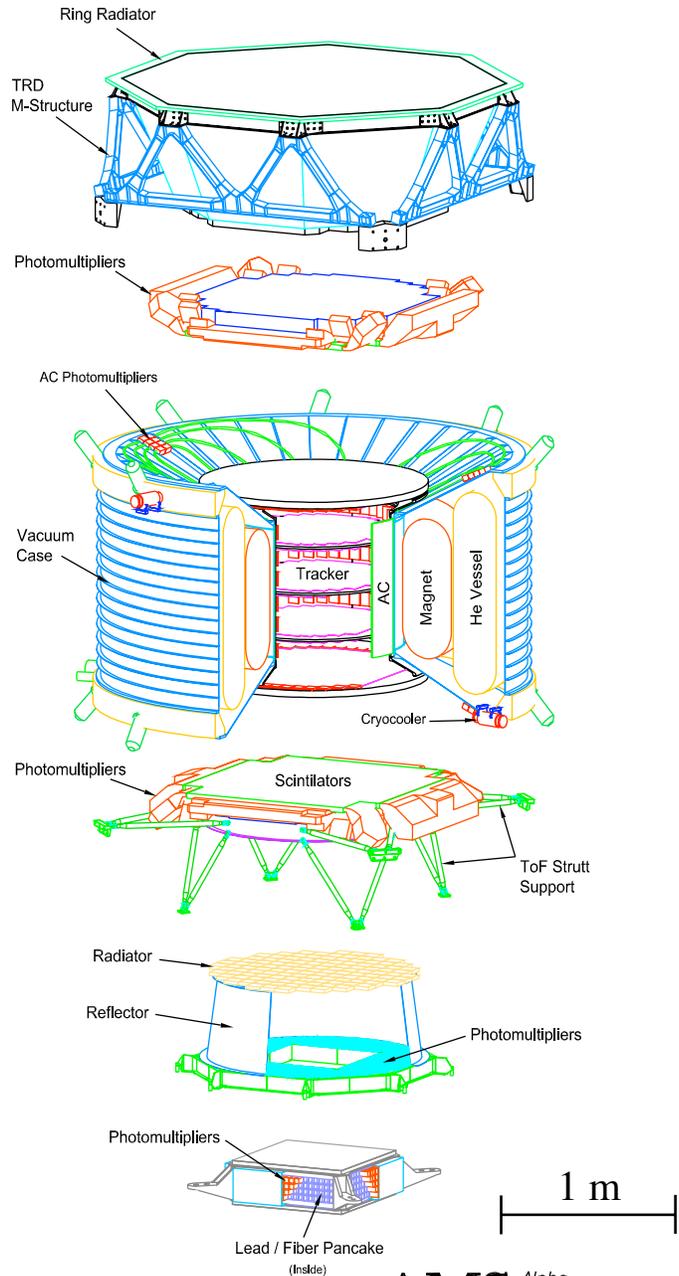
Der AMS-02 Detektor (vgl. Abb. 1) umfasst folgende Komponenten<sup>3</sup>.

- **Übergangsstrahlungsdetektor (TRD)**  
Der TRD dient, zusammen mit dem elektromagnetischen Kalorimeter ECAL, der Teilchenidentifikation. Durch den Übergangsstrahlungseffekt wird eine Proton- (Anti-Proton) unterdrückung gegenüber Positronen( Elektronen) von  $> 10^2$  durch den TRD im Energiebereich von 10 bis 300 GeV erreicht.
- **Time of Flight System (ToF)**  
Diese System besteht aus insgesamt vier Lagen Szintillatoren, je ein gekreuztes Paar ober- und unterhalb des Spurdetektors, und bildet bei einer Zeitaufösung von 120 ps den primären Trigger.
- **Magnet und Silizium Tracker**  
Der achtlagige Siliziumspurdetektor mit einer Fläche von  $6.45 \text{ m}^2$ , erlaubt eine Spurrekonstruktion von  $10 \text{ }\mu\text{m}$  senkrecht zur ( $30 \text{ }\mu\text{m}$  in) Magnetfeldrichtung. Neben der Bestimmung der Ladung eines Teilchens, wird dessen Impuls mit einer Genauigkeit von  $\frac{\sigma(p)}{p} = 4.5 \cdot 10^{-4} \frac{p}{\text{GeV}}$ , für  $p > 40 \text{ GeV}$ , bestimmt. Der supraleitende Magnet erreicht bei einem Volumen von  $0.6 \text{ m}^3$  einen magnetischen Fluss  $BL^2=0.78 \text{ Tm}^2$ .
- **Anti Coincidence Counter (ACC)**  
Dieser aus Szintillatoren bestehende Detektorteil ist rings um den Tracker angebracht und liefert ein Vetosignal bei Teilchen, die den Tracker seitlich durchqueren.
- **Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH)**  
Im RICH wird, neben der Ladung des Teilchens, die Geschwindigkeit mit einer Genauigkeit von 0.1 % für  $\beta > 0.95$  bestimmt.
- **Electromagnetic Calorimeter (ECAL)**  
Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus einer Blei/Szintillator-Fiber Struktur, die mehrlagig angeordnet ist. Es wird eine Protonunterdrückung von  $> 10^3$  im Energiebereich von 10 bis 300 GeV angestrebt.

---

<sup>3</sup>Eine ausführliche Beschreibung befindet sich in [26].

# AMS 02



R.Becker 07/11/01

**AMS** Alpha  
Magnetic  
Spectrometer  
Integration **MIT**

Abbildung 1: Explosionszeichnung des AMS-02 Detektors

## 1.1 AMS-02 Übergangsstrahlungsdetektor

Der Übergangsstrahlungsdetektor TRD und das elektromagnetische Kalorimeter dienen der Teilchenidentifikation. Mit einem Proton zu Positronverhältnis von  $10^4$  in der kosmischen Strahlung, muß bei der Messung von Positronspektren und einer Protonkontamination von  $\leq 1\%$ , eine Trennung  $e^+ / p^+ < 10^{-6}$  erreicht werden. Der TRD liefert, unter Nutzung der Übergangsstrahlungseffekts im Energiebereich von 10 bis 250 GeV eine Protonunterdrückung von  $> 10^2$ .

Der TRD wird aus insgesamt 20 Detektorlagen aufgebaut, die jeweils aus 22 mm Vliesradiator und Proportionalkammern aus zylindrischen Röhren bestehen. Die Röhren haben einen Außendurchmesser von 6 mm und bestehen aus einer  $72 \mu\text{m}$  starken Wandung, im wesentlichen aus Kaptonfolie (Abb. 2), sowie einem goldbeschichteten Wolframdraht ( $\Phi = 30 \mu\text{m}$ ) als Anode. Als Kathode wird auf die Kaptonfolie beidseitig außen eine aluminisierte Kohlenstoff- Polyimidschicht aufgebracht.

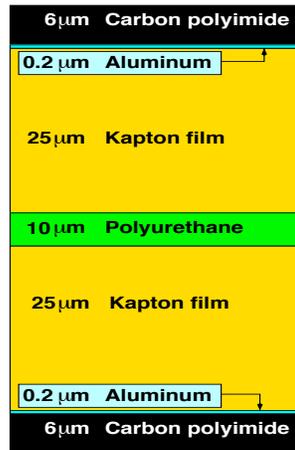


Abbildung 2: Aufbau der Kammerwand der Proportionalröhren

Jeweils 16 Röhren werden mit 6 longitudinalen Karbonversteifungen zu einem Modul verklebt, dem zur Erhöhung der Quersteifigkeit alle 10 cm ober- und unterseitig jeweils eine Kohlefaserstrebe aufgeklebt wird. In Abb. 3 ist der Schnitt durch ein Modul, in Abb. 4 ein Photo eines Modules dargestellt. Die Auslese der Signale und die Spannungsversorgung erfolgt über sogenannte UTE- Boards <sup>4</sup>, die über Kupfer-Tellur Stifte die Anodendrähte kontaktieren. Die Endstücke aus Polycarbonat dienen, neben der Führung der Kupfer-Tellur-Stifte zum Zentrieren der Anodendrähte, auch zum gasdichten Abschluss der Kammern. Die Module werden mit  $Xe/CO_2$  Gas im

<sup>4</sup>Uebergangsstrahlungs Tube Endpiece

Mischungsverhältnis von 80:20 als Proportionalkammern betrieben. Die Produktion der Module erfolgt unter Reinraumbedingungen.

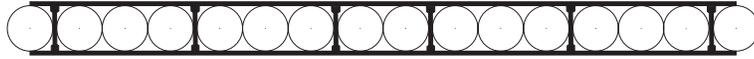


Abbildung 3: *Schnitt durch ein Kammermodul, bestehend aus 16 Röhrenchen und 6 longitudinalen Versteifungen.*



Abbildung 4: *Aufbau eines 376 mm langen Kammermoduls mit 4 Querstreben, die alle 10 cm aufgeklebt werden. Links das UTE-Board mit Steckverbindung zur Auslese der 16 Kanäle und der Hochspannungsversorgung, rechts Gaseinlaß und Gasauslaß.*

Während der Serienproduktion der Röhrenmodule wird sowohl die Gasdichtigkeit der Module als auch die Homogenität der Gasverstärkung der einzelnen Proportionalkammern bestimmt. Zur Kalibration der einzelnen Röhren wird eine  $^{55}_{26}\text{Fe}$  - Quelle benutzt die 5.9 keV  $\gamma$ -Quanten abstrahlt, entsprechend dem Maximum des im Vliesradiator erzeugten und von den Proportionalkammern nachgewiesenen Übergangsstrahlungsspektrum[14]. Mit einer selbstgetriggerten Auslese<sup>5</sup> wird aus der Lage des Photopeaks der 5.9 keV  $\gamma$  Quanten die Gasverstärkung der Proportionalkammern bestimmt.

Die insgesamt 328 Module werden in eine oktagonförmige Kohlefaser-Tragestruktur mit einer Genauigkeit von 100  $\mu\text{m}$  eingebaut (Abb. 5). Das konische Oktagon minimiert das Gewicht unter Erhaltung der Akzeptanz des AMS-02 Detektors von 0.46  $\text{m}^2\text{sr}$  (Abb. 6). Nach dem Einbau der Module in das Oktagon wird im Reinraum mit Hilfe des Cosmicmessengerstands die Effizienz der Module und des Gesamtdetektors bestimmt. Dafür ist es notwendig, den Ort des Teilchendurchgangs durch beide Detektoren zu ermitteln, um die Spur eines Teilchens zu rekonstruieren. Im Kapitel 3 wird aus der ermittelten Absorptionslänge jedes Szintillators und der Pulshöheninformationen der beiden Photomultiplier jedes Szintillators die Ortsauflösung bestimmt.

<sup>5</sup>Es wird eine TMS Auslese verwendet (vgl Kapitel 6.2.1).

Damit die Photomultiplier <sup>6</sup> optimal an die Szintillatoren angepasst werden können, werden im Kapitel 4 die Kenndaten der PMT ermittelt.

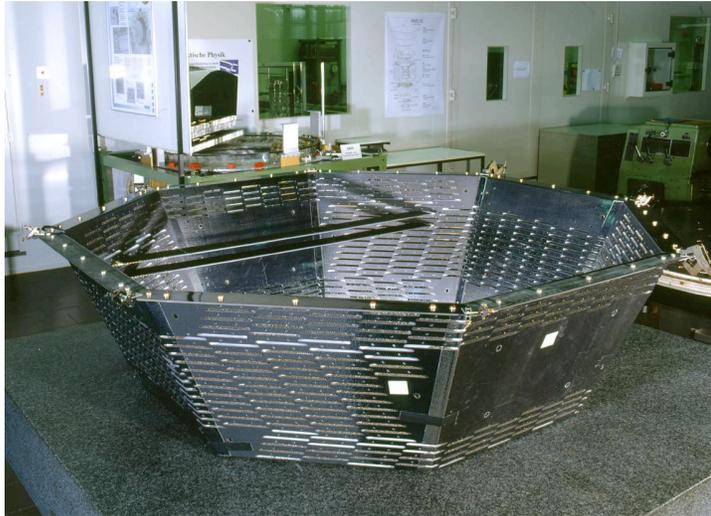


Abbildung 5: *Oktagon mit 2 Kammern.*

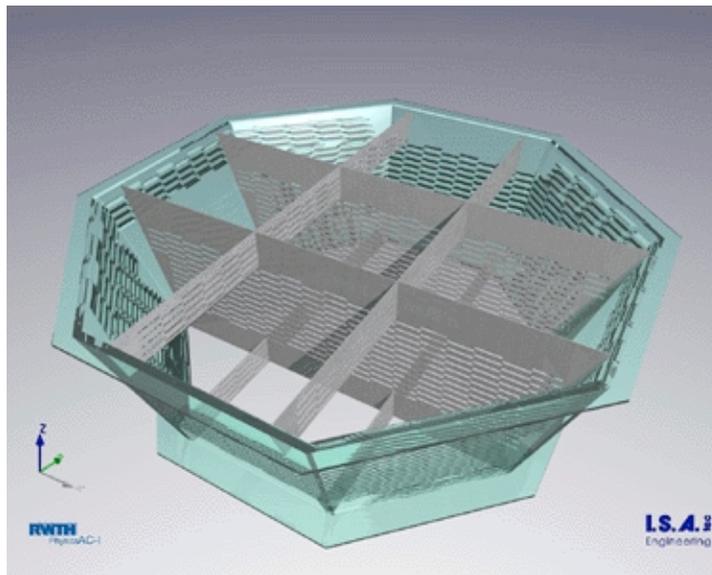


Abbildung 6: *Modell des konischen Oktagons, das unter Erhaltung des Raumwinkels das Gewicht minimiert.*

---

<sup>6</sup>Im folgenden auch PMT genannt

## 2 Cosmicmessstand

Zur Bestimmung der Effizienz eines Detektors werden die Myonen der kosmischen Höhenstrahlung als Teilchenquelle genutzt. Die Effizienz eines Detektors ist als

$$\epsilon = \frac{\text{Anzahl der detektierten Teilchen des Detektors}}{\text{Anzahl der Teilchen, die den Detektor durchquert haben}}$$

definiert. Die geometrische Anordnung von zwei Lagen von Szintillatoren, zwischen denen der zu untersuchende Detektor positioniert wird, stellt sicher, dass der Teilchendurchgang durch den Detektor erfolgt ist. Die Szintillatoren liefern das Triggersignal für die Auslese des Detektors.

Der Cosmicmessstand soll zwei Anforderungen genügen:

1. Die Bestimmung der Effizienz der TRD-Module nach Einbau in die Oktagon-Struktur.
2. Die Kalibration des TRD als Gesamtdetektor. Bedingt durch die Grösse des TRD mit den Maßen 2050 mm x 2050 mm wird die aktive Triggerfläche des Cosmicmessstandes auf diese Mindestgröße festgelegt.

Dieser typische Aufbau konnte durch die geringe Höhe der Reinraumes nicht realisiert werden.

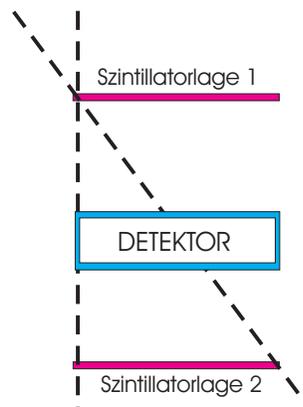


Abbildung 7: Schematische Zeichnung eines effizienten Aufbaus eines Cosmicmessstandes

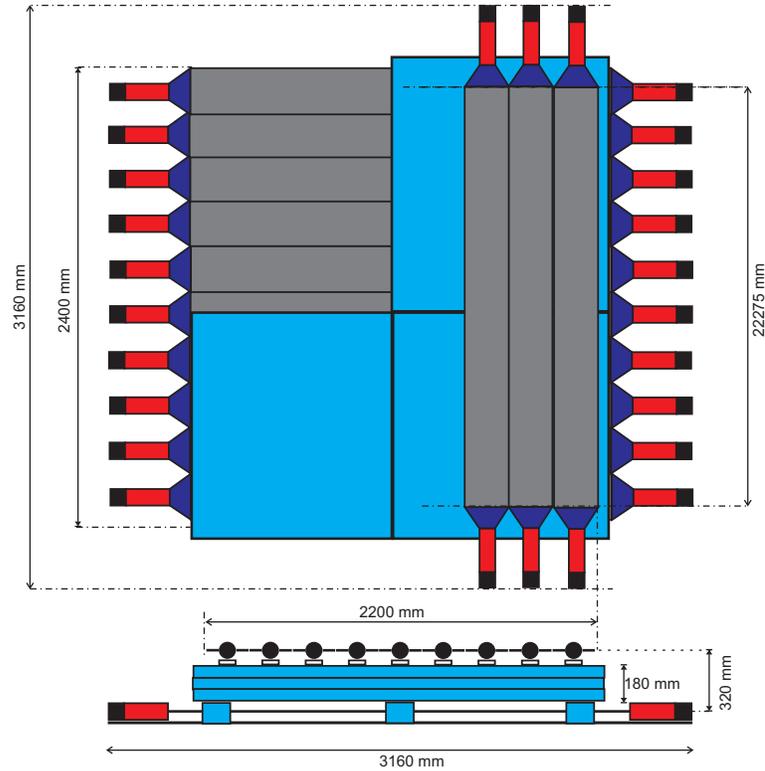


Abbildung 8: Maßstabszeichnung des Cosmicmesstandes. Die aktive Triggerfläche beträgt  $2200 \text{ mm} \cdot 2275 \text{ mm}$

## 2.1 Mechanischer Aufbau

Der Aufbau des Cosmicmesstandes ist in Abb. 8 dargestellt und besteht aus zwei Lagen Szintillationsdetektoren. Die obere Lage besteht aus 9 Szintillatoren, die in einem Abstand von 32 cm senkrecht zur unteren Lage, bestehend aus 10 Szintillatoren, angeordnet ist. Zwischen diesen Lagen ist ein Eisenabsorber der Stärke 18 cm angebracht. Für minimal ionisierende Myonen ist der mittlere Energieverlust im Eisen

$$\frac{dE}{dx \min}(\mu) = 1.451 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}} [4].$$

Mit der Dichte  $\rho_{\text{Fe}} = 7.87 \text{ g cm}^{-3}$  und der Materialstärke von 18 cm ergibt sich daraus ein Energieverlust für minimal ionisierende Myonen von  $E_{\mu} = 205 \text{ MeV}$ . Die Details der Szintillatoren und der Photomultiplier sind in den Kapiteln 3.3 und 4 beschrieben.

In der Abb. 9 ist der Aufbau im Reinraum zu sehen.

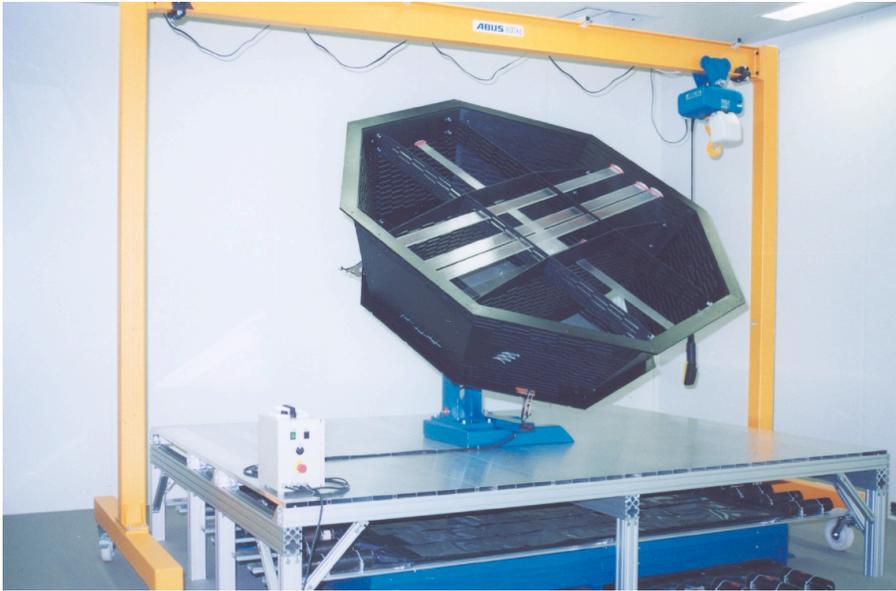


Abbildung 9: *Cosmicmesstand im Reinraum. Auf der Arbeitsbühne ist das Modell des TRD auf dem elektrischen Verfahrtsch zu sehen.*

Die untere Ebene der Szintillatoren liegt unter dem Fussboden des Reinraumes.

Der Tisch ( 2700 mm · 3500 mm) besteht aus einer Aluminium-Tragestruktur, umschließt als Gehäuse die Szintillatoren und dient als Arbeitsbühne. Zur Montage der Module und des Radiators in das Oktagon wird dieses auf einen 90 cm hohen, elektrisch betriebenen Drehtisch befestigt. Eine Maßstabszeichnung ist in Abb. 37 zu sehen.

## 2.2 Myonen aus der Höhenstrahlung

Die kosmische Höhenstrahlung mit einer Zusammensetzung [18] von

$$\begin{aligned} &\simeq 84 \% \text{ Protonen} \\ &\simeq 12.5 \% \alpha \text{ Teilchen} \\ &\simeq 2.5 \% \text{ Kerne mit } Z \geq 3 \end{aligned}$$

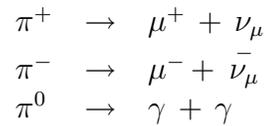
hat ihren Ursprung außerhalb unseres Sonnensystems. Die Teilchenenergien erstrecken sich von  $\simeq 10^6$  eV bis  $\simeq 10^{20}$  eV.

Das Energiespektrum der Primärstrahlung wird mit

$N(E) \propto E^{-\gamma}$  [34] beschrieben, mit

$$\begin{array}{ll} \gamma \approx 2.7 & E \geq 10^{15} \text{ eV} \\ \gamma \approx 3.1 & 10^{15} \text{ eV} \geq E \geq 10^{19} \text{ eV} \\ 1 \lesssim \gamma \lesssim 2 & E \geq 10^{19.5} \text{ eV} \end{array}$$

Die hochenergetischen Teilchen der Primärstrahlung wechselwirken hadronisch mit den Molekülen der Erdatmosphäre. Bei diesen Streuprozessen entstehen sekundäre Mesonen, im wesentlichen Pionen. Die wahrscheinlichsten Zerfälle dieser sind



Die entstandenen sekundären Teilchen sind energiereich genug, um ihrerseits weitere Stossprozesse durchzuführen. Es bildet sich dadurch ein Luftschauer aus, der eine hadronische und eine elektromagnetische Komponente besitzt.

Die Höhenstrahlung auf Meeresebene besteht aus drei Komponenten [13]

$$\begin{array}{ll} \approx 75\% & \text{Myonen} \\ \approx 24\% & \text{Elektronen und Positronen} \\ \approx 1\% & \text{Hadronen} \end{array}$$

Die mittlere Energie der Myonen auf Meereshöhe beträgt  $\approx 4 \text{ GeV}$  [4].

Die Intensität  $I = \frac{dN_\mu}{dA dt}$  mit  $I \approx 200 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  variiert mit dem Zenitwinkel  $\theta \propto \cos^2\theta$ .

Bei den verwendeten Szintillatoren mit den Maßen  $2275 \text{ mm} \cdot 240 \text{ mm}$  ist die Fläche  $A = 0.546 \text{ m}^2$  liegt damit die erwartete Zählrate  $\frac{dN_\mu}{dt} = I \cdot A$  bei  $\approx 110 \text{ Hz}$ .

## 3 Szintillatoren

### 3.1 Teilchendetektion

Grundsätzlich muss zwischen dem Nachweis von geladenen und neutralen Teilchen unterschieden werden. Während geladene Teilchen direkt elektromagnetisch mit den Hüllenelektronen des Detektormaterials wechselwirken können, müssen neutrale Teilchen, z.B. Neutronen, erst durch Kernwechselwirkung geladene Sekundärteilchen erzeugen. Im Falle von Photonen werden Sekundärteilchen durch Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung erzeugt, die dann im Szintillator energabhängig Molekülanregungen verursachen. Die Coulombwechselwirkung der geladenen Teilchen mit den Hüllenelektronen des Detektormaterials ist hierbei massgebend (Möllerstreuung). Längs der Bahn des geladenen Teilchens treten Ionisation und Anregung des Szintillatormaterials auf. Der mittlere Energieverlust eines einfach geladenen Teilchens pro Weglänge wird durch die Bethe-Bloch Formel [4] beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2}{I^2}, \beta^2 W_{max} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (1)$$

$$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \frac{\text{MeVcm}^2}{\text{g}}$$

$r_e$  : klassischer Elektronenradius =  $2.817 \cdot 10^{-13} \text{cm}$

$m_e$  : Elektronenmasse =  $9.11 \cdot 10^{-28} \text{g}$

$N_a$  : Avogadrozahl =  $6.023 \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1}$

$I$  : effektives Ionisationspotential [eV]

$Z$  : Atomzahl des Absorbermaterials

$A$  : Atomgewicht des Absorbermaterials [ $\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$ ]

$\rho$  : Dichte des Absorbermaterials [ $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ]

$z$ : Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten von  $e$

$\beta = \frac{v}{c}$  des einfallenden Teilchens

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

$\delta$  : Dichtekorrektur

$C$  : Schalenkorrektur

$W_{max}$  : maximaler Energietransfer bei einer Einzelkollision

Das effektive Ionisationspotential  $I$  der Elektronen des Absorbermaterials liegt als materialabhängige Größe nahe an der minimalen Ionisierungsenergie. Mit  $I = 16 \cdot Z^{0.9}$  [eV] gilt für Plastikszintillatoren  $I \sim 65 \text{eV}$  [3].

Die Dichtekorrektur  $\delta$  wird eingeführt, um für dichtere Medien dem Polarisierungseffekt beim Teilchendurchgang Rechnung zu tragen. Dies führt zu einer Verringerung des Energieverlustes durch Abschirmung der Ladung des einfallenden Teilchens. Das Maximum des Energieübertrages bei einem Stoss ist  $W_{max}$ .

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2 + s^2}} \quad (2)$$

mit  $s = \frac{m_e}{M}$   
und  $\eta = \beta\gamma$

Für einfallende Teilchen deren Masse  $M \gg m_e$  ist, also z.B. für Myonen mit  $M_\mu = 105.6$  MeV, kann  $W_{max} \approx 2m_e \cdot (c\beta\gamma)^2$  abgeschätzt werden.

Der errechnete mittlere Energieverlust nach Bethe-Bloch folgt dem zentralen Grenzwerttheorem, nach dem die Summe von  $n$  zufällig verteilten Variablen für  $n \rightarrow \infty$  als gaussverteilt betrachtet werden kann. Teilchen mit  $\beta\gamma \approx 4$  werden als minimal-ionisierende Teilchen (mip)<sup>7</sup> bezeichnet und folgen dieser Beschreibung als Reihe von unabhängigen Streuprozessen nicht. Der Energieübertrag bei Einzelstößen kann zwischen 0 und  $W_{max}$  liegen, und führt zu einer Verteilung die zu hohen Energien flach ausläuft. Diese Verteilung wird als Landauverteilung<sup>8</sup> bezeichnet. Der wahrscheinlichste Energieverlust dieser Verteilung ist kleiner als der durch die Bethe-Bloch Formel errechnete.

Die Wahrscheinlichkeitsdichte-Verteilung nach Landau wird durch

$$\Phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} \exp(\lambda s + s \cdot \ln s) ds \quad (3)$$

beschrieben.

Als analytische Näherung wird die Moyal-Formel (4) mit 3 Parametern an die Landauverteilung angepasst.<sup>9</sup>

$$M(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{\lambda + \exp(-\lambda)}{2}\right) \quad (4)$$

---

<sup>7</sup>minimal -ionizing-particle

<sup>8</sup>Landau-Vavilov Theorie [3]

<sup>9</sup>Die Faltung einer Gaussfunktion mit einer Moyalfunktion liefert eine bessere Funktion zur Anpassung an die Messwerte. Da hier im folgenden die relativen Änderungen betrachtet werden, kann die Moyal-Funktion der Cernlib benutzt werden.

## Szintillation

Ein Szintillator erzeugt bei Anregung durch ionisierende Teilchen die Lumineszenzerscheinungen Phosphoreszenz und Fluoreszenz. Die verwendeten Polymere enthalten delokalisierte Elektronen, die sich auf  $\Pi$  Orbitalen befinden. Der Übergang des ersten Tripletzustandes in ein Schwingungsniveau des Grundzustandes wird als Phosphoreszenz bezeichnet. Die Fluoreszenz ist der direkte Übergang, meistens des ersten angeregten Singulettzustandes, in ein Schwingungsniveau  $S_0$  des Grundzustandes (vgl. Abb. 10). Die Abklingzeit der Fluoreszenz liegt im Nanosekundenbereich, und liegt deutlich unter der von der Phosphoreszenz mit bis zu einer Sekunde. Organische Szintillatoren bestehen aus einem transparentem Polymer als Grundstoff, dem ein fluoreszierender Farbstoff, der Wellenlängenschieber beigemischt wird. Die Energiedeposition eines Teilchens, das den Szintillator durchquert, führt zu angeregten Singulett-Zuständen, da der Übergang vom Singulett Grundzustand  $S_0$  in einen Triplet-Zustand quasi verboten ist.

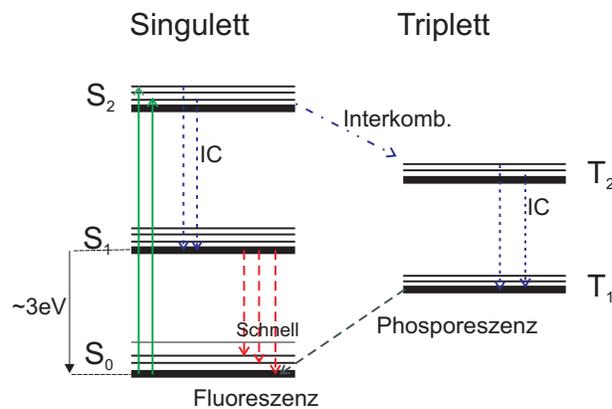


Abbildung 10: *Jablonski-Diagramm, Fluoreszenz bei organischen Szintillatoren. IC bezeichnet die Innere Konversion als strahlungslosen Übergang.*

Bei der Fluoreszenz gehen die angeregten Singulettzustände durch innere Konversion strahlungslos, unter Erhaltung des Spins des Elektrons, auf den ersten angeregten Zustand über. Das emittierte Photon im UV Bereich beim Übergang in den Grundzustand wird nach wenigen Millimetern von den Wellenlängenschiebern absorbiert. Der hierbei angeregte Zustand beinhaltet Schwingungszustände, die schneller relaxieren, als das Photon emittiert werden kann (Franck-Condon-Prinzip).

Das nun ausgesendete Photon ist langwelliger als das eingefallene und der

Szintillator ist somit durchsichtig für dieses Szintillationslicht.

Die Phosphoreszenz kann nur auftreten, wenn ein Interkombinationsübergang von einem angeregten Singulettzustand in einen Triplettzustand stattgefunden hat.<sup>10</sup> Durch innere Konversion gehen die angeregten Triplettzustände in das Triplettniveau  $T_1$  über. Dieses wird als 'Triplett-Falle' bezeichnet, da es energetisch tiefer liegt als das Singulettniveau  $S_1$ . Der Interkombinationsübergang vom Triplettniveau  $T_1$  in das Grundzustandsniveau  $S_0$  wird als Phosphoreszenz bezeichnet und führt zu den, im Vergleich zur Fluoreszenz, längeren Abklingzeiten.

### 3.2 Auslese von Szintillatoren und Signalgeneration

Für einen Szintillator wird die spezifische Lumineszenz  $\frac{dL}{dr}$  nach Birks [17] als

$$\frac{dL}{dr} = \frac{S \frac{dE}{dr}}{1 + kB \frac{dE}{dr}} \quad (5)$$

angegeben.

$B \frac{dE}{dr}$  wird als spezifische Dichte der ionisierten und angeregten Moleküle entlang der Teilchenspur bezeichnet,  
 $r$  als Weglänge des Teilchens im Szintillator, gemessen in  $g \cdot cm^{-2}$ ,  
 $k$  als Quenching Parameter<sup>11</sup>.  
 $S$  ist eine Proportionalitätskonstante.

Zwei Grenzfälle werden unterschieden:

- Für kleine spezifische Energieverluste  $\frac{dE}{dx}$ , z.B. von mips, wird  $\frac{dL}{dr} = S \frac{dE}{dr}$ , d.h. die Lumineszenz ist proportional zur deponierten Energie im Szintillator mit  $L = S \cdot E$ .
- Für große spezifische Energieverluste ist die spezifische Lumineszenz konstant mit  $\frac{dL}{dr} = \frac{S}{kB}$

Bei den verwendeten Szintillatoren aus Polyvinyltoluol ist der Energieverlust von Myonen (als mip) mit  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{mip} = 1.956 \left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right]$  [4] angegeben.

---

<sup>10</sup>Dieser Übergang ist durch die damit verbundene Spinumkehr des Elektrons gegenüber Übergängen ohne Spinumkehr thermodynamisch unterdrückt.

Mit der Dichte  $\rho = 1.032 \frac{\text{cm}}{\text{g}^3}$  und der Dicke des Szintillators von einem cm errechnet sich der mittlere Energieverlust  $dE = 1.89 \text{ MeV}$ . Die Anzahl der entstehenden Photonen pro MeV wird bei dem Szintillator NE102 mit  $1.0 \cdot 10^4$  angegeben[17]. Damit werden im Mittel 18900 Photonen im Szintillator erzeugt. Im Fall der maximalen Abschwächung des Lichts infolge der durchlaufenen Länge des Szintillators von 2225 mm, werden neun primäre Photoelektronen nachgewiesen (vgl. Abschnitt 4.2.1). Mit einer QE von 20 % des PMT erreichen 45 Photonen die Photokathode des PMT. Daraus errechnet sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 0.24 %.

### 3.3 Verwendete Szintillatoren

Der schematische Aufbau der verwendeten Szintillatoren ist in Abb. 12 zu sehen. Das aktive Szintillatormaterial wird durch ionisierende Strahlung zur Aussendung von Fluoreszenzlicht angeregt. Das isotrop ausgesendete Licht wird winkelabhängig durch 2 verschiedene Mechanismen reflektiert.

- Wenn der Einfallswinkel  $\vartheta$  grösser ist als der Totalreflexionswinkel  $\vartheta_b$

$$\vartheta \geq \vartheta_b = \arcsin\left(\frac{n_u}{n_z}\right) \quad (6)$$

mit  $n_z$  als Brechungsindex des Szintillators,  $n_u$  als Brechungsindex des umgebenden Mediums, hier Luft, und  $n_z > n_u$  tritt innere Totalreflektion auf.

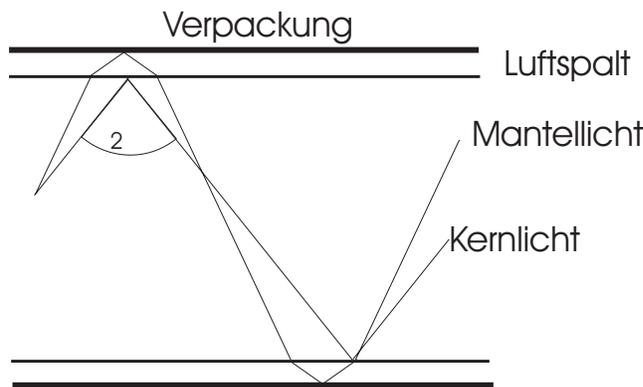


Abbildung 11: Reflexionsmechanismen des Szintillators.

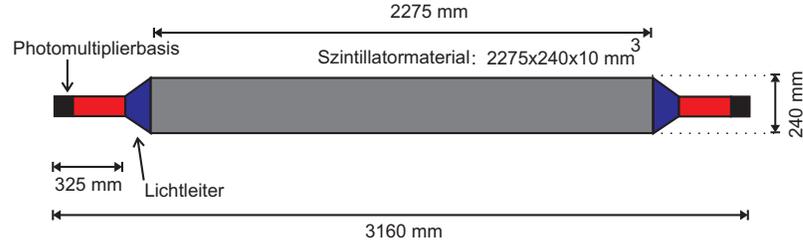


Abbildung 12: Aufsicht Szintillator, Massstabsgetreu

- Licht das unter Winkeln  $\vartheta < \vartheta_b$  auf die Grenzschicht Szintillator-Luft fällt und diese zu einem Teil durchdringt, wird durch einen äußeren Reflektor, hier Aluminiumfolie, reflektiert.

Die Detektierbarkeit des Lichts durch den Photomultiplier hängt vom Einfallswinkel auf die Grenzfläche Szintillator/Kitt d.h am Übergang zum PMT, ab. Die genaue Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta$  in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ist in [27] zu finden. Dort ist insbesondere gezeigt worden, daß die Seitenverpackung der Mantelflächen des Szintillators keinen Einfluss auf die Nachweiswahrscheinlichkeit des Lichts hat.

An beide Enden angeklebte Lichtleiter koppeln das Fluoreszenzlicht aus dem Szintillator in die Photomultiplier ein. An der Photokathode werden durch den Photoeffekt Elektronen herausgelöst und nach Verstärkung als Ladungspuls detektiert. Der gesamte Szintillator ist durch Abkleben mit lichtdichtem Tape vor Fremdlicht geschützt.

Die Parameter der verwendeten Plastiksintillatoren des Typs NE 102 von Nuclear Enterprise sind in Tabelle 1 dargestellt.

**NE 102**

Material	Polyvinyltoluol
Dichte	$1.032 \frac{g}{cm^3}$
Absorptionslänge $\Lambda$	147 cm
Pulsanstiegszeit $t_{rise}$	0.9 ns
Pulsabfallzeit $t_{delay}$	2.4 ns
$\lambda_{max}$ (Emission)	423 nm
Brechungsindex für $\lambda_{max}$	1.58

Tabelle 1: Daten des Szintillatormaterials NE 102 nach Datenblatt des Herstellers Nuclear Enterprise aus dem Jahr 1983.

### 3.4 Emissionsspektrum

Da bei einigen Szintillatoren Trübungen des sonst durchsichtigen Materials zu sehen war, wurde eine spektrale Analyse eines Szintillators durchgeführt (Abb. 13).

Das Emissionsmaximum des neuwertigen Materials liegt nach Datenblatt bei 423 nm (vgl. Abb. 13 oben) , das Nebenmaximum des beigemengten Wellenlängenschiebers bei  $\sim 455$  nm.

Das untere Bild zeigt ein aktuell aufgenommenes Emissionsspektrum einer Probe des Szintillators mit einem Diodenarray-Spektrometer der Firma ETA-Optik<sup>12</sup>. Angeregt wurde mit einer UV Lampe mit nachgeschaltetem Filter bei den Wellenlängen a) 264 nm, b) 356 nm als auch c) in Summe. Es zeigten sich hierbei keine signifikanten Änderungen im Spektrum.

Das Emissionsmaximum liegt hier bei 452 nm, entspricht also dem des langwelligeren Teils des Wellenlängenschiebers. Die primäre Anregung ist in der Intensität gegenüber dem neuwertigen Material um 50% kleiner. Der Prozess der Alterung bzw. der Schädigung durch Bestrahlung ist somit hauptsächlich in der primären, schnellen Anregungskomponente des Wellenlängenschiebers zu finden. Dies erklärt auch die Vergrößerung der Zeitkonstanten  $\tau_z$  in Tabelle 6. Eine quantitative Aussage über die absoluten Intensitäten ist an dieser Stelle nicht möglich, da hierfür neuwertiges Szintillatormaterial gegen das Vorhandene gemessen werden müsste. Eine negative Auswirkung durch die Verwendung dieses Szintillatormaterials ist bei dieser Anwendung nicht zu erwarten, da eine stärkere Absorption des Szintillationslichtes eine bessere Ortsauflösung (vgl. Abschnitt 3.6) bedeutet.

Aus den Pulshöhen der PMT eines Szintillators soll der Teilchendurchgang errechnet werden. Dafür muss die Absorptionslänge des Szintillators bestimmt werden.

### 3.5 Absorptionslänge

Die Absorptionslänge als Schwächung der Intensität des Lichts mit der durchlaufenen Strecke ist für die 19 vorhandenen Szintillatoren bestimmt worden.

Der Messaufbau in Abb. 14 mit zwei externen ortsveränderlichen Triggerszintillatoren, ermöglicht die Ermittlung der Absorptionslänge  $\Lambda$ . Die Lichtintensität  $I(x)$  als Funktion der Länge ist gegeben durch

$$I(x) = I_0 \cdot e^{\left(\frac{-x}{\Lambda}\right)} \quad (7)$$

---

<sup>12</sup>Die Messung wurde freundlicherweise von Herrn Dr. Schulat am IHT durchgeführt.

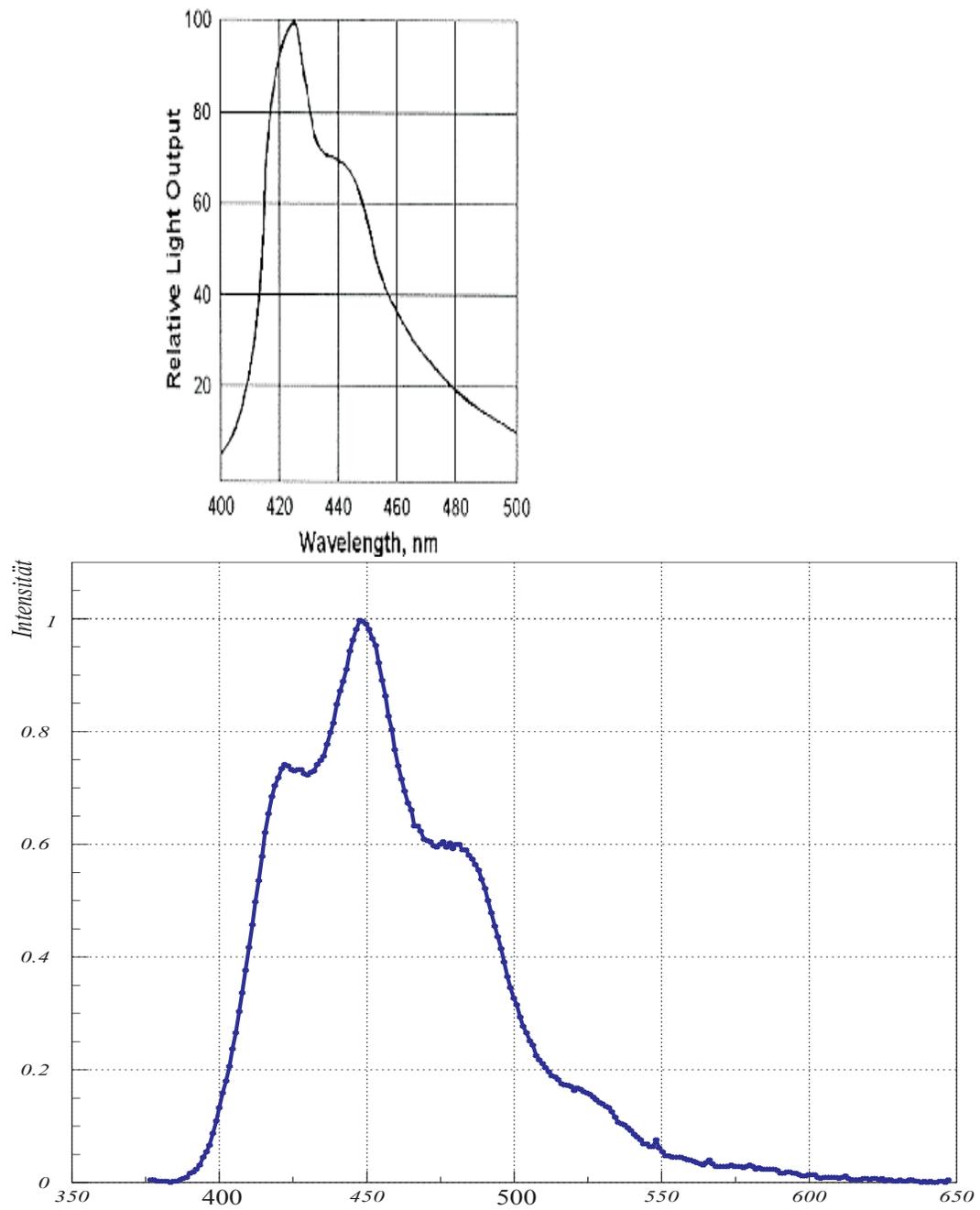


Abbildung 13: *Emissionspektren des Szintillators*  
oben: *Spektrum nach Herstellerangaben*  
unten: *gemessenes Spektrum des verwendeten Materials*

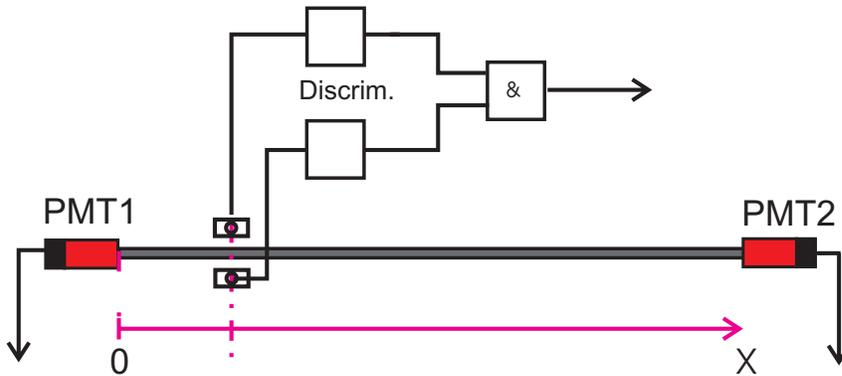


Abbildung 14: Teil des schematischen Aufbaus zur Bestimmung der Absorptionslänge der Szintillatoren. Der vollständige Plan ist im Anhang C.1 dargestellt.

Um einen definierten Einschussort durch die Myonen der Kosmischen Höhenstrahlung (vgl. Kapitel 2.2) sicherzustellen, wurden zwei Szintillatoren von je 10cm x 10cm Größe in einem Abstand von je 5 cm ober- und unterhalb des zu messenden Szintillators als Trigger in UND-Koinzidenz benutzt.

Dadurch ist sichergestellt, dass

- der Teilchendurchgang durch die Messposition erfolgte, und
- die Pulshöhen der aufgezeichneten Ereignisse beider PMT korreliert sind.

Die Photomultiplier des zu messenden Szintillators sind deshalb ebenfalls in UND-Koinzidenz geschaltet.

An insgesamt neun Positionen längs des zu messenden Szintillators wurden die Pulshöhenspektren aufgezeichnet. An diese Cosmic-Spektren wurde eine Moyal-funktion angepasst, mit der der wahrscheinlichste Energieverlustwert und die Standardabweichung bestimmt wurde. In Abb. 15 sind für den Ort  $x = 72$  cm die Cosmic-Spektren der beiden PMT des Szintillator Nummer 18 zu sehen. Die angepassten Moyal-funktion mit wahrscheinlichstem Energieverlust und Standardabweichung sind mit eingezeichnet.

Aus diesen Spektren wird für den betrachteten Szintillator und jeweils einen PMT die Absorptionslänge als angepasste Gerade berechnet, indem der wahrscheinlichste Energieverlust (vgl. Formel 7) gegen den gemessenen Ort aufgetragen wird. Im folgenden Kapitel wird die berechnete Absorptionslänge mit der simulierten verglichen. Die Szintillatoren wurden mit dem Lichtsammlungsprogramm LICOBIX [27] untersucht.

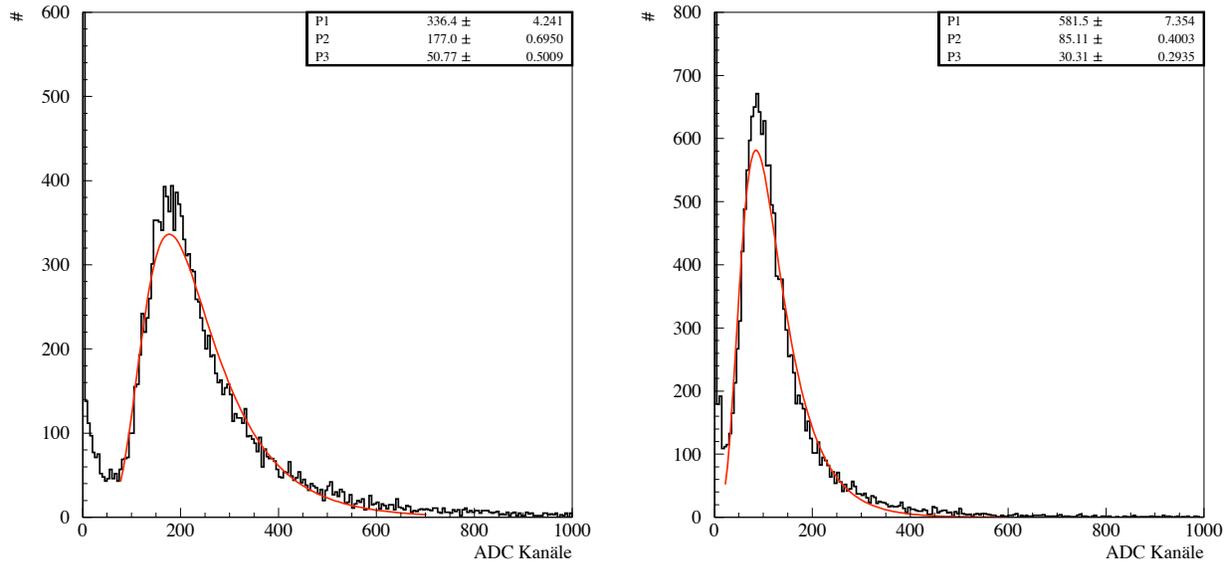


Abbildung 15: *Cosmic-Spektren der PMT des Szintillators 18, Lage der Triggerszintillatoren bei  $x = 72$  cm*

### 3.5.1 Simulation mit Licobix

Die Lichtsammlung in den Szintillatoren wurde mit dem Lichtsammlungsprogramm Licobix simuliert. Dieses Programm wurde ursprünglich zur Berechnung der Lichtausbeute von doppelbrechenden Materialien geschrieben. Für die hier untersuchten Szintillatoren wurde das Programm so modifiziert, dass eine Ortskomponente <sup>13</sup>, hier  $x$  in Längsrichtung des Szintillators als Startpunkt für den Strahl vorgegeben werden kann. An einem Ende des Szintillators wird ein Detektor angenommen, dessen Nachweisfläche der des 2<sup>o</sup> PMT entsprach.

Unter Berücksichtigung der spezifischen Daten des Szintillators (vgl. Tabelle 2) generiert das Programm in der Ebene senkrecht zur gewählten Entfernung  $x$ , Photonen und errechnet u. a. den Bruchteil, die den Detektor am Szintillatortende erreichen und detektiert werden. Die Vorgabe der Orte  $x$  in der Simulation entsprach den obigen Messpositionen.

<sup>13</sup>Die Monte-Carlo Simulation im Original Quellcode generiert die Startpunkte für den Strahl im gesamten Kristallvolumen.

Parameter	
Verpackungsart	diffus metallisch
Absorptionslänge $\Lambda$ [mm]	1470
Maße des Szintillators [mm] <sup>3</sup>	2275x240x10
Brechungsindex Szintillator ( $\lambda= 423$ nm)	1.58
Fläche des Detektors (2" PMT) [mm] <sup>2</sup>	2027.1
Brechungsindex Kitt	1.46

Tabelle 2: *Parameter des Szintillators für das Programms Licobix. Die vollständige Parameterliste ist im Anhang D zu finden.*

Bei der Simulation wurde aus der Anzahl  $N$  der detektierten Photonen gemäss

$$N \cdot QE \cdot \mu \cdot 1.602 \cdot 10^{-19} = \text{errechnete Ladung [pC]} \quad (8)$$

mit

$$\begin{aligned} QE &= 20\% \text{ als Quanteneffizienz des PMT } (\lambda= 423 \text{ nm}), \\ N \cdot QE &= N_{pe} \text{ als Anzahl der primären Photoelektronen,} \\ \mu &= 1.04 \cdot 10^7 \text{ als Gain des PMT} \\ 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C} &\text{ als Elementarladung} \end{aligned}$$

die 'errechnete' Ladung bestimmt, damit ein Vergleich mit den gemessenen Signallagen möglich ist.

In Abbildung 16 ist das Ergebnis der Simulation und der Messung der Absorptionslänge des Szintillators 18 dargestellt. Bei der Simulation und der Messung ergaben sich die gleichen Abweichungen vom linearen Verhalten der beiden ersten wie auch der beiden letzten Messpunkte von der angepassten Geraden. Zum Anpassen der Geraden wurden deshalb nur die fünf mittleren Messwerte zur Bestimmung der Absorptionslänge verwendet. Die ermittelten Absorptionslängen  $\Lambda$  des Szintillators Nr. 18 sind in Tabelle 3 zusammengefasst.

Daten	$\Lambda_{Daten} = (126 \pm 6)$ cm
Monte-Carlo	$\Lambda_{MC} = (121 \pm 4)$ cm

Tabelle 3: *Vergleich der Absorptionslängen des Szintillators Nr.18 zwischen MC-Simulation und den gemessenen Daten*

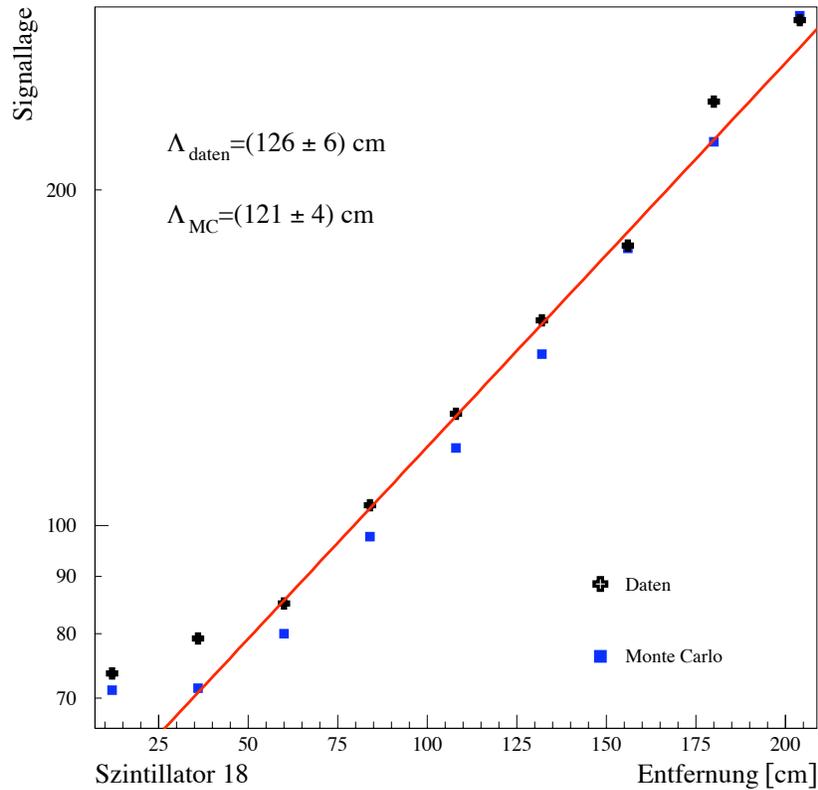


Abbildung 16: Vergleich der Absorptionslänge  $\Lambda$  aus gemessenen Daten und der Simulation mit dem Lichtsammlungsprogramm LICOBIX.

### 3.5.2 Verwendung des Pulshöhenquotienten

Die oben beschriebene Bestimmung der Absorptionslänge kann verbessert werden, wenn für ein Ereignis die Pulshöheninformationen beider PMT des Szintillators benutzt werden. Mit dem Ansatz

$$I_1(x) = I_{01} \cdot e^{-\left(\frac{x}{\Lambda}\right)} \text{ für PMT 1 und}$$

$$I_2(x) = I_{02} \cdot e^{-\left(\frac{L-x}{\Lambda}\right)} \text{ für PMT 2 kann aus dem Quotienten beider Größen}$$

$$\text{für ein Ereignis } \frac{I_1(x)}{I_2(x)} = \frac{I_{01}}{I_{02}} \cdot e^{\frac{2x-L}{\Lambda}} \text{ die Absorptionslänge } \Lambda \text{ zu}$$

$$\Lambda = \frac{L - 2 \cdot x}{\ln\left(\frac{I_1}{I_2} \cdot C\right)} \quad (9)$$

mit  $L=2275$  mm als Länge des Szintillators bestimmt werden.

In Abb. 17 ist aus diesen Spektren die Signallage gegen den gemessenen Ort für den Szintillator Nr. 20 aufgetragen. Gegenüber Abb. 16 stimmen die Messwerte auch an den Randbereichen mit der angepassten Geraden überein. Die Absorptionslänge  $\Lambda$  des Szintillators Nr. 20 wird aus der Anpassung einer Geraden zu  $(114 \pm 2.1)$  cm berechnet.

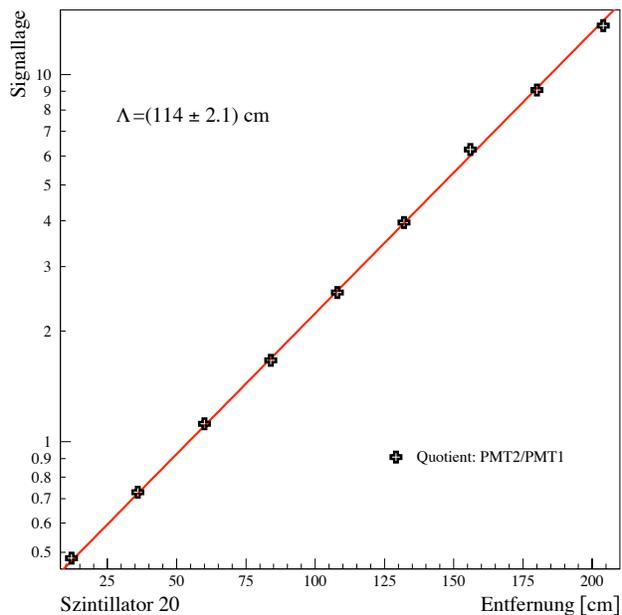


Abbildung 17: *Bestimmung der Absorptionslänge  $\Lambda = (114 \pm 2.1)$  cm des Szintillators Nr. 20 unter Verwendung des Pulshöhenquotienten.*

Die Verteilung der verwendeten 19 Szintillatoren bezüglich der Absorptionslänge ist in Abb. 18 dargestellt. Die Absorptionslängen aller 21 Szintillatoren ist in Tabelle 4 eingetragen.

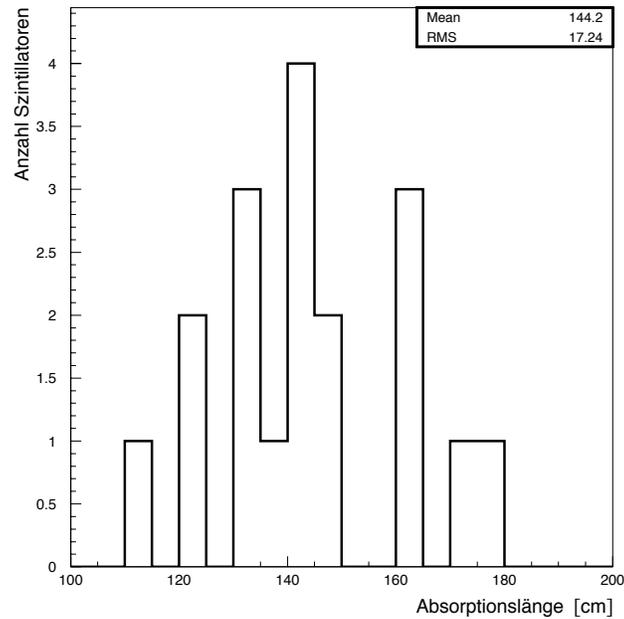


Abbildung 18: Verteilung der gemessenen Absorptionslängen der untersuchten Szintillatoren

Szintillator	Absorptionslänge $\Lambda$	Szintillator	Absorptionslänge $\Lambda$
1	$(120 \pm 1.5)$ cm	11	$(130 \pm 2.4)$ cm
3	$(172 \pm 2.7)$ cm	12	$(130 \pm 1.8)$ cm
4	$(148 \pm 1.6)$ cm	13	$(178 \pm 2.5)$ cm
5	$(124 \pm 1.9)$ cm	14	$(136 \pm 1.6)$ cm
6	$(144 \pm 2.1)$ cm	17	$(140 \pm 2.2)$ cm
7	$(140 \pm 1.8)$ cm	18	$(131 \pm 1.8)$ cm
8	$(164 \pm 1.9)$ cm	19	$(145 \pm 1.7)$ cm
9	$(142 \pm 2.3)$ cm	20	$(114 \pm 2.1)$ cm
10	$(162 \pm 2.1)$ cm	21	$(160 \pm 1.9)$ cm

Tabelle 4: Gemessene Absorptionslängen der Szintillatoren mit dem Pulshöhenquotienten.

### 3.6 Ortsauflösung

Mit den ermittelten Absorptionslängen der Szintillatoren kann für jeden Messtort aus Formel 9 ereignisweise aus den aufgezeichneten Pulshöhen  $I_1$  und  $I_2$ , ein sogenannter 'errechneter Ort'  $x_{cal}$  bestimmt werden.

$$x_{cal} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ L - \Lambda \cdot \ln\left(\frac{I_1}{I_2} \cdot C\right) \right\} \quad (10)$$

$L$  bezeichnet dabei die Länge des Szintillators,  $\Lambda$  die Absorptionslänge.

In der Abb. 19 sind exemplarisch für zwei Orte,  $x_1 = 132$  cm als eine mittlere Position und  $x_2 = 205$  cm als eine Randposition, die Verteilungen der Differenz  $x - x_{cal}$ , aufgetragen. Die Standardabweichung der angepassten Gaussverteilung gibt die Ortsauflösung in Längsrichtung des Szintillators an. Für den gesamten Szintillator beträgt die mittlere Ortsauflösung  $\bar{\sigma} = (24 \pm 1)$  cm .

Die Verwendung zweier Triggerszintillatoren, die wie in Abb. 14 positioniert sind, schränkt die Durchgangsorte durch die zu messenden Szintillatoren auf die Breite der Triggerszintillatoren ein. Die in der Gaussverteilung enthaltene Verbreiterung durch die rechteckigen Triggerszintillatoren der Breite  $b = 10$  cm mit der Standardabweichung  $\sigma = \frac{b}{\sqrt{12}}$ <sup>14</sup> ist vernachlässigbar.

Für jeden Szintillator wird durch Auftragen der Signallagen von gemessenem Ort  $x$  gegen den errechneten Ort  $x_{cal}$  eine Eichkurve erstellt (Abb.20). Damit kann aus den gemessenen Pulshöhen der PMT der Durchgangsort des Teilchens durch den Szintillator bestimmt werden.

---

<sup>14</sup>Für eine Rechteckverteilung mit konstanter Verteilungsfunktion  $D(x)=1$  von  $-\frac{\delta x}{2}$  bis  $+\frac{\delta x}{2}$  ist die Varianz  $\sigma^2 = \frac{1}{\delta x} \int_{-\frac{\delta x}{2}}^{+\frac{\delta x}{2}} x^2 dx = \frac{\delta x^2}{12}$

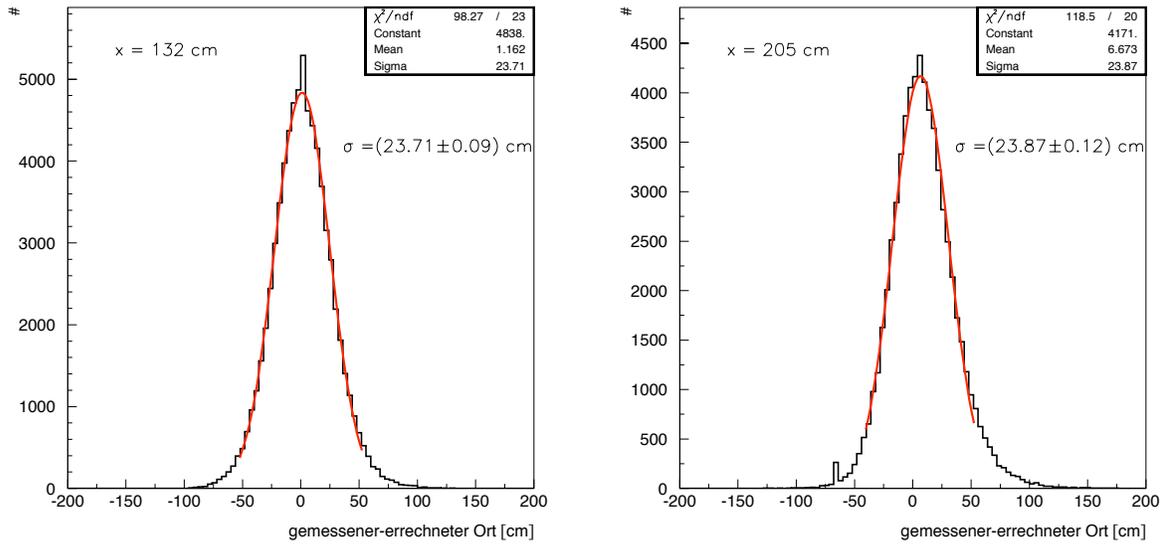


Abbildung 19: Bestimmung der Ortsauflösung des Szintillators bei den Messpositionen  $x_1 = 132$  cm und  $x_2 = 205$  cm

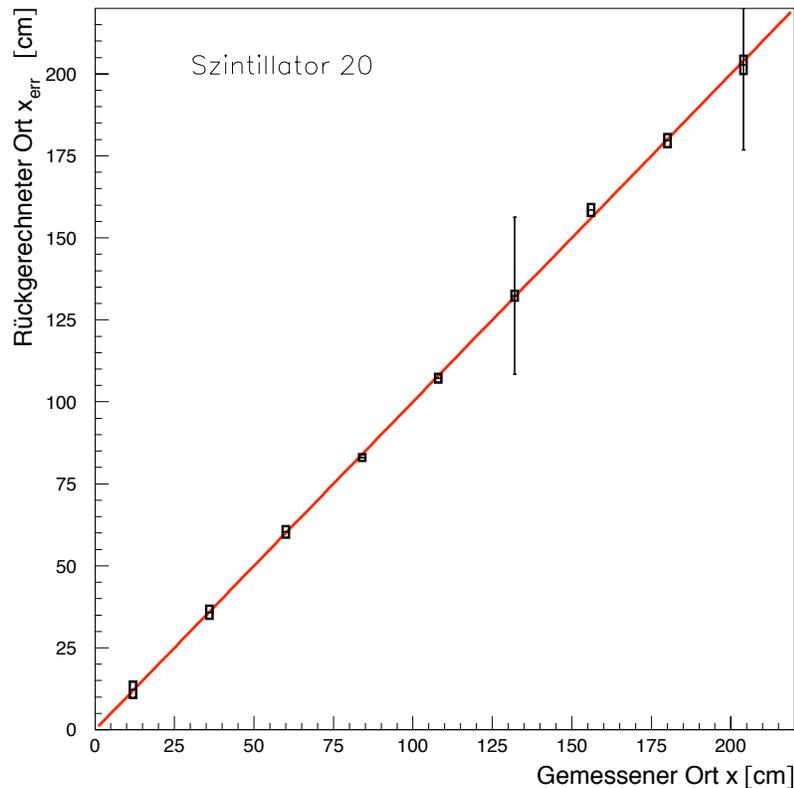


Abbildung 20: Eichkurve von gemessenem Ort versus errechneten Ort. Die kleinen Fehlerbalken errechnen sich als Fehler der Peakposition von je 50000 Ereignissen. Die Ortsauflösung aus Abb.19 wurde an den zwei Orten exemplarisch eingezeichnet. Die mittlere Ortsauflösung für den gesamten Szintillator beträgt  $\bar{\sigma} = (24 \pm 1)$  cm.

## 4 Photomultiplier

### 4.1 Aufbau eines Photomultipliers

Ein Photomultiplier besteht aus einer lichtempfindlichen Kathode, gefolgt von fokussierenden Elektroden, von einem aus  $n$ - Dynoden bestehenden Elektronenvervielfachungssystem und einer Anode. Fallen  $N$  Lichtquanten der Frequenz  $\nu$  auf die Photokathode des Photomultipliers<sup>15</sup>, so lösen sie mit der Quanteneffizienz  $QE$ <sup>16</sup> primäre Photoelektronen  $N_{pe}$  aus. Die kinetische Energie  $E_{Kin}$  der Photoelektronen beträgt  $E_{Kin} = h\nu - \Phi$ , mit  $\Phi$  als die materialabhängiger Auslösearbeit. Die emittierten Photoelektronen werden durch ein elektrisches Feld auf die erste Dynode beschleunigt, und produzieren  $\zeta$  Sekundärelektronen durch direkten Energietransfer beim Aufprall. Dieser Prozess wird entsprechend der Anzahl  $n$  der Stufen wiederholt, und dadurch wird eine höhere Stromverstärkung  $\mu$  erreicht (Abb. 21). Die Sekundärelektronenemissionsrate  $\zeta$  kann mit  $\zeta = k \cdot V^\alpha$  beschrieben werden, wobei  $k$  eine Konstante,  $\alpha$  eine material- und geometrieabhängige Größe und  $V$  die Spannung zwischen den Dynoden ist. Wenn die Gesamtspannung  $U$  zwischen Anode und Kathode anliegt und diese gleichmäßig auf die Dynoden aufgeteilt wird ( $U = (n + 1) \cdot V$ ), dann gilt für die Stromverstärkung:

$$\mu = \zeta^n = \{k \cdot V^\alpha\}^n = \left\{k \left(\frac{U}{n+1}\right)^\alpha\right\}^n = \frac{k^n}{(n+1)^{\alpha n}} \cdot U^{\alpha n} = K \cdot U^{\alpha n} \quad (11)$$

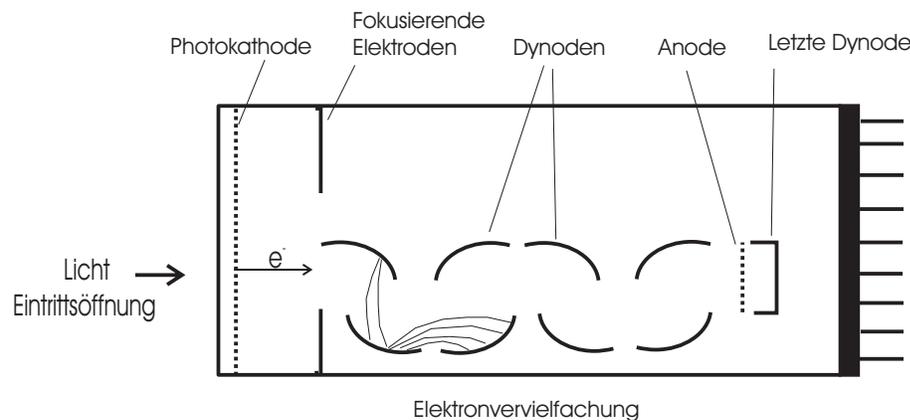


Abbildung 21: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers

<sup>15</sup>Sekundärelektronenvervielfacher

<sup>16</sup> $QE := \frac{\text{Anzahl erzeugter Photoelektronen}}{\text{Anzahl auftreffender Photonen}}$

Das Ausgangssignal der Anode ist ein Strom bzw. Ladungsimpuls mit einer Gesamtladung  $Q$ , die als

$$Q = \mu \cdot QE \cdot N = \mu \cdot N_{pe} \quad (12)$$

gemessen wird.

Die verwendeten Photomultiplier des Types 9814B der Firma EMI sind 12-dynodige Röhren mit einer maximalen Verstärkung von  $3 \cdot 10^7$  [6]. Die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode wird von 290 bis 630 nm angegeben, mit einem Maximum bei 440 nm. Die Quanteneffizienz QE beträgt 28% bei der Wellenlänge  $\lambda = 440$  nm. Da auf bereits benutzte Röhren zurückgegriffen wurde, mussten diese auf ihre Einsatzfähigkeit hin getestet werden.

## 4.2 Charakterisierung durch gepulste LED

Ein Kriterium für die Einsatzfähigkeit der PMT ist die minimale Einsatzspannung, bei der ein Teilchendurchgang durch den Szintillator am entfernten Ende- bezogen auf den Photomultiplier- nachgewiesen werden kann (Abb. 22). Ein externer Triggerszintillator (10 cm x 10 cm) bei der Position 2225 mm stellt sicher, dass das entstandene Szintillationslicht des Teilchendurchgangs maximale Abschwächung auf dem Weg zum Photomultiplier erfährt. Die Versorgungsspannung des PMT wird so gewählt, dass das aufgezeichnete Spektrum vom Rauschen getrennt ist. Dieses Cosmic-Spektrum lag mit seinem wahrscheinlichsten Energieverlustwert 60 ADC-Kanäle über dem Pedestal und wurde als Referenz genommen.

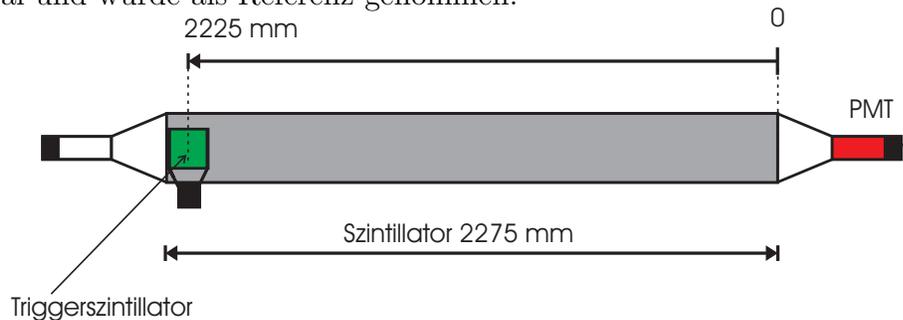


Abbildung 22: Aufbau zur Ermittlung der maximalen Abschwächung des Szintillationslichts infolge der durchlaufenen Länge von 2,225 m des Szintillators.

Statt der Charakterisierung der Photomultiplier durch Cosmics mit einer Zählrate von  $\simeq 110$  Hz (vgl. Kapitel 2.2) kann eine gepulste LED verwendet werden, da der Verlauf der steigenden Flanke der Gaussverteilung und der

Landauverteilung gleich sind (vgl. Abb.23 a). Deshalb kann der Mittelwert  $\mu$  der Gaussverteilung mit der Lage des Signalmaximums der Landauverteilung verglichen werden. In Abb. 23b) ist die Gaussverteilung mit den größten Halbwertsbreite FWHM<sup>17</sup>, Standardabweichung  $\sigma$  und Mittelwert  $\mu$ , eingezeichnet.

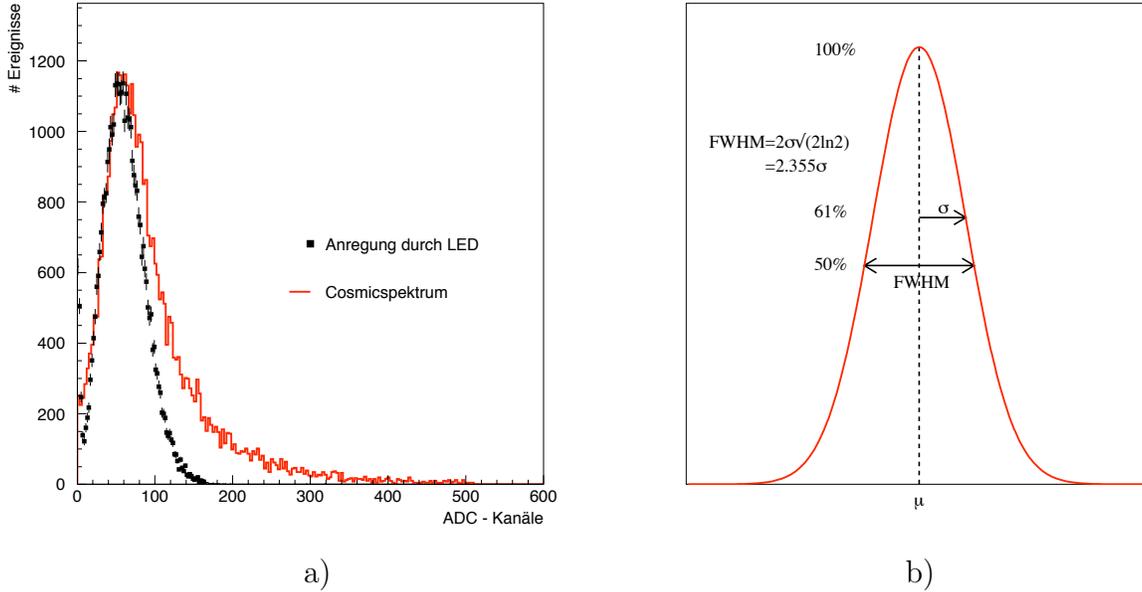


Abbildung 23: a) Histogramm eines Cosmicspektrums und der Anregung mit einer LED. Die steigenden Flanken beider Verteilungen sind gleich. Damit kann der Mittelwert der Gaussverteilung mit der Lage des Signalmaximums der Landauverteilung verglichen werden. b) Gaussverteilung mit den eingezeichneten Kenngrößen Halbwertsbreite FWHM, Standardabweichung  $\sigma$  und Mittelwert  $\mu$ .

Die Pulshöhenverteilung eines PMT, die durch eine Leuchtdiode generiert wird, zeigt gaussisches Verhalten und ist hauptsächlich durch die statistische Fluktuation der Anzahl der Photoelektronen gegeben<sup>18</sup>. Die Anzahl der primären Photoelektronen der Röhre  $N_{pe}$  kann aus der Standardabweichung und der Lage der Position des Mittelwerts des Signals gemäß

$$N_{pe} = \left(\frac{\mu}{\sigma}\right)^2 \quad (13)$$

berechnet werden.

<sup>17</sup>Full Width at Half Maximum

<sup>18</sup>Einflüsse durch die LED bei der Emission werden vernachlässigt.

Die Messanordnung zur Charakterisierung der 52 Photomultiplier ist in Abb. 24 dargestellt<sup>19</sup>. Alle Multiplier wurden mit der gleichen Basis an den entfernten Lichtleiter mit Silikonpaste angekoppelt. Das Signal der Photomultiplier wurde mit einem 50 Ohm RG 58 C\U Kabel auf eine Fan In/ Out Einheit gegeben. Die verzögerten Signale fielen vollständig in das 120 ns breite Gate des ladungsempfindlichen 10 bit ADC 2249 von LeCroy, nachdem das Gate ca. 20 ns geöffnet war (Abb.25). Das Digitalsignal wird über einen CAMAC-Controller direkt mit einem PC ausgelesen, dessen Software die Auslesefrequenz auf etwa 1.2 kHz beschränkt.

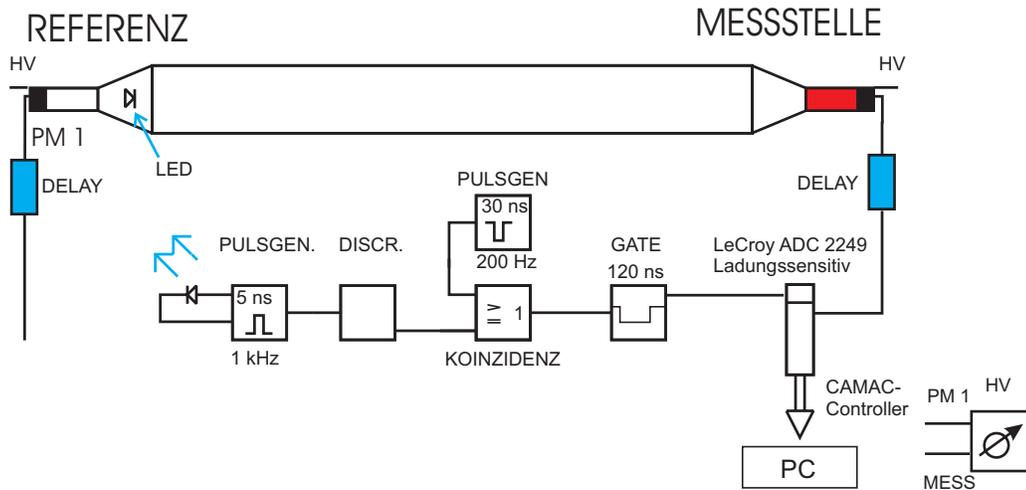


Abbildung 24: Aufbau des Teststandes zur Photomultiplier-charakterisierung

Eine in dem Lichtleiter des Szintillators eingebaute Leuchtdiode<sup>20</sup> wurde mit Rechteckimpulsen von 5 ns Breite bei einem Tastverhältnis von  $\approx 5 \cdot 10^{-6}$  angeregt. Die Spannung wurde so gewählt, dass das Maximum des Spektrums für den entfernten Multiplier (MESSSTELLE), entsprechend dem Referenzwert des Cosmicspektrums, 60 ADC-Kanäle über dem Pedestal lag. In Abb.26a) ist dieses Pulshöhenspektrum des PMT 1000 exemplarisch dargestellt.

Der Photomultiplier, der direkt an den Lichtleiter mit der LED angekoppelt ist, zeichnet die Signale als Referenz auf. Etwaige Schwankungen der Spannungsversorgung der Photomultiplierbasen oder Änderungen des Pulsgenerators in Amplitude oder Breite des Rechtecksignals können im Pulshöhenspektrum dieses Multipliers zur Korrektur benutzt werden.

<sup>19</sup>Die verwendeten elektronischen Komponenten sind in Kapitel 5.0.4 beschrieben.

<sup>20</sup>Emission von grünem Licht der Wellenlänge  $\lambda=565$  nm

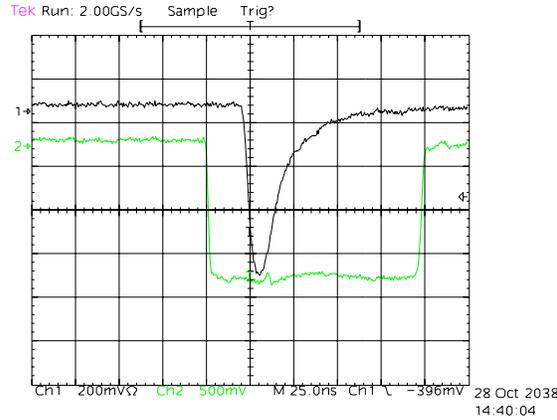


Abbildung 25: PMT Puls der vollständig im Gate des ADC liegt.

Neben der so ermittelten Einsatzspannung wurden die Pulshöhenspektren, bei konstanter Anregung durch die Leuchtdiode, bei sechs verschiedenen Hochspannungen des PMT aufgezeichnet. Die Variation der Signallage mit der Betriebsspannung des Photomultipliers ermöglicht die Anpassung der PMT an verschiedene Szintillatoren.

Um alle Photomultiplier bezüglich ihrer Signalverstärkung  $a$  in Abhängigkeit von der Betriebsspannung zu charakterisieren, wird der Logarithmus der Mean-Position der sechs gemessenen Pulshöhenspektren  $P_{HV}$  gegen die jeweilige Spannung  $U$  aufgetragen [12].

$$\Delta U = a \cdot \ln \left( \frac{P_{HV2}}{P_{HV1}} \right) \quad (14)$$

In Abb. 27 a) ist die Signalverstärkung  $a$  des PMT 68 als Steigung der angepassten Geraden mit  $a = 7.49 \cdot 10^{-3} \frac{C}{V}$  eingezeichnet. Die Verteilung aller Photomultiplier bezüglich dieser Größe ist rechts zu sehen.

In der Abb. 28 ist die Anzahl der errechneten Photoelektronen gegen die Spannung aufgetragen.

Die Zunahme der Anzahl der primären Photoelektronen mit der Spannung im rechten Bild wird als Excess-Noise <sup>21</sup> bezeichnet.

Dieses Zusatzrauschen wird in dem Ansatz

$$\left( \frac{\mu}{\sigma} \right)^2 = N_{pe} \cdot \left( \frac{1}{1 + F} \right) \quad (15)$$

mit dem Excess-Noise-Faktor  $F$  mit  $0 < F < 1$  berücksichtigt [25].

<sup>21</sup>Dieses Zusatzrauschen ist als asymmetrischer Gauss beobachtbar.

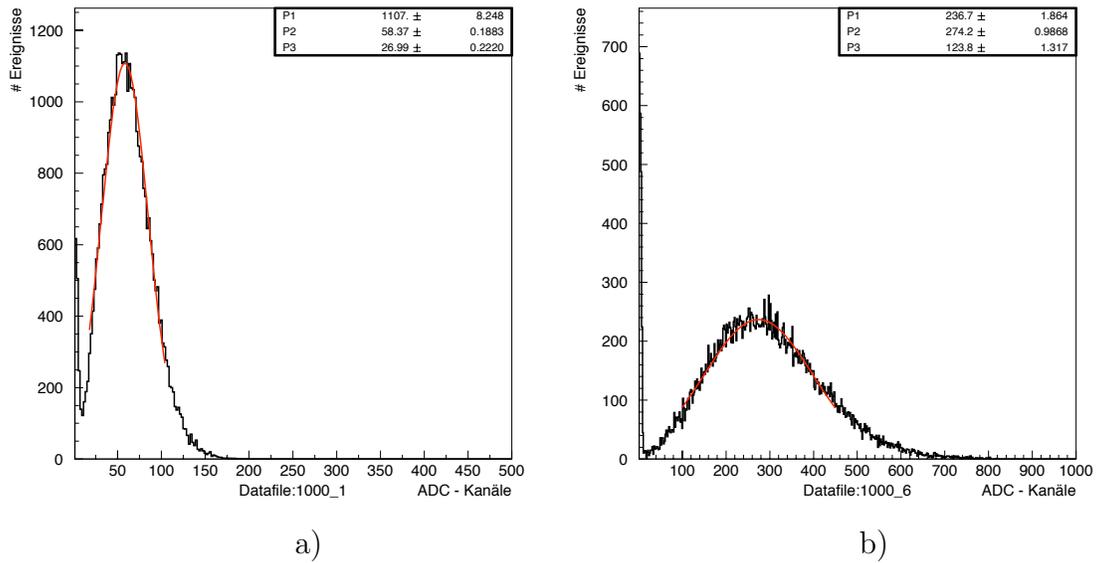


Abbildung 26: Pulshöhenspektren bei den Spannungen 2080 V und 2330 Volt des PMT 1000 bei Anregung durch eine gepulste LED

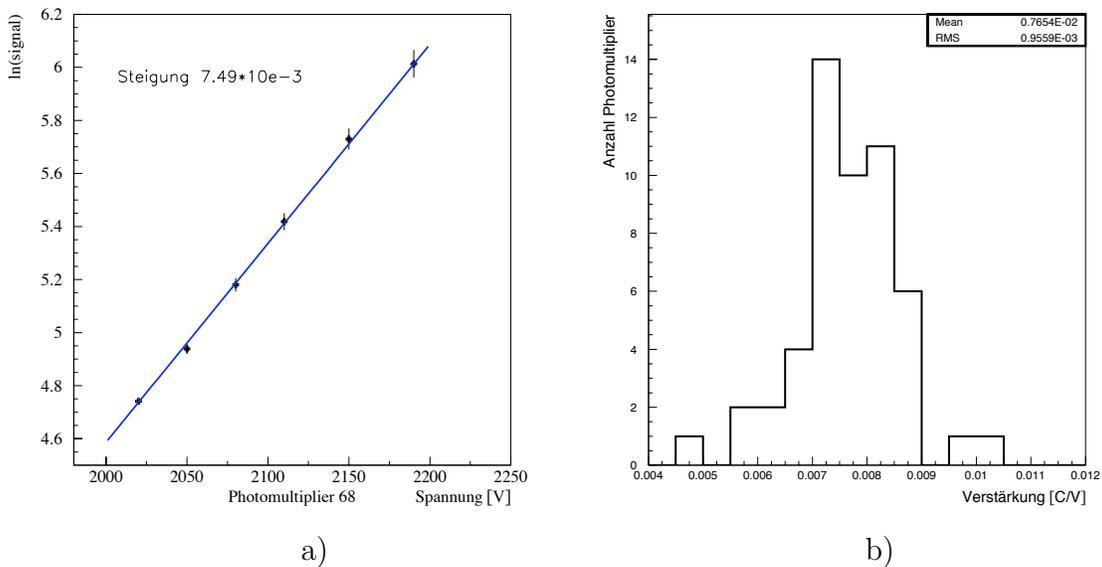
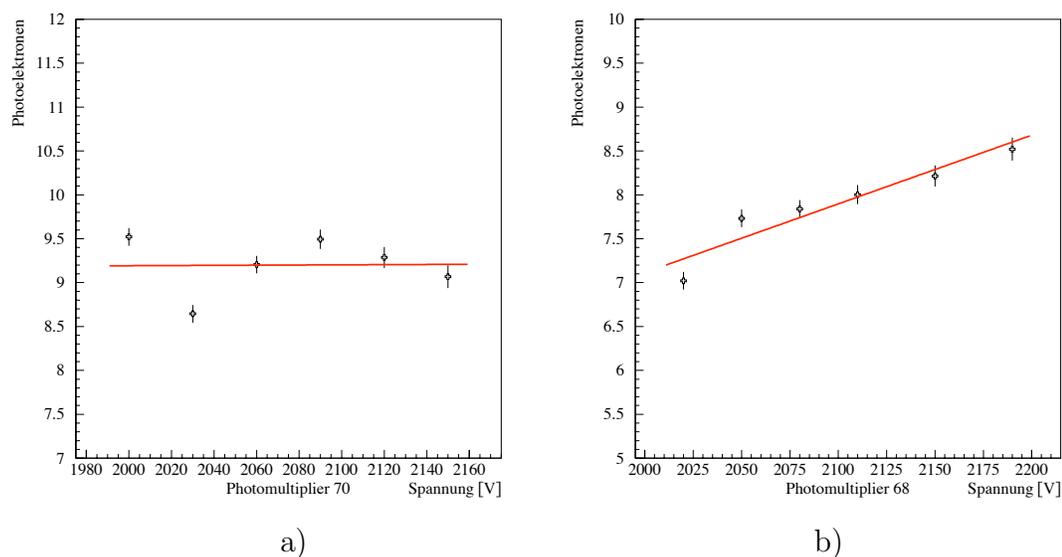


Abbildung 27: a) Signalverstärkung  $a$  des Photomultipliers 68  
b) Verteilung der 52 PMT bezüglich der Signalverstärkung

Abbildung 28: *primäre Photoelektronen versus Spannung*a) *PMT 70*b) *PMT 68, Photomultiplier mit Excess-Noise-Faktor  $F$* 

Die Verteilung der PMT nach Excess-Noise-Faktor  $F$  gegen die Photoelektronen ist in Abb. 29 b) dargestellt.

Als Auswahlkriterien für die 52 Photomultiplier wurden

- geringes Rauschen,
- geringer Excess-Noise-Faktor, d.h. die Anzahl der primären Photoelektronen  $N_{pe}$  sind unabhängig von der Spannung,
- geringe Betriebsspannung aus Gründen der Langzeitstabilität <sup>22</sup> verlangt.

In der Abb. 29 sind die Verteilungen der 52 verwendbaren Photomultiplier nach Anzahl der primären Photoelektronen  $N_{pe}$  a) und nach Excess-Noise b) dargestellt.

Alle ermittelten Werte zur Charakterisierung der Photomultiplier sind in Tabelle 5 zusammengefasst.

---

<sup>22</sup>Vergleiche Abschnitt 4.2.2

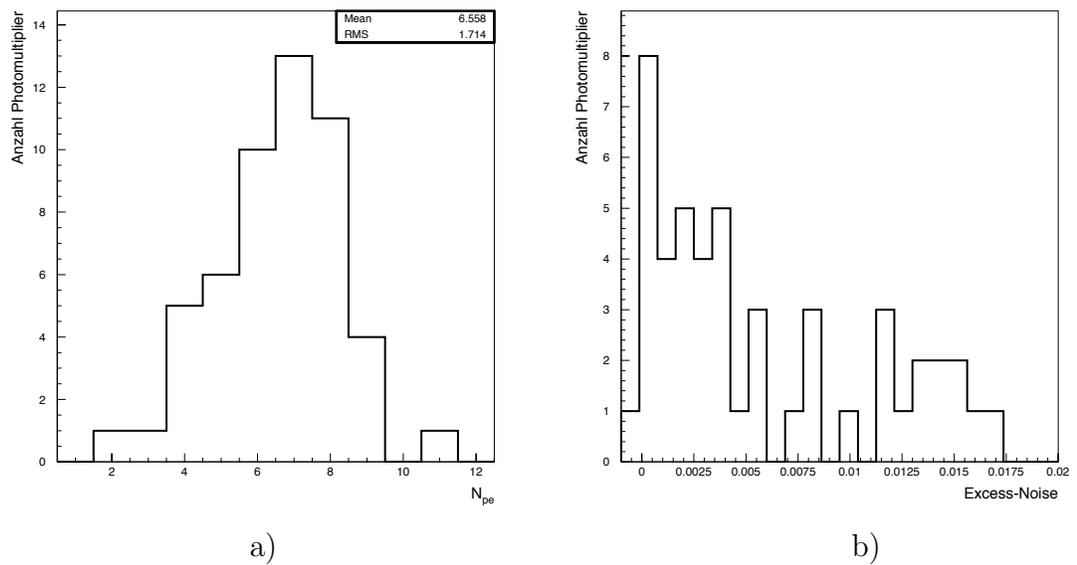


Abbildung 29: Verteilungen der Photomultiplier nach  
 a) der primären Photoelektronen  
 b) Excess-Noise-Faktor  $F$

PMT Nummer	Rauschen $\sigma^a$ (ADC – Kanäle)	Signalverstärkung $b$ $\cdot 10^{-3} \frac{C}{V}$	Spannungsbereich $c$ V
1	1.3	7.37	2080 - 2300
1000	1.5	6.57	2080 - 2330
106	1.7	8.81	1950 - 2170
109	1.9	8.77	1950 - 2170
110	1.7	8.59	1930 - 2150
12	1.7	7.70	1960 - 2200
121	1.0	7.70	2020 - 2250
122	2.1	8.26	1950 - 2150
126	1.7	6.90	2140 - 2370
145	2.1	7.40	2020 - 2250
153	1.6	7.58	2070 - 2300
159	2.3	7.00	1980 - 2220
163	1.8	7.20	2060 - 2300
164	1.3	7.29	2000 - 2250
176	1.1	8.46	1990 - 2220
185	1.5	6.78	2070- 2320
2	1.2	7.04	2120 - 2300
210	1.6	4.66	2300 - 2580
27	1.7	7.12	2000 - 2230
3	1.6	8.55	1980 - 2200
35	2.1	7.86	1970 - 2200
49	1.8	7.98	1920 - 2150
52	1.9	7.64	2000 - 2180
62	1.7	7.86	1980 - 2220
65	1.6	7.92	2020 - 2190
66	1.5	5.82	2060 - 2310
87	1.7	6.80	2070 - 2300
11	0.9	5.76	2210 - 2470
68	2.0	7.49	2020 - 2190

<sup>a</sup> $\sigma_{pedestal}$ , gemessen bei Lage des Signalmaximums von 60 ADC Kanälen über Pedestal

<sup>b</sup>vgl. Formel 14

<sup>c</sup>vgl. Abschnitt 4.2.2

PMT Nummer	Rauschen $\sigma^a$ (ADC – Kanäle)	Signalverstärkung $^b$ $\cdot 10^{-3} \frac{C}{V}$	Spannungsbereich $^c$ V
70	2.0	7.78	2000 - 2150
120	1.7	7.35	2080 - 2230
209	1.6	6.13	2150 - 2300
144	2.1	8.26	2020 - 2180
131	2.3	8.44	2020 - 2150
58	1.7	7.30	2020 - 2180
67	1.8	7.30	2010 - 2160
125	1.2	8.74	2000 - 2150
186	1.8	8.03	2010 - 2180
146	2.2	9.71	2020 - 2160
36	2.1	8.31	2100 - 2230
130	1.9	8.07	2030 - 2180
0	2.3	8.08	2010 - 2150
101	2.3	8.56	2000 - 2120
102	2.6	8.02	2020 - 2200
119	3.8	8.23	2030 - 2180
129	3.9	6.40	2250 - 2400
141	3.5	8.02	2060 - 2150
175	2.6	7.99	2060 - 2180
46	2.9	10.23	1970 - 2200
59	2.5	7.33	2020 - 2200
60	2.8	7.37	2150 - 2250
76	2.9	7.29	2180 - 2300

<sup>a</sup> $\sigma_{pedestal}$ , gemessen bei Lage des Signalmaximums von 60 ADC Kanälen über Pedestal

<sup>b</sup>vgl. Formel 14

<sup>c</sup>vgl. Abschnitt 4.2.2

Tabelle 5: *Gemessene Daten zur Charakterisierung der PMT*

#### 4.2.1 Pulsgeneration

Das Ersatzschaltbild (Abb. 30) eines Photomultipliers<sup>23</sup> besteht aus einer idealen Stromquelle als Generator mit intrinsischem Widerstand  $R_{pi}$  und der Kapazität  $C_{pi}$ . Lastwiderstand  $R_l$  und Lastkapazität  $C_l$  stellen den Abschluss dieses Kreises dar.

<sup>23</sup>Der Begriff Photomultiplier beinhaltet im folgenden die Röhre plus Basis.

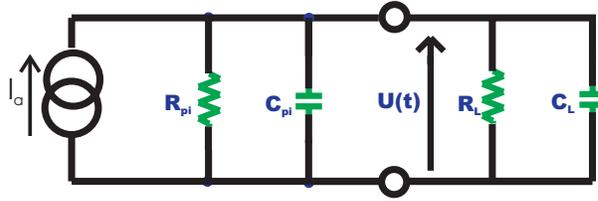


Abbildung 30: Ersatzschaltbild des Photomultipliers

Mit

$$\begin{aligned}
 R_{ges} &= R_{pi} \parallel R_L = \frac{R_{pi} \cdot R_L}{R_{pi} + R_L} \\
 C_{ges} &= C_{pi} + C_L \\
 \tau &= R_{ges} \cdot C_{ges} \\
 \text{und} \\
 I_C &= \frac{dQ}{dt} = C \cdot \frac{dU}{dt}
 \end{aligned}$$

liefert die Maschenregel (siehe Abb. 30)

$$I_a = \frac{U}{R_{ges}} + C_{ges} \cdot \frac{dU}{dt} \quad (16)$$

Das Szintillationslicht mit der Zeitkonstanten  $\tau_z$  generiert an der Anode einen Strom bzw. Ladungspuls  $I_a$ .

$$I_a = \frac{dQ_a}{dt} = \frac{e\mu N_{pe}}{\tau_z} \cdot e^{\left(\frac{-t}{\tau_z}\right)} \quad (17)$$

mit

$$n_{pe}(t) = \frac{N_{pe}}{\tau_z} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_z}} \quad (18)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist

$$U(t) = \frac{e\mu N_{pe}}{C_{ges}} \cdot \frac{\tau}{(\tau - \tau_z)} \cdot \left( e^{\left(\frac{-t}{\tau_z}\right)} - e^{\left(\frac{-t}{\tau}\right)} \right) \quad (19)$$

Mit

$$C = 10 \text{ pF als typischen Wert,}$$

$$e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C,}$$

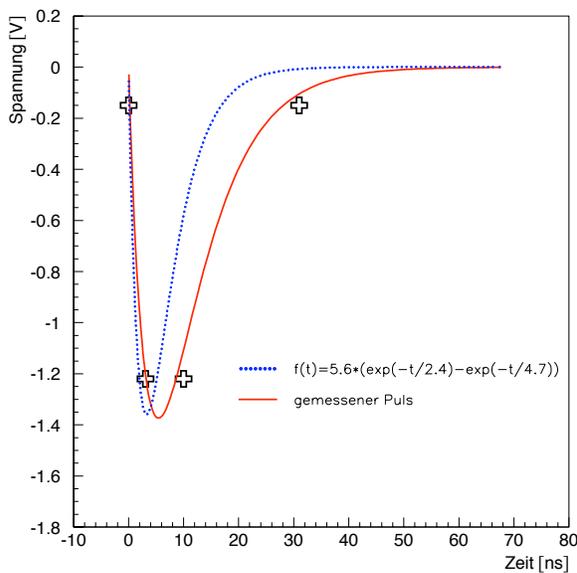
und den gemessenen Werten für die Röhre 70

$$\mu = 6.2 \cdot 10^7$$

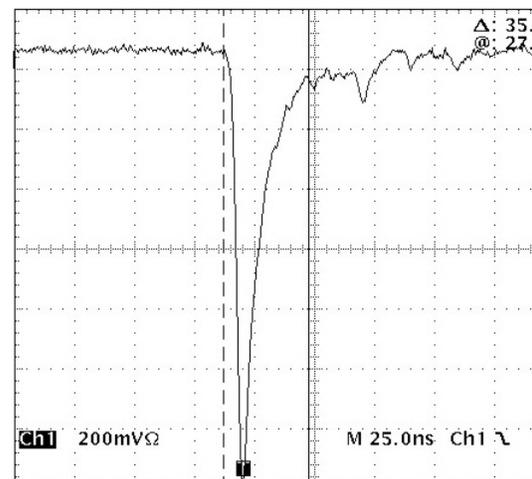
$$N_{pe} = 9$$

ergibt sich die gestrichelte Pulsform in Abb. 31 a).

Abb. 31 b) zeigt einen Photomultiplierpuls durch ein Cosmic, der mit dem Tektronix-Oszilloskop TDS 640 aufgenommen wurde. Die Werte des Pulses bei 10% und 90% der Signalhöhe wurden als Messwerte in die Abb. 31a) aufgenommen und sind als schwarze Kreuze eingetragen. Die durchgezogene Kurve entspricht der an diese Punkte angepassten Exponentialfunktion.



a)



b)

Abbildung 31: a) Zeitliches Verhalten eines Photomultiplierpulses. Durchgezogene Linie: Verlauf durch gemessene Datenpunkte, gestrichelte Linie: errechneter Verlauf nach Formel 19, schwarze Kreuze: gemessene Datenpunkte  
b) Aufnahme eines Photomultipliersignals mit dem Tektronix-oszilloskop TDS 640, dessen Werte in a) benutzt wurden

Der Vergleich zwischen den gemessenen und den berechneten Werten der Zeitkonstanten ist in Tabelle 6 dargestellt.

Zeitkonstante für	Datenblatt	Gemessener Wert
Photomultiplier	$\tau = 2.4 \text{ ns}$	$\tau = (2.7 \pm 0.5) \text{ ns}$
Szintillator	$\tau_z = 4.7 \text{ ns}$	$\tau_z = (6.3 \pm 0.8) \text{ ns}$

Tabelle 6: *Vergleich der gemessenen und den theoretischen Zeitkonstanten der PMT und der Szintillatoren.*

Während die gemessene Zeitkonstante  $\tau$  für den PMT im Rahmen der Herstellerangaben liegt, ist die Zeitkonstante  $\tau_z$  des Szintillators vergrößert und für den längeren Abfall des Pulses verantwortlich.

Eine nähere Betrachtung der Szintillatoren wird im Kapitel 3.4 gegeben.

#### 4.2.2 Photomultiplierbasis

Der Schaltplan der Photomultiplierbasis ist in Abb. 32 dargestellt.

Die Stabilisierung der letzten 4 Stufen erfolgt mit Zenerdioden, die die Ausgangslinearität bei großen Pulsen verbessern, indem sie die Spannung zwischen den Stufen konstant halten. Die Kapazitäten C5 bis C8 stabilisieren ebenfalls die Spannung, und mindern bei den Zenerdioden deren schlechtes Rauschverhalten [1]. Die erste Zenerdiode zwischen Kathode und Dynode 1 hält die Spannung auf 300 V konstant und folgt den Spezifikationen für diese Röhre gemäß des Datenblattes. Bis zu der Spannung von 1100 Volt ist der Strom ausschließlich durch die Summe der Widerstände (R1, R2, R5 - R10) bestimmt. Die gemessene Strom-Spannungskennlinie einer Photomultiplierbasis ist in Abb. 33 zu sehen. Ab der Spannung von 1200 Volt werden die Zenerdioden leitend und sind für den hohen, nichtlinearen Stromanstieg verantwortlich. Danach wirkt sich eine weitere Erhöhung der Spannung bezüglich der Stromverstärkung nur zwischen den Dynoden d2 bis d9 aus. Die angepasste Gerade an den Bereich  $> 1400\text{V}$  ergibt einen Widerstand von  $(598.8 \pm 2 \text{ k}\Omega)$ , während der theoretische Wert aus dem Schaltplan mit  $R_{d2-d9} = 569 \text{ k}\Omega \pm 5\%$  errechnet wird.

Ein weiterer Ausgang, genannt Dynode, ist ebenfalls aus der Basis herausgeführt. Gegenüber der Anode ist dieses Signal invertiert. Der 100 Ohm Widerstand R3 dient als Dämpfungswiderstand um den sogenannten 'Ringing-Effect' durch parasitäre Induktionen innerhalb der Röhre zu unterdrücken

<sup>24</sup>.

---

<sup>24</sup>In Abb.31 b) als peaks in der fallenden Flanke beobachtbar [7].

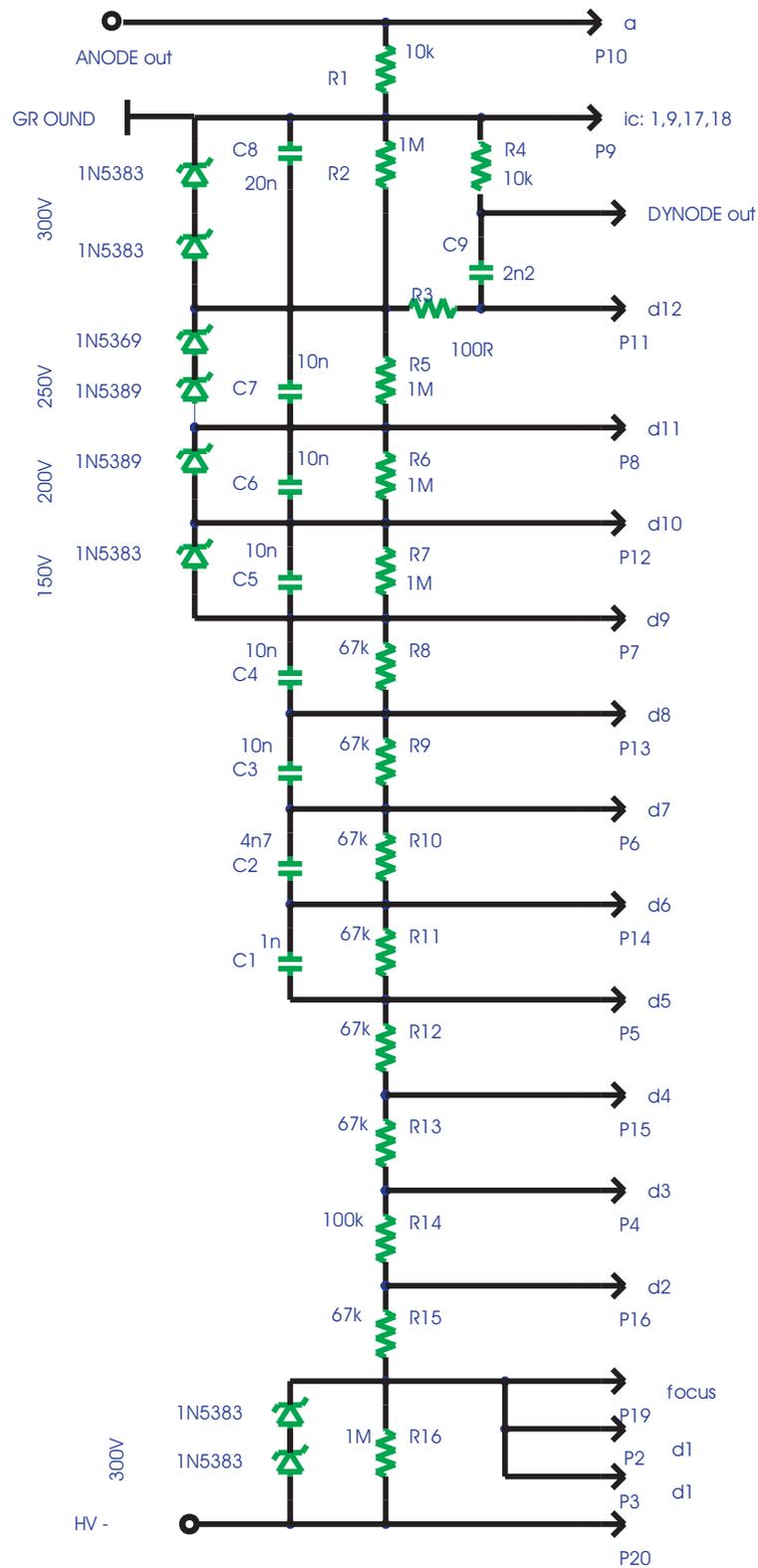


Abbildung 32: Schaltplan der PMT-Basis. Links die Spannungen der Zenerdioden, rechts d1 bis d12 als Dynodenkontaktierung mit P1 bis P20 als Pinbelegung und a als Anode. Die Spannungsversorgung erfolgt mit negativer Polarität (-HV).

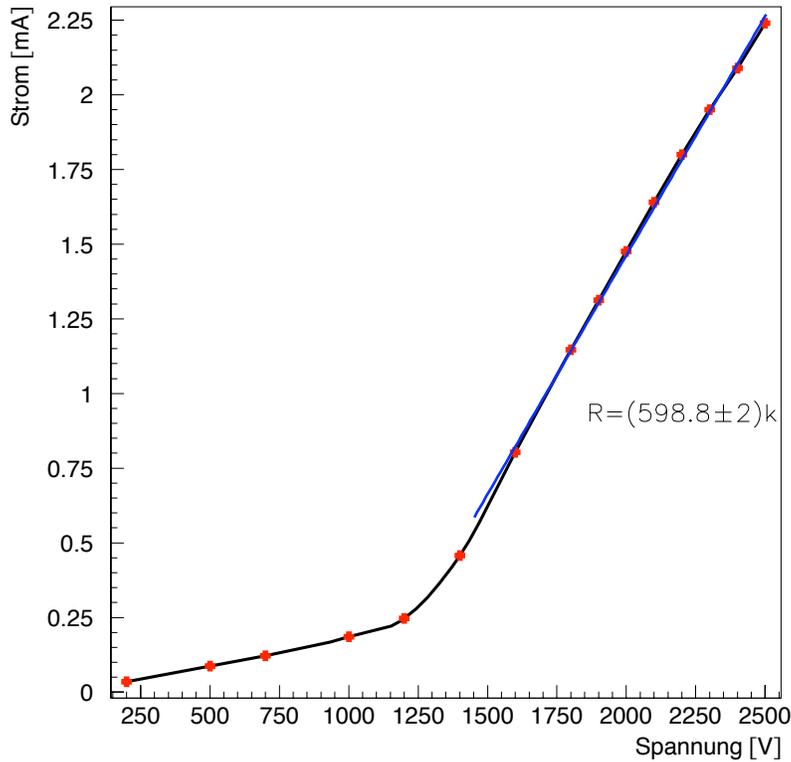


Abbildung 33: *Strom-Spannungskennlinie der PMT Basis. Ab  $\simeq 1200\text{V}$  werden die Zenerdioden leitend, ab  $\simeq 1300\text{V}$  sind die Dynoden d2 bis d9 mit  $R_{ges} = 569\text{k}\Omega \pm 5\%$  strombestimmend. Aus der angepassten Geraden wird dieser Wert mit  $598.8\text{ k}\Omega$  bestimmt.*

Bei einer Spannung von  $2200\text{ V}$  liegt die maximale Stromverstärkung  $\mu$  nach Datenblatt bei  $3 \cdot 10^7$ . Die gemessene Stromverstärkung mit der Röhre 70 liegt infolge der Ausführung dieser Basis bei  $6.2 \cdot 10^7$  bei  $2200\text{ V}$ , also um Faktor 2 höher. Die Betriebsspannungen der Röhren, die den Anforderungen des Kapitels 4.2 entsprechen, haben somit zum Teil Stromverstärkungen zur Folge, die über den Grenzwerten des Herstellers liegen. Das Überschreiten dieser Grenzwerte wird die Langzeitstabilität der Röhren negativ beeinflussen. Aus diesem Grunde wurde zur Charakterisierung der PMT im Abschnitt 4.2 der Punkt Betriebsspannung aufgenommen, damit die Röhren nach hoher Verstärkung bei niedriger Einsatzspannung selektiert werden können.

## 5 Elektronik

Die Elektronik des Cosmicmesstandes wird in die zwei Komponenten

- Spannungsversorgung der PMT und
- Signalauslese der PMT

gegliedert.

### 5.0.3 Spannungsversorgung

Die Spannungsversorgung der 38 Photomultiplier erfolgt mit dem HV Gerät 1440 von LeCroy, das über die RS 232 Schnittstelle eines Computers angesteuert wird. Hierfür wurde ein Basic-Programm geschrieben, mit dem sowohl die manuelle Steuerung des LeCroy 1440 über die internen Befehlssätze, als auch die automatisierte Steuerung über Funktionstasten möglich ist. Die relevanten Daten der Photomultiplier wie Spannung, Strombegrenzung und Ramp<sup>25</sup> werden aus externen Datensätzen eingelesen. Eine Anleitung zu diesem Programm ist im Anhang A zu finden.

Es werden 4 Einschübe des Typs 1443<sup>26</sup> mit je 16 Kanälen zur Spannungsversorgung der Photomultiplierbasen genutzt. Eine Strom-Spannungskennlinie einer Photomultiplierbasis ist in Abb. 33 dargestellt.

### 5.0.4 Signalauslese und Triggerkonzept

Neben der Generierung des Triggersignales werden die PMT-Signale zur Bestimmung des Teilchendurchgangs (siehe Abschnitt 3.6) benutzt. In Abb. 34 ist die Signalauslese bzw. das Triggerkonzept schematisch dargestellt. Zur Signalverarbeitung der PMT-Pulse werden modulare NIM<sup>27</sup> - Einschübe benutzt. Die Funktionsweise der einzelnen Baugruppen wird hier kurz erläutert.

- Das eingehende PMT-Signal wird auf einen Fan In/ Fan Out gegeben (im folgenden als F I/O bezeichnet), der als aktiver Signalteiler ein Eingangssignal auf vier Ausgänge splittet.
- Der Diskriminator wandelt das analoge Eingangssignal oberhalb eines einstellbaren Schwellwertes in ein NIM Rechtecksignal<sup>28</sup> der Dauer 30 ns um. Der Schwellwert wird oberhalb der Amplitude der Rauschpulse

---

<sup>25</sup>Anstiegsgeschwindigkeit der Spannung beim Hochfahren

<sup>26</sup>Maximal 2.5 mA bei 2.5 kV pro Kanal

<sup>27</sup>Nuclear Instrument Module

<sup>28</sup>Amplitude  $\leq$  -600 mV

der PMT auf -60 mV eingestellt, damit diese kein Triggersignal erzeugen.

- Logic-Koinzidenzen als UND, bzw. ODER - Logic (schaltbar) verarbeiten die digitalen Signale der Discriminatoren. Die UND-Koinzidenz erzeugt ein Ausgangssignal, wenn beide Eingangssignale mindestens 7 ns lang auf 'high' Pegel liegen. Damit die beiden PMT-Signale eines Szintillators ein Ausgangssignal bei einer UND-Koinzidenz erzeugen, muss das Signal mindestens 24 ns lang sein. Diese Zeit errechnet sich als Summe der Laufzeitdifferenz des Lichts im Szintillator von 17 ns und der 7 ns Überlapp zur Erzeugung des 'high' Pegels der Koinzidenz<sup>29</sup>.
- Mit dem Pulsgenerator wird periodisch ein Gate geöffnet, das zur Festlegung des Ladungsnullpunkts des ADC dient.

Das Triggerkonzept folgt zwei Punkten:

- In jeder Szintillatorlage sollen beide PMT eines Szintillators den Teilchendurchgang registrieren, um über die Pulshöheninformation den Durchgangsort des Teilchens zu errechnen (vgl. Kapitel 3.6).
- Der Teilchendurchgang soll von beiden Szintillatorlagen erfasst werden, um aus beiden Durchgangsorten die Teilchenspur zu rekonstruieren.

Die zwei eingehenden PMT-Signale eines Szintillators werden jeweils auf einen F I/O als Signalsplitter gegeben. Für den Trigger wird je ein Signal auf einen Diskriminator geleitet. Die beiden Ausgangspulse des Diskriminators werden auf eine UND-Koinzidenz weitergeleitet. Damit ein Teilchendurchgang durch eine Lage des Szintillators ein Triggersignal liefert, werden alle PMT-Signale einer Lage wie o.g. verschaltet. Die Ausgänge dieser UND-Koinzidenzen einer Lage werden jeweils in einer ODER-Koinzidenz zusammengeschaltet. Um sicherzustellen, dass der Teilchendurchgang durch beide Szintillatorlagen erfolgt ist, werden die Ausgänge beider ODER-Koinzidenzen in einer UND-Koinzidenz zusammengefasst. Dieses Ausgangssignal wird mit dem Signal des Pulsgenerators<sup>30</sup> als ODER-Koinzidenz verschaltet, und bildet das Triggersignal.

---

<sup>29</sup>Die maximale Laufzeitdifferenz des Lichts bei 2275 mm als Länge des Szintillators beträgt 17 ns. Mit  $n_{sz} = 1.58$  als Brechzahl des Szintillatormaterials und einem Faktor  $\sqrt{2}$  infolge des längeren Laufweges des Mantellichtes.[3]

<sup>30</sup>Bestimmung des Ladungsnullpunkts des ADC, s.o.

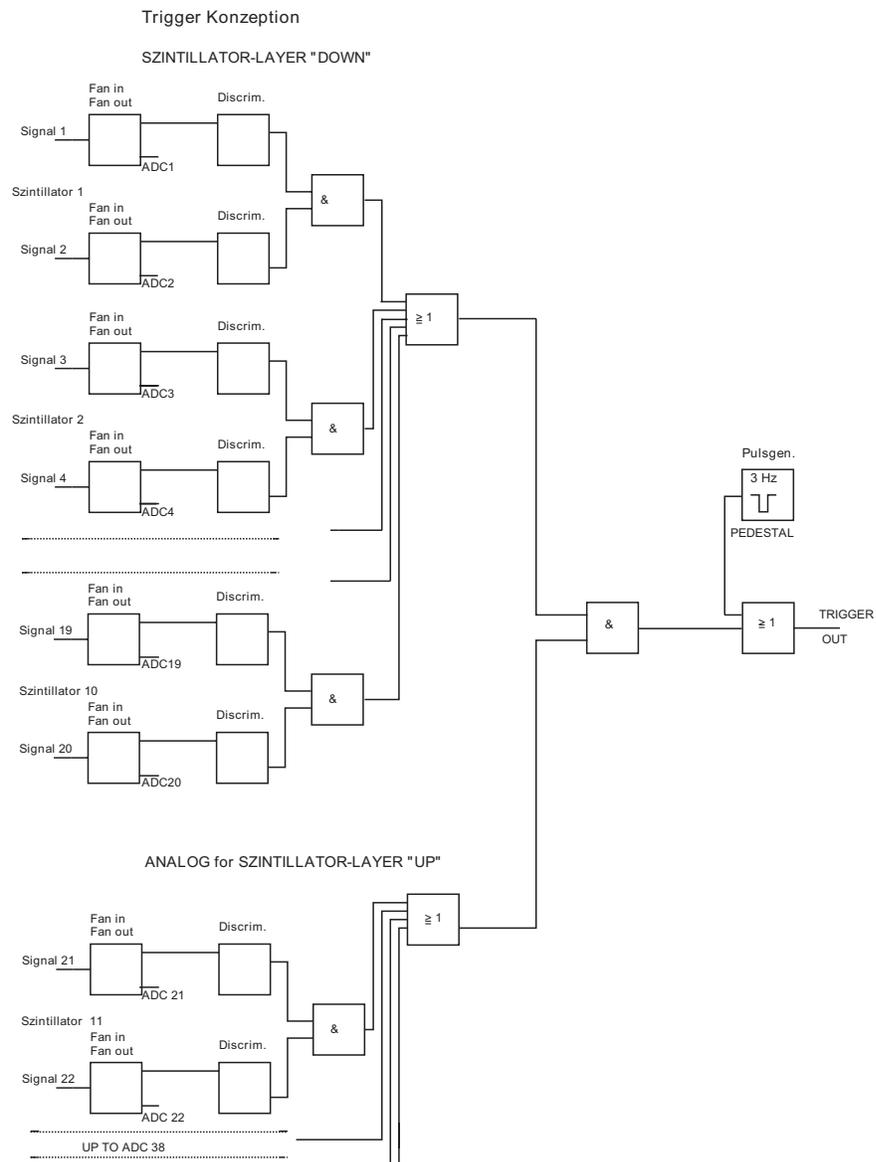


Abbildung 34: Auslese und Triggerkonzept des Cosmicmesstates

Um die Qualität des Reinraumes zu gewährleisten, erfolgt die Signalauslese und die Spannungsversorgung der PMT aus einer Elektronikbaracke neben dem Reinraum. Alle Signalkabel des Types RG 174 /U von den Photomultipliern in die Elektronikbaracke haben eine Länge von 14 m. Eine Massstabzeichnung ist in Abb. 35 dargestellt. Der Lageplan der Szintillatoren und der PMT des Cosmicmessstandes im Reinraum ist in Abb. 36 dargestellt.

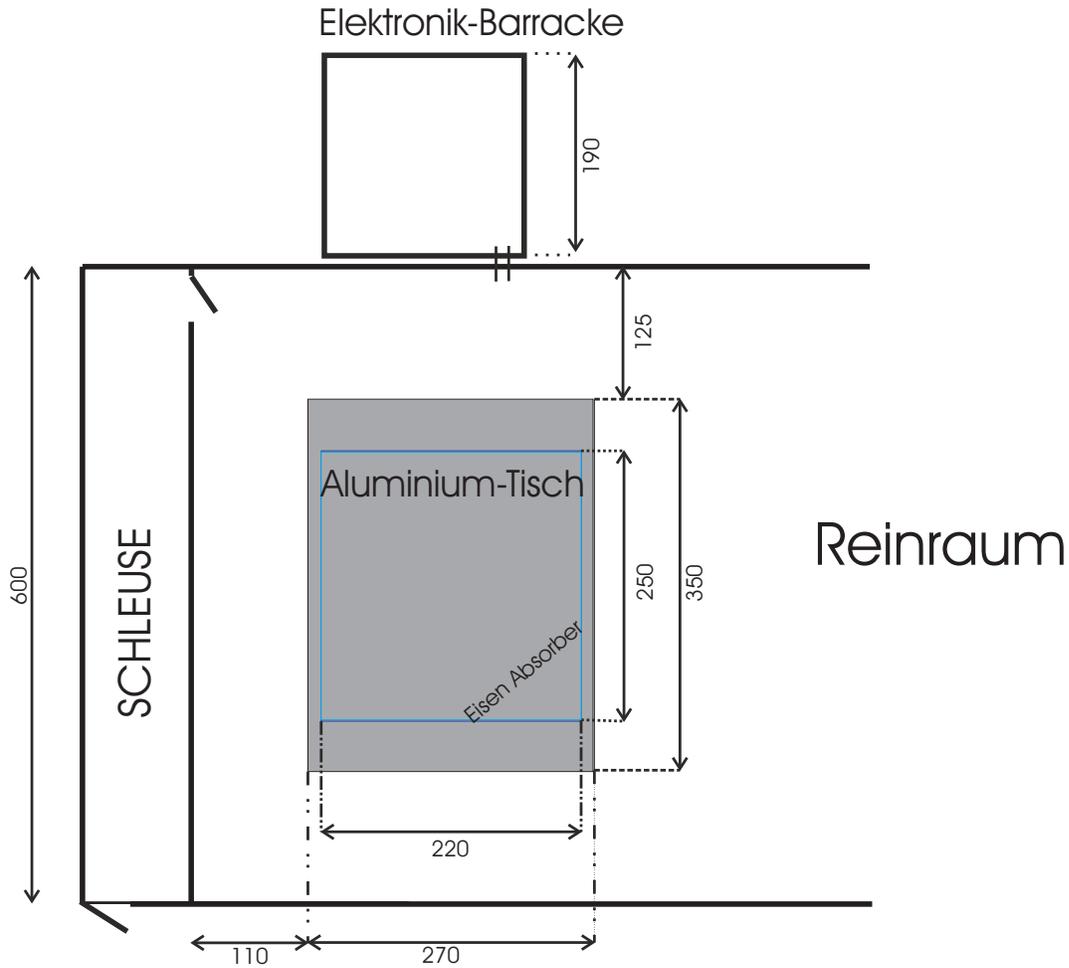


Abbildung 35: Massstabszeichnung: Cosmicmessstand im Reinraum und Elektronikbaracke.

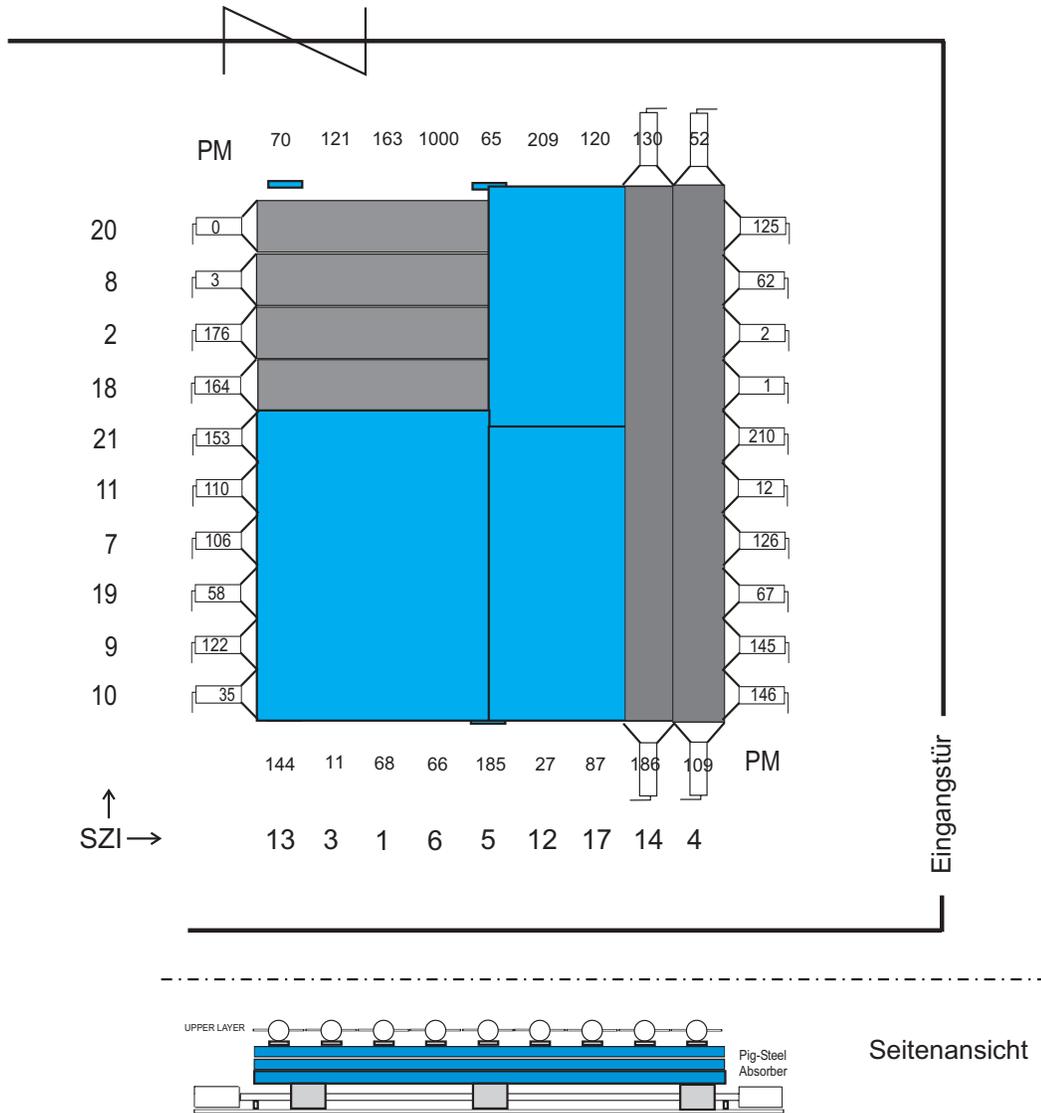


Abbildung 36: Lageplan der Szintillatoren und der PMT des Cosmic-messstandes im Reinraum.

## 6 Datenerfassung

Die Bestimmung der Effizienz der Proportionalkammern bzw. des TRD's setzt voraus, dass die Spurrekonstruktion der Teilchendurchgänge offline ermittelt werden kann. In Abb. 37 sind exemplarisch zwei Spuren von mips eingezeichnet, die die gleichen Szintillatoren durchqueren und die beide die Triggerbedingung<sup>31</sup> erfüllen. Durch die Quotienten der Pulshöhen der Photomultiplier der gekreuzten Szintillatorlagen kann die Spur, die nicht den TRD durchquert, von der anderen unterschieden werden, falls die PMT - Signale ereignisweise mit den Strawsignalen erfasst werden. In diesem Kapitel werden zwei Möglichkeiten der gemeinsamen Datenerfassung der Kammersignale und der Photomultipliersignale näher untersucht.

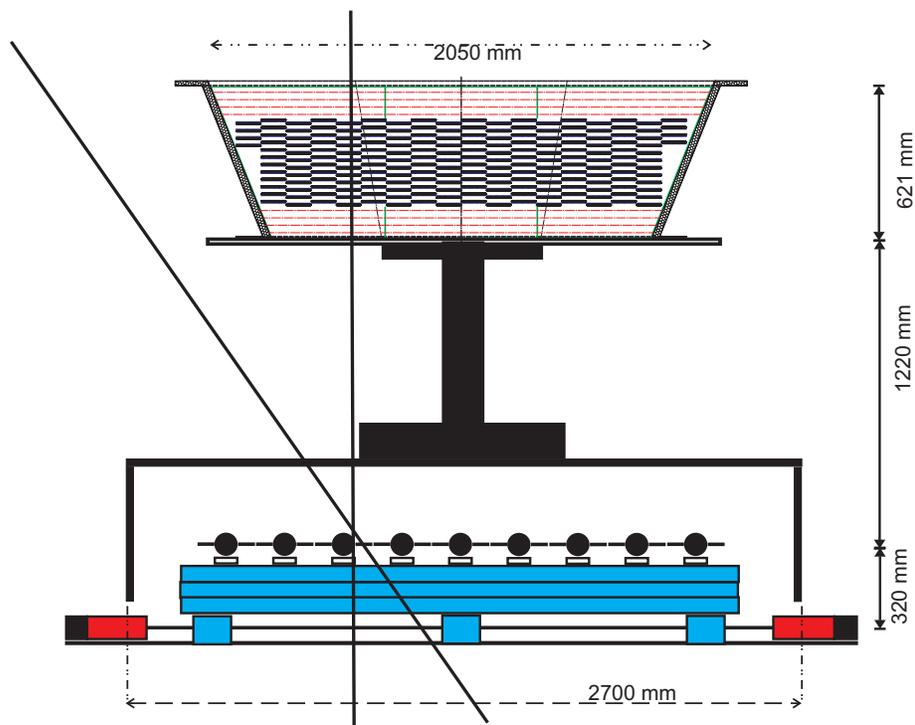


Abbildung 37: Zwei Teilchendurchgänge, die beide die selben Triggerszintillatoren durchqueren, aber aufgrund der Spurrekonstruktion durch die PMT Signale unterscheidbar werden.

<sup>31</sup>Triggerkonzept im Kapitel 5.0.4

- Die erste passive Lösung besteht aus einer Anpassungsschaltung, mit der PMT Signale in das Auslesesystem des TRD's integriert werden können. Dieser Ansatz ist bereits im Beamttest mit dem AMS-Prototyp 2000 verfolgt worden. Die dort verwendete Schaltung zeigte bei einem Signal zu Rauschverhältnis <sup>32</sup> von zwei nur die prinzipielle Möglichkeit der passiven Abschwächung. Die Optimierung dieses Entwurfes unter Nutzung eines weiten dynamischen Bereiches und der Verbesserung des S/N Verhältnisses wird als erster Punkt näher untersucht.
- Alternativ zu der Optimierung dieser Schaltung wird als aktive Lösung die Entwicklung eines neuen Auslesesystems als Simulation durchgeführt. Das System soll anstelle des VA-Chips die PMT Signale ohne Abschwächerplatine direkt verarbeiten und in die weitere Auslekette integriert werden können.

## 6.1 Auslese der Kammersignale

Die Auslese der gasgefüllten Proportionalkammern geschieht mit VA32\_ - HDR12 Chips der Firma Integrated Detector& Electronics (IDE-AS) [11]. Diese Chips zeichnen sich durch die geringe Verlustleistung von 1.7 mW/Kanal bei einer Linearität bis 1.5 pC bei einer Abweichung von 3% aus. Die Prinzipskizze dieses Chips ist in Abb. 38 dargestellt. Der Chip hat eingangsseitig 32 parallele ladungssensitive Integrationsverstärker, die hochohmig angekoppelt werden. Jedem Vorverstärker folgt ein  $CR-(RC)^2$  Shaper, der das Signal zu Rauschverhältnis verbessert. Als dritte Stufe folgt jedem Shaper ein Abtast und Halteglied <sup>33</sup>. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsgruppen wird im Abschnitt 6.6 geben.

Jeder Eingang ist zusätzlich intern über einen Multiplexer ansteuerbar. Über die interne Testkapazität wird die Verstärkung jedes Kanals bestimmt.

Der Transimpedanzverstärker als Stromintegrator wandelt die Eingangsladung  $Q$  in eine Ausgangsspannung  $U_{aus}$  um. In Analogie zu einem Spannungsintegrator mit der Eingangsimpedanz  $Z_{in} = 0$  wird die Grösse

$$\frac{U_{aus}}{Q_{ein}} = -\frac{1}{C_f} \text{ als Gain bezeichnet.}$$

---

<sup>32</sup>Signal to Noise ratio, S/N

<sup>33</sup>Sample& Hold, abgekürzt S&H

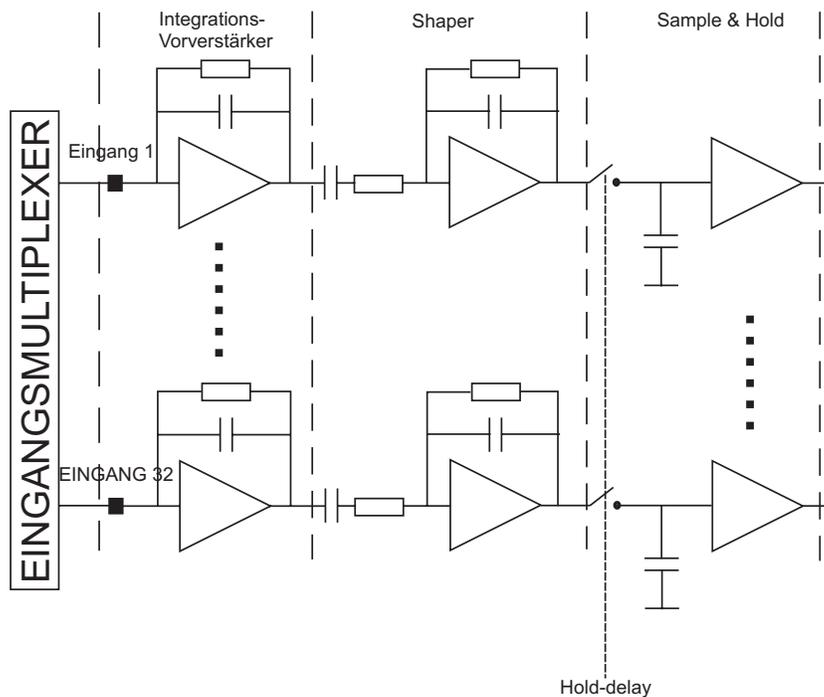


Abbildung 38: *Prinzipskizze des VA-Chips mit den drei Baugruppen Integrationsvorverstärker, Shaper und Sample & Hold Einheit.*

Die Kenndaten des verwendeten VA\_HDR2-Chips des Beamtests sind

- 32 parallele Eingänge
- Gain von  $10 \frac{\mu A}{fC}$
- Linearität bis 800 fC bei einer Toleranz von 3 %  
entspricht 230 MIP's, 1 MIP=3.6 fC
- niedriger Leistungsverbrauch von 1.5 mW/Kanal
- Spannungsversorgung mit  $\pm 2V$
- hold-delay von  $2\mu s$
- externer Trigger nötig

## 6.2 Passive Anpassung

In Abb. 39 ist die VA Ausleseketten schematisch mit der näher zu bestimmenden Anpassungsschaltung für die PMT dargestellt. Das über den Kondensator entkoppelte Signal einer Proportionalkammer wird auf den Integrationsverstärker gegeben, und erreicht nach  $\sim 2\mu\text{s}$  im Shaper sein Signalmaximum<sup>34</sup>. Das externe Triggersignal wird um diese Zeit verzögert<sup>35</sup>, damit das Hold-Signal in das Signalmaximum fällt. Alle 32 S&H Glieder werden seriell mit einem Multiplexer ausgelesen, der dieses analoge Datenpaket auf einen 12 bit Analog-Digital-Converter leitet. Die Weiterverarbeitung und Speicherung der digitalisierten Daten erfolgt über ein externes DAQ-System<sup>36</sup>.

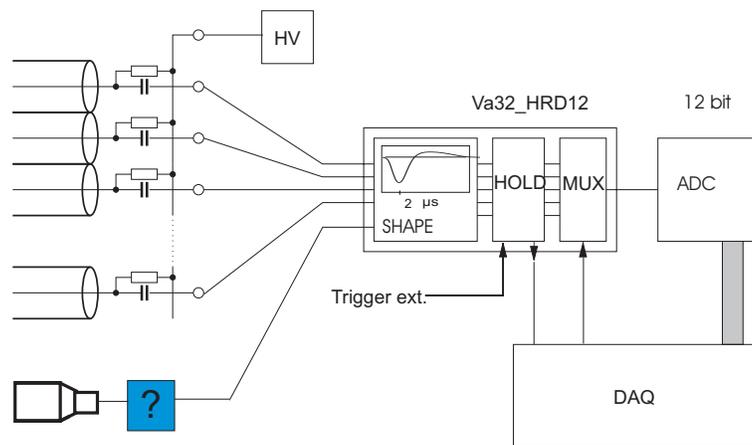


Abbildung 39: Schematische Darstellung der VA Ausleseketten mit Kammer und Anpassungsschaltung zur Implementierung der PMT Signale. Das externe Triggersignal wird vom Cosmicmesstand geliefert.

Die Anpassungsschaltung zur Implementierung der Photomultipliersignale in die VA-Auslese muss folgende Bedingungen erfüllen:

- Abschwächung der Ladung von 300 pC auf 800 fC
- Peakingtime des PMT Signals muss am Shaper-Ausgang bei  $2\mu\text{s}$  liegen

<sup>34</sup>peakingtime

<sup>35</sup>Diese delay-time ist extern einstellbar und wird gleich der peaking-time gewählt.

<sup>36</sup>Data AQuisition

### 6.2.1 Test der Abschwächerplatine

In Abb. 40 ist das Prinzip der Signalabschwächung der PMT Signale zur Auslese mit dem VA-Chip dargestellt <sup>37</sup>.

Der Wellenwiderstand des Kabels legt den Eingangswiderstand der Platine auf  $50\ \Omega$  fest, um so Signalreflexionen zu vermeiden. Das Verhältniss der Widerstände  $R_1$  und  $R_{ein}$  legt die Signalabschwächung fest. Um den Eingangsruhestrom (bias) des VA Vorverstärkers nicht zu verschieben, wird über den Kondensator  $C_1$  die Gleichstromkomponente abgekoppelt. Dieses Signal wird auf den Eingang des VA-Chips gegeben.

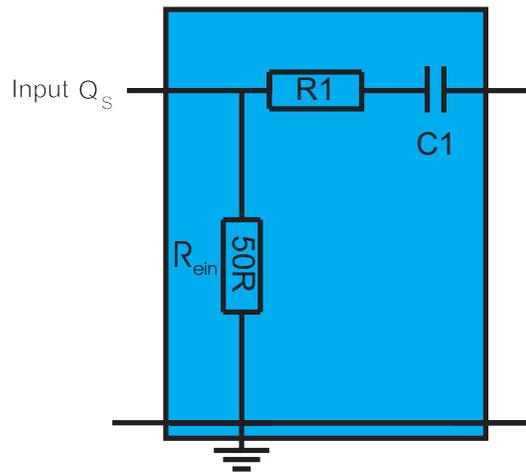


Abbildung 40: *Prinzipieller Aufbau der Abschwächerplatine. Das Verhältnis von  $R_1 = 10\text{K}\Omega$  zu  $R_{ein}$  bedeutet eine Abschwächung um den Faktor 200.*

Im Jahr 2000 wurde die Testplatine mit 16 Kanälen als doppelseitige Laborkarte mit Steckfassungen für die Widerstände entworfen. Mit den Werten  $10\ \text{k}\Omega$  für  $R_1$  und  $47\ \text{pF}$  für  $C_1$  als Original-Bestückung wurden die ersten Messungen durchgeführt.

Als Signalquelle dient ein Photomultiplier, der durch eine gepulste Leuchtdiode angeregt wird. Das PMT-Signal wird auf einen Fan I/O als aktiven Signalsplitter gegeben. Diese Signale werden

- auf einen Eingang der Abschwächerplatine gegeben, die an den VA Chip angekoppelt ist,

<sup>37</sup>Alle Messungen wurden mit dem VA32\_HDR2 Typ vorgenommen, da Chips von dem Beamtest 2000 mit geeignetem Layout genutzt werden konnten.

- mit einem ladungssensitiven ADC als Referenz über ein CAMAC - Interface ausgelesen,
- an die Triggerelektronik, bestehend aus Diskriminator, Koinzidenz und Gategenerator weitergeleitet.

Die CAMAC-Auslese dient optional als online-Monitor, da durch die Konversionszeit des VA-Chips ein ereignisweiser Vergleich zwischen den Auslesen nicht möglich ist. Der schematische Aufbau ist in Abb. 41 dargestellt.

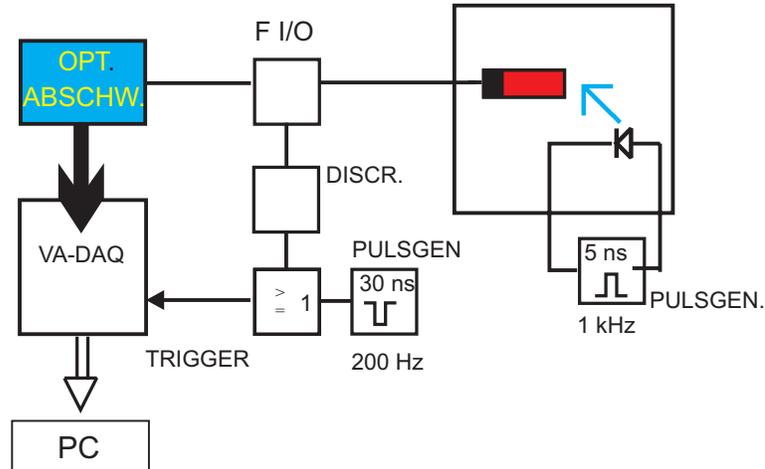


Abbildung 41: Test der Abschwächerplatine mit PMT-Pulsen durch eine gepulste Leuchtdiode. Nicht eingezeichnet ist die CAMAC-Auslese als online-Monitor.

Bei einem konstanten Signal am Eingang der Abschwächerplatine wurde die extern einstellbare delay-Zeit des VA-Chips für eine bestimmte R-C Kombination von 0 bis  $5 \mu\text{s}$  in sechs Schritten durchfahren. Es wurden jeweils 40000 counts pro delay-time aufgezeichnet. Die Lage dieser Signalmaxima gegen die eingestellte Verzögerungszeit ist in Abb. 42 aufgetragen. Diese Kurve zeigt, dass die Signale durch die Abschwächerplatine bereits nach  $0.5 \mu\text{s}$  das Signalmaximum erreichen. Dies deutet auf ein differenzierendes Verhalten durch die R-C Kombination der Abschwächerplatine hin. Da der VA-Chip keine Möglichkeit bietet das Signal nach dem Shaper zu analysieren, wurde die Platine an einen TMS-Verstärker gekoppelt, um die Pulsform nach dem Shaper mit einem Oszilloskop abzubilden. Der TMS Verstärker kann als VA-Verstärker mit einem Kanal betrachtet werden, und beinhaltet einen Integrationsverstärker als Eingangsstufe und einen CR-RC Shaper als Ausgang.

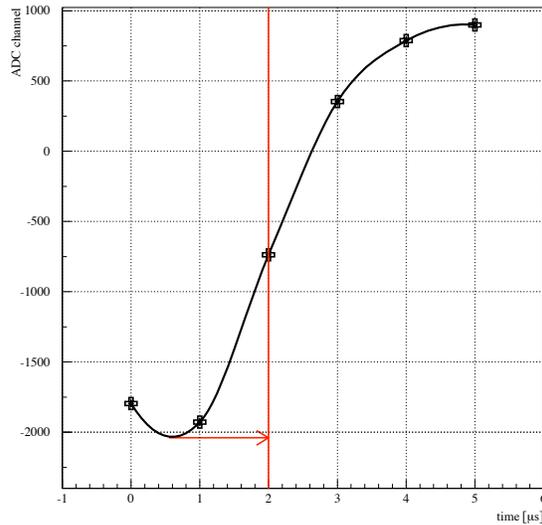


Abbildung 42: *Interpolierte Linie aus den Messwerten der peakingtime von PMT-Pulsen, die über die Abschwächerplatine mit dem VA-Chip ausgelesen werden. Als senkrechter Strich ist die peakingtime eingezeichnet, die durch den Shaper bei der Auslese der Proportionalröhrchen vorgegeben wird.*

In Abb. 43 ist dieses mit einem Oszilloskop aufgezeichnete Ausgangssignal abgebildet. Das Signal am Ausgang des Shapers peaked bei  $0.52 \mu\text{s}$  und zeigt einen Überschwinger, dessen Maximum nach  $2.2 \mu\text{s}$  30 % des Peakes beträgt. Da diese peakingtime mit der Messung der VA-Auslese (Abb.42) gut übereinstimmt, kann man davon ausgehen, dass das PMT-Signal durch die Signalabschwächung differenziert wird. Dieses Verhalten der Abschwächerplatine wurde durch die Variation der Werte von  $R_1$  und  $C_1$  untersucht. Generell zeigt sich dabei, dass die Kapazität des Kondensator  $C_1$  deutlich vergrößert werden muss und zwischen  $1.0 \text{ nF}$  und  $47 \text{ nF}$  liegen kann, wenn der Widerstand  $R_1$  zwischen  $4.7 \text{ k}\Omega$  und  $50 \text{ k}\Omega$  variiert wird. Während die Signalabschwächung hauptsächlich durch das Verhältnis der Widerstände  $R_1$  zu  $R_{\text{ein}}$ <sup>38</sup> bestimmt wird, steigt mit der Vergrößerung der Kapazität (vgl. Kapitel B.2) das Rauschen an. Die Variation der Werte von  $C_1$  und  $R_1$  beeinflusst auch das zeitliche Verhalten der Pulse.

---

<sup>38</sup>vgl. Abb. 40

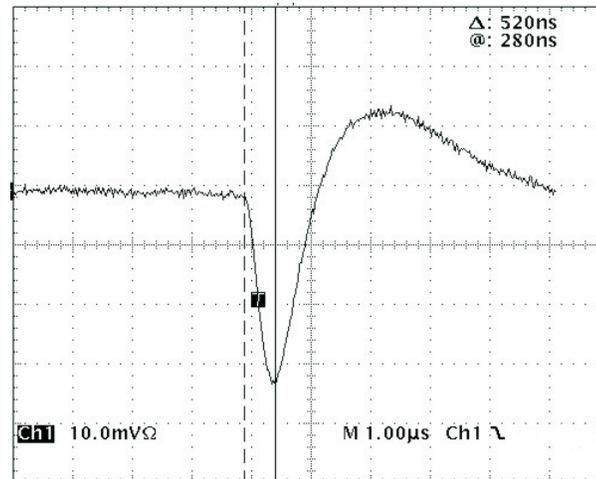


Abbildung 43: Aufnahme des TMS-Ausgangspulses bei einem PMT-Eingangssignal in die Abschwächerplatine mit dem Tektronix-Oszilloskop TDS 640 A

Die Implementierung der PMT-Signale in das VA-Auslesesystem erfolgt in drei Stufen.

- Die Abschwächerplatine wird auf Photomultiplier-Signale optimal angepasst. Als Signalquelle wird ein PMT genutzt, der mit einer gepulsten Leuchtdiode getrieben wird.
- Ein Szintillator wird parallel mit CAMAC und VA <sup>39</sup> ausgelesen. Die Cosmicspektren dieser beiden Auslesen werden an drei bestimmten Orten aufgezeichnet und bezüglich S/N Verhältnis und Ortsauflösung verglichen.
- Die VA wird genutzt, um neben der Auslese der 16 Proportionalkammern eines Straw-Modules die Triggerszintillatoren über die Abschwächerplatine mit auszulesen. Dieser Test erfolgt mit dem Aufbau, der in Kapitel 5.0.4 beschrieben ist.

<sup>39</sup>Im folgenden wird immer die optimierte Abschwächerplatine für die Auslese der PMT-Signale vorgeschaltet

### 6.3 Optimierung der Abschwächerplatine

Die zu bestimmenden Wertepaare von  $R_1$  und  $C_1$  der Platine bei Auslese mit dem VA-Chip werden unter Beachtung folgender Punkte optimiert:

- das Signalmaximum muss bei  $2 \mu s$  liegen, vorgegeben durch die Auslese der Proportionalröhren
- der dynamische Bereich des 12-bit ADC's soll voll ausgenutzt werden,
- die Linearität dieser Ausleseketten soll bis Eingangsladungen von 300 pC gewährleistet sein,
- das S/N Verhältnis soll dabei möglichst groß sein.

Zunächst wurde eine Ladungskalibration des ADC 2249 durchgeführt<sup>40</sup>. Hierfür wurde statt des PMT ein Rechteckgenerator an den F I/O (Abschlusswiderstand  $R=50 \Omega$ ) angeschlossen. Aus der Höhe der Spannung  $U$  bei konstanter Länge der Rechteckspannungspulse von 10 ns, wurde die Gesamtladung  $Q$  aus  $Q = \frac{1}{R} \cdot \Delta U \Delta t$  mit einem Oszilloskop<sup>41</sup> bestimmt. Jeweils 50.000 Ereignisse pro Spannungswert wurden mit der CAMAC-Auslese aufgezeichnet und die Lage der Signalmaxima gegen die gemessene Ladung aufgetragen. Die Ladungskalibration des 11 bit - ADC 2249 ist in Abb. 44 a) aufgetragen. Aus der Steigung der angepassten Geraden wird eine Ladung von  $(0.303 \pm 0.052)$  pC / ADC-Kanal ermittelt.

Zur Optimierung der Werte von  $R_1$  und  $C_1$  wurde der Testaufbau (Abb. 41) mit der gepulsten LED verwendet.  $R_1$  wurde als veränderlicher Widerstand ( 10 Gang Kohleschicht-Spindelpotentiometer) in die Steckfassung eines Kanals gebracht. Durch Variation des Widerstandswertes für eine gewählte Kapazität  $C_1$  wurde das Signalmaximum im VA-Chip auf  $2 \mu s$  geschoben. Es wurden jeweils 50.000 Ereignisse getriggert und mit beiden Auslesen aufgezeichnet.

Mit den Werten von  $33k \Omega$  für  $R_1$  und  $2.7$  nF für  $C_1$  ist bei einer peakingtime von  $2 \mu s$  die Linearität der Ausleseketten und das S/N Verhältnis gemessen worden. Der VA rechnet den Bereich bis -2000 mV als linear mit einem Gain von  $1.64 \frac{mV}{fC}$ . Die Linearität der VA-Chips wurde mit einer Ladungskalibration (Abb.44b))<sup>42</sup> mit internen Testpulsen überprüft. Hierbei

<sup>40</sup>Damit kann diese Auslese als Referenz für den VA-Chip genutzt werden, da beide Auslesen parallel betrieben werden.

<sup>41</sup>Der Fehler bei der Spannungsmessung mit dem Oszilloskop wird mit 5 % angenommen.

<sup>42</sup>Da der VA positive und negative Ladungen verarbeiten kann, wird in dieser Darstellung eine wachsende Ladungsmenge in die entsprechende Richtung dargestellt.

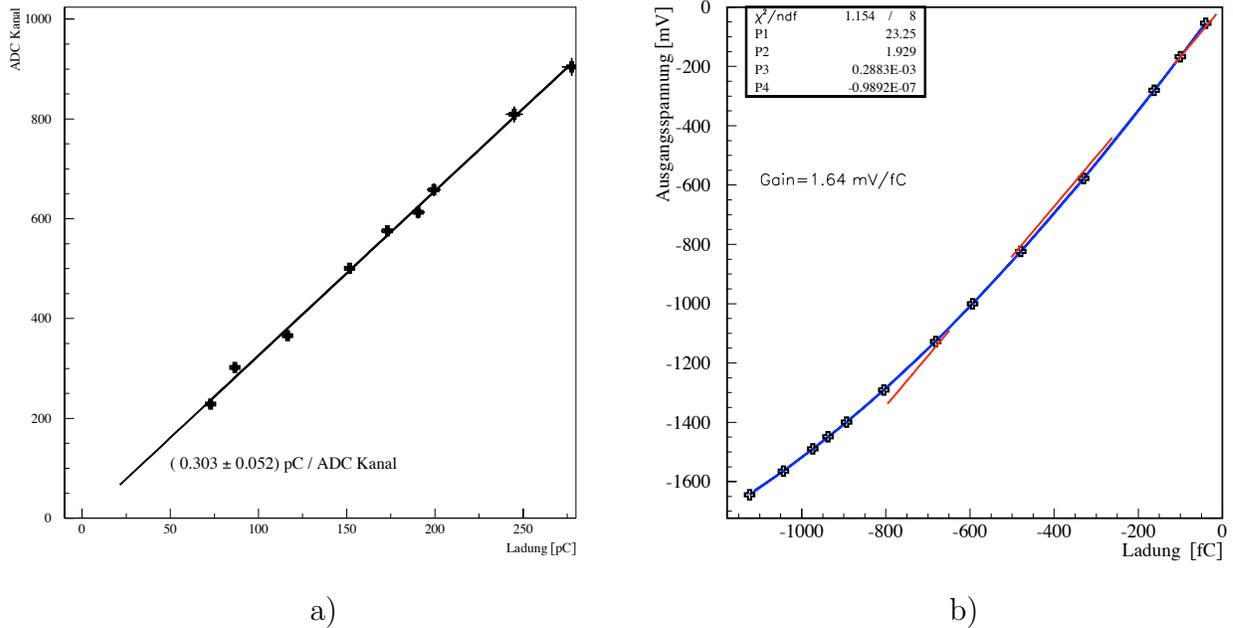


Abbildung 44: a) Ladungskalibration des ADC 2249 b) Ladungskalibration des VA-Chips mit internen Testpulsen. Die Strichpunkt-Linie entspricht einem Gain von  $1.64 \frac{\text{mV}}{\text{fC}}$ , mit der der VA-Chip den gesamten Bereich linearisiert. Die durchgezogene Linie ist die angepasste Polynomfunktion dritten Grades.

zeigte sich, das der Bereich nur bis  $\simeq -1000 \text{ mV}$  als linear zu bezeichnen ist, und deshalb ein Polynom dritten Grades an die Messwerte angepasst und mit dieser Funktion die Messwerte der Abschwächerplatine (Abb. 45) korrigiert.

In der Abb. 45 sind die Messwerte, sowie die korrigierten Messwerte der VA-Auslese gegen die Eingangsladung in die Abschwächerplatine aufgetragen. Die angepasste Gerade entspricht einer Verstärkung von  $(1.98 \pm 0.015) \frac{\text{mV}}{\text{pC}}$ . Ebenfalls eingezeichnet ist das S/N Verhältnis, die von 15 auf 175 steigt (rechte Ordinate). Oben eingezeichnet die Spannung der Rechteckpulse, mit der die Ladung  $Q = \frac{1}{R} \cdot \Delta U \Delta t$  generiert wurde.

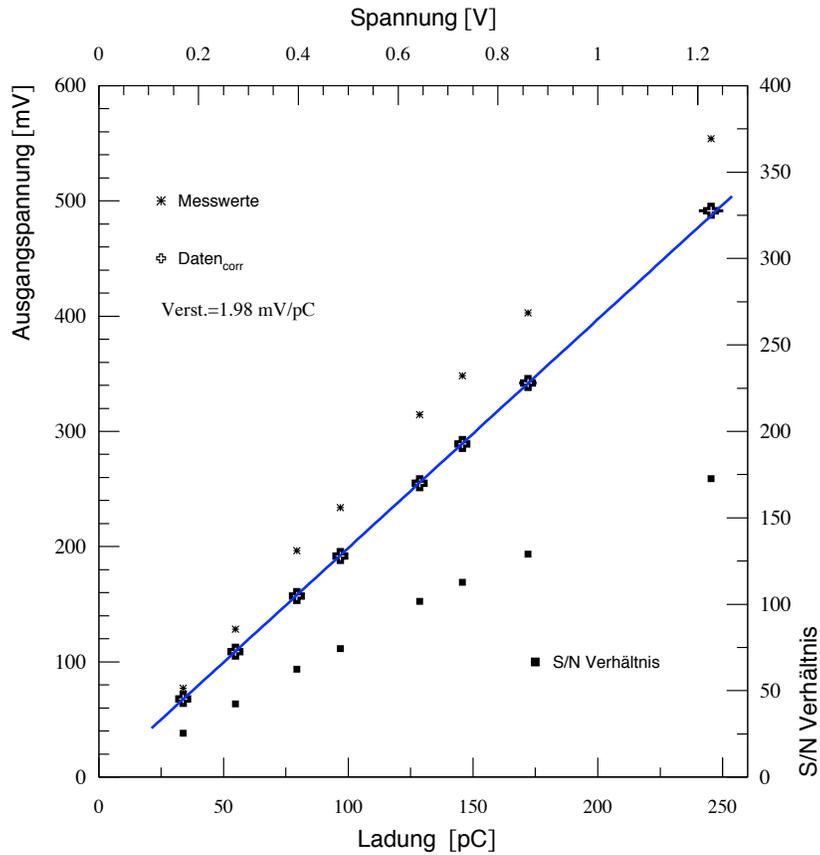


Abbildung 45: Kalibration der Abschwächerplatine mit Testpulsen. Unten eingezeichnet das S/N Verhältnis, das von 15 auf 175 steigt (rechte Ordinate). Die Messwerte wurden mit einem Polynom dritten Grades (vgl. Abb. 44 b)) korrigiert. Auf der oberen Achse ist die Spannung der Rechteckpulse eingezeichnet, mit der die Ladung  $Q = \frac{1}{R} \cdot \Delta U \cdot \Delta t$  generiert wurde.

## 6.4 Vergleich zwischen VA und CAMAC-Auslese

Die Überprüfung der optimierten Abschwächerplatine für die VA-Auslese wird im Vergleich mit der CAMAC-Auslese getestet. Als Signalquelle wird ein Szintillator des Cosmicmesstandes parallel von beiden DAQ ausgelesen. Die Vorgabe der Messorte erfolgte mit einem externen Triggerszintillator, der in UND-Koinzidenz mit beiden PMT des Szintillators geschaltet ist.

Der schematische Testaufbau ist in Abb. 46 dargestellt. An den drei Messorten  $x_1 = 65$  cm,  $x_2 = 120$  cm und  $x_3 = 190$  cm wurden die Myonenspektren aufgezeichnet.

Aus den Pulshöhenspektren (Abb. 47) beider Auslesen wurden

- die Peakpositionen errechnet, um daraus die Ortsauflösung (vgl. Kapitel 3.6) zu bestimmen, und
- das S/N Verhältnis bestimmt.

Als Ergebnis zeigt sich, dass die VA Auslese mit der optimierten Abschwächerplatine eine minimal bessere Ortsauflösung als die CAMAC-Auslese mit ladungssensitiven ADC von  $\simeq 27$  cm in Längsrichtung des Szintillators erreicht. In der Abb. 48 sind für den Ort  $x_3 = 190$  cm die Verteilungen der Differenzen errechneter-gemessener Ort beider Auslesen gegenübergestellt.

Das S/N Verhältnis wird für die zwei Fälle

1. niedriges Signal des PMT, d. h. Triggerszintillator weit vom PMT entfernt, und
2. hohes Signal des PMT, d.h. Triggerszintillator nah am PMT, bestimmt.

Bei der CAMAC-Auslese steigt das S/N Verhältnis hierbei von 79 auf 525 an, bei der VA-Auslese von 42 auf 181. Diese Werte liegen für die VA-Auslese in dem Bereich, der auch im Kapitel 6.3 (Abb. 45) gemessen wurde. Das S/N Verhältnis ist bei der VA-Auslese aber auch im Fall 1. hoch genug, um Signale vom Rauschen deutlich zu trennen.

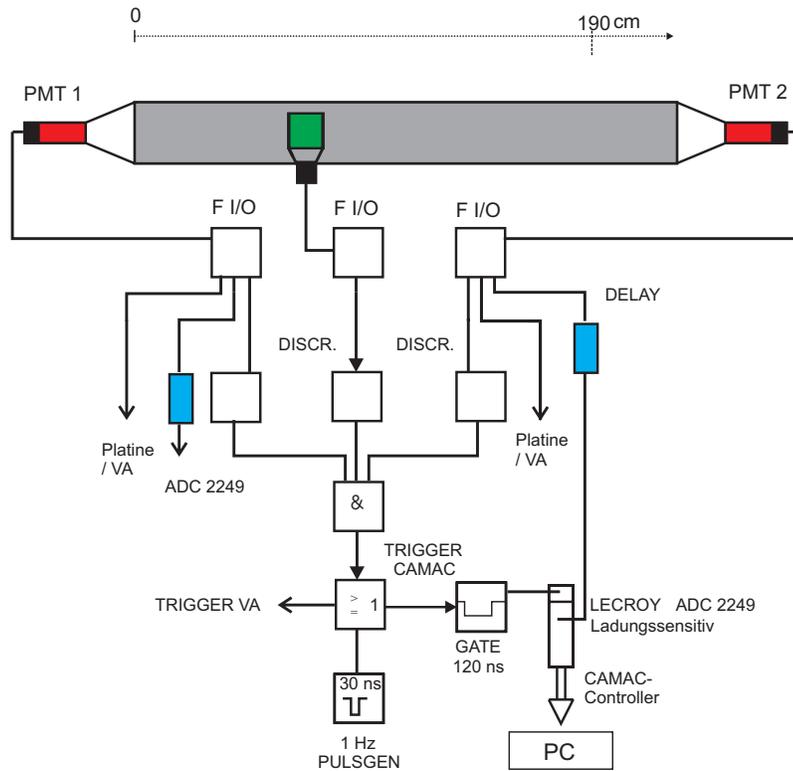
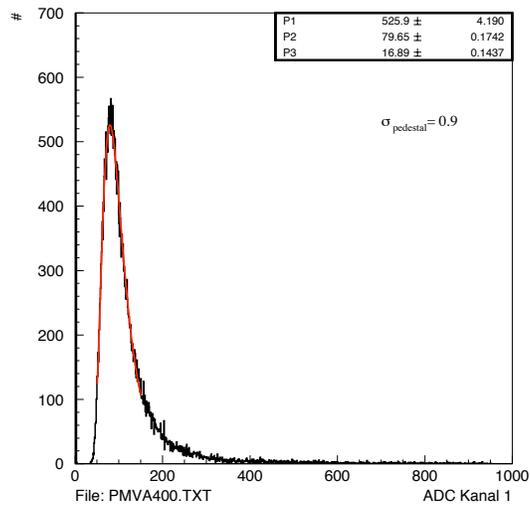


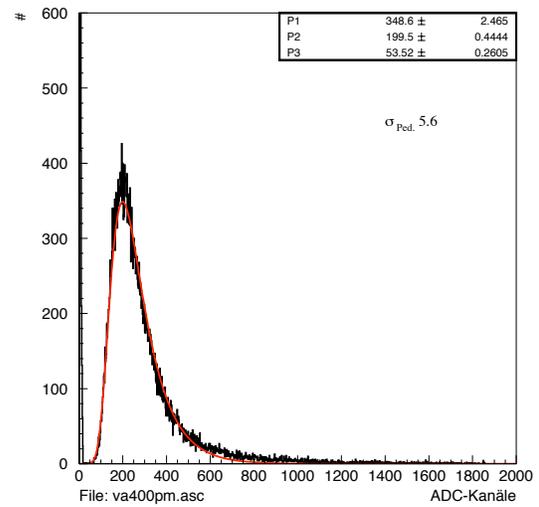
Abbildung 46: Schematischer Testaufbau zur parallelen Auslese von VA und CAMAC. Die Lage des Triggerszintillators bestimmt die drei Messorte  $x_1 = 65 \text{ cm}$ ,  $x_2 = 120 \text{ cm}$  und  $x_3 = 190 \text{ cm}$ . Die verwendeten elektronischen Komponenten sind in Kapitel 5.0.4 beschrieben.

## CAMAC-Auslese

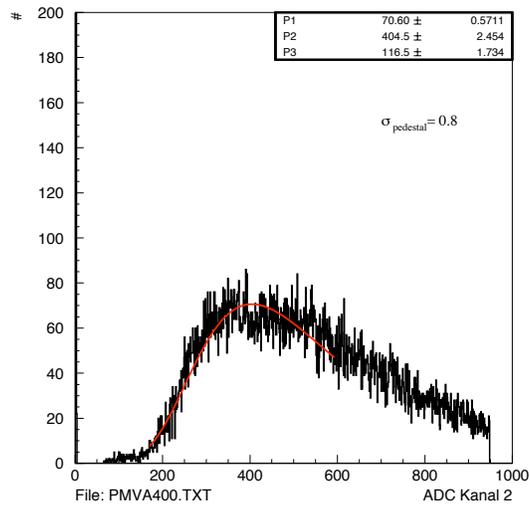


PMT 1

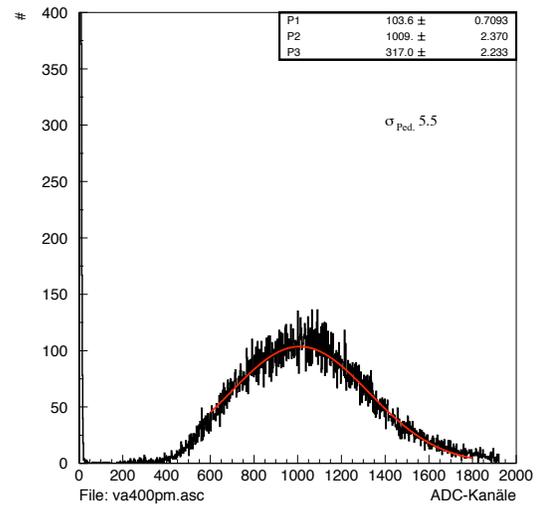
## VA-Auslese



PMT 1



PMT 2



PMT 2

Abbildung 47: Am Messort  $x_3 = 190$  cm aufgezeichnete Pulshöhenspektren beider PMT, links CAMAC, rechts VA-Auslese.

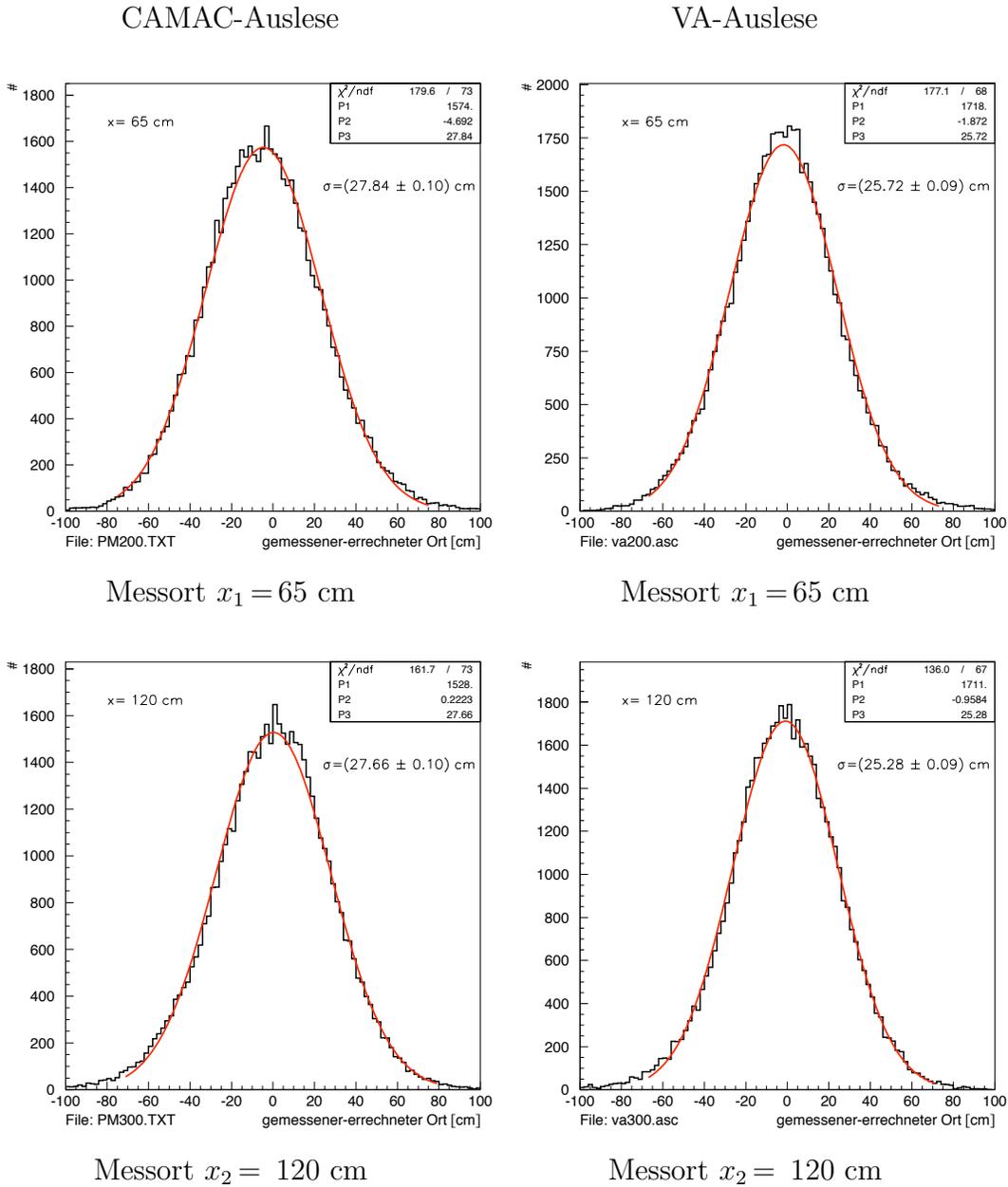


Abbildung 48: Vergleich der Ortsauflösungen für zwei Orte von VA und CAMAC-Auslese. Linke Seite: CAMAC, rechte Seite VA-Auslese.

## 6.5 Auslese des Cosmicmesstandes und eines Kammer-Modules mit dem VA-Chip

Die gemeinsame Auslese eines Moduls und der Photomultipliersignale der Szintillatoren mit dem VA-Chip wurde im Reinraum getestet. Die Triggerlogik des Cosmicmesstandes in der Elektronik-Barracke wurde hierfür benutzt. Eine Kammer der Länge 1549 mm wurde auf dem Cosmicmesstand an ein Gasversorgungssystem und eine variable Spannungsquelle angeschlossen. Der Gasfluß des  $Xe/CO_2$  Gases wurde auf den nominellen Wert von 1 l/h eingestellt. Die Triggersignale wurden von dem Szintillator des Cosmicmesstandes geliefert, der unter der Kammer liegt. Die delaytime der VA-DAQ wurde auf  $1.79 \mu s$  eingestellt, da die Verzögerungszeit durch Kabellänge und Triggerlogik<sup>43</sup> 210 ns beträgt. Die 32 Kanäle des VA-Chips sind in 2 Kontaktreihen zu je 16 Kanälen angeordnet. Die erste Kontaktreihe wurde an die Abschwächerplatine zur Auslese der PMT-Signale angeschlossen, die zweite zur Auslese der Kammer genutzt. Der Wert der Kapazität  $C_1$  der Abschwächerplatine wurde von 2.7 nF (Abb. 49) auf 1.8 nF verringert, um den genutzten Eingangsladungsbereich auf den 12-bit ADC anzupassen. Das S/N Verhältnis verbesserte sich dadurch minimal von 8.0 auf  $\approx 10$ .

In der Abb. 51 sind die Cosmicspektren beider PMT des Triggerszintillators mit VA-DAQ und CAMAC-Auslese dargestellt.

Das Rauschen der Kammer wurde bei eingeschalteter Spannungsversorgung und der Spannung 0 Volt in Abb. 50 a) mit der Standardabweichung  $\sigma = (5.27 \pm 0.01)$  ADC-Kanälen bestimmt. Dieses Rauschen liegt im Rahmen der Messungen, die in Abb. 47 mit  $\sigma_{ped}=5.5$  bestimmt wurden. Die Spannung wurde auf den nominellen Wert von 1350 V hochgefahren, und die Signale der 16 Proportionalröhrchen aufgezeichnet. In Abb. 50 b) ist ein typisches Spektrum eines Kanals dargestellt. Bei der Ankopplung der Signalkabel der PMT an die Abschwächerplatine ist nur eine Verbreiterung des Rauschsignals mit einer Standardabweichung von  $\sigma = (19.38 \pm 0.06)$  ADC-Kanälen beobachtbar.

Die gemeinsame Auslese einer Proportionalkammer und der Abschwächerplatine mit einem VA-Chip gelang nicht. Die Ankopplung des PMT-Signals an die Abschwächerplatine führte zu einer Masseschleife mit der Masse des Triggersignals, die die Auslese der Proportionalröhrchen stört und lediglich zu der beobachteten Zunahme des Rauschens führt. Diese Masseschleife kann mit der Verwendung von zwei VA-Chips verhindert werden, die keine galvanische Verbindung haben. Damit könnte je ein Chip zur Auslese der Kammer, bzw. der PMT des Cosmicmesstandes genutzt werden.

---

<sup>43</sup>Analog zum Triggerkonzept in Abschnitt 5.0.4

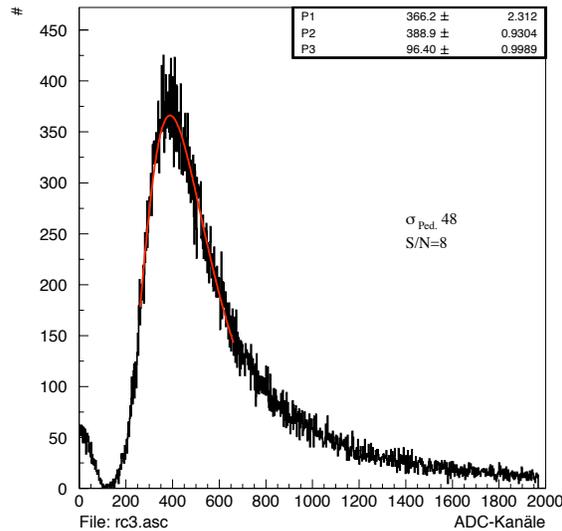


Abbildung 49: *Cosmicspektrum eines Triggerszintillators mit VA-Auslese. Der Wert der Kapazität  $C_1$  der Abschwächerplatine beträgt 2.7 nF. Das S/N Verhältnis beträgt 8.0*

Da sich die Konzeption der Auslese der Proportionalkammern des TRD mit UFE-Boards in zwei wesentlichen Punkten von der Beamtestauslese 2000 mit den VA\_HDR2 Chips unterscheidet,

- Es befinden sich zwei VA-Chips des Typs VA\_HDR12 auf jedem UFE-Bord. Damit stehen 64 Auslesekanäle pro Board zu Verfügung.
- Die einzelnen UFE-Bords sind mit Optokopplern voneinander galvanisch getrennt.

erfüllen die UFE-Bords die Kriterien zur gemeinsamen Auslese des Cosmicmesstates und der Proportionalkammern.

1. Die 38 Kanäle des Cosmicmesstates können mit einer UFE ausgelesen werden.
2. Durch die galvanische Trennung der einzelnen UFE-Boards werden die störenden Masseschleifen vermieden. Die Auslese der Proportionalkammern sollte nicht mehr von der Auslese der Abschwächerplatine beeinflusst werden.

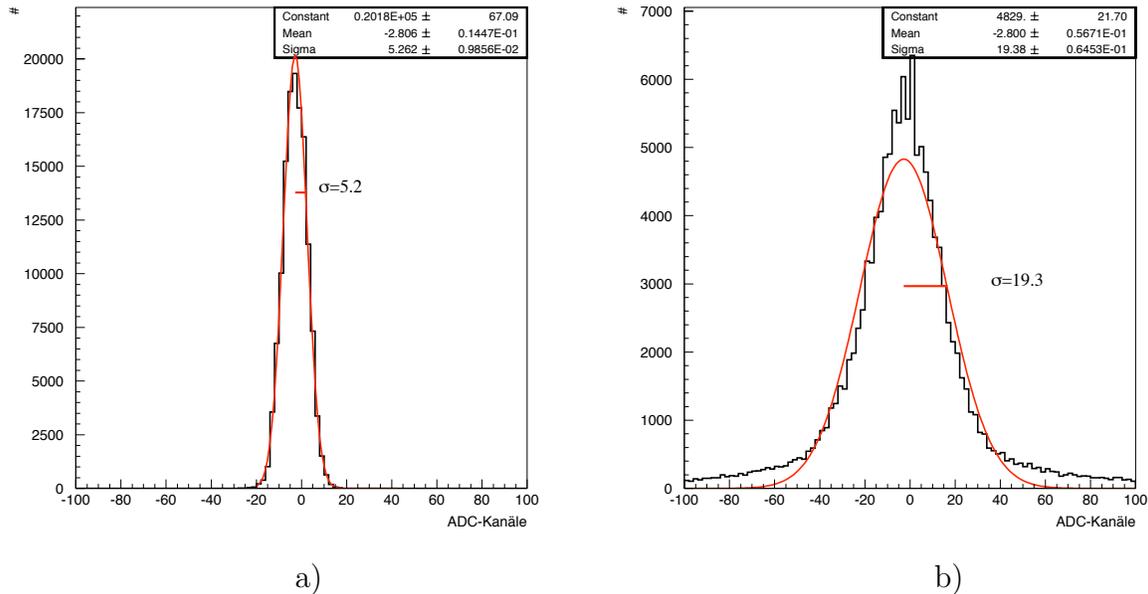


Abbildung 50: a) Rauschmessung der VA-Auslese der Kammer 1549 bei der Spannung 0V ohne angeschlossene Abschwächerplatine  
 b) Auslese der Kammer 1549 bei der Spannung 1350 V und angeschlossener Abschwächerplatine.

Wenn ein entsprechendes Auslesesystem der UFE-Bords zur Verfügung steht, muss die Abschwächerplatine auf die Spezifikationen des VA\_HDR 12 Chips angepasst werden. Prinzipiell ist aber mit dem VA\_HDR2 gezeigt worden, dass die Photomultiplier des Cosmicmesstandes mit entsprechender Abschwächerplatine ausgelesen werden können. Bei entsprechendem HF-tauglichem Design der Platine und unter Verwendung von SMD-Bauteilen kann das S/N Verhältnis verbessert werden.

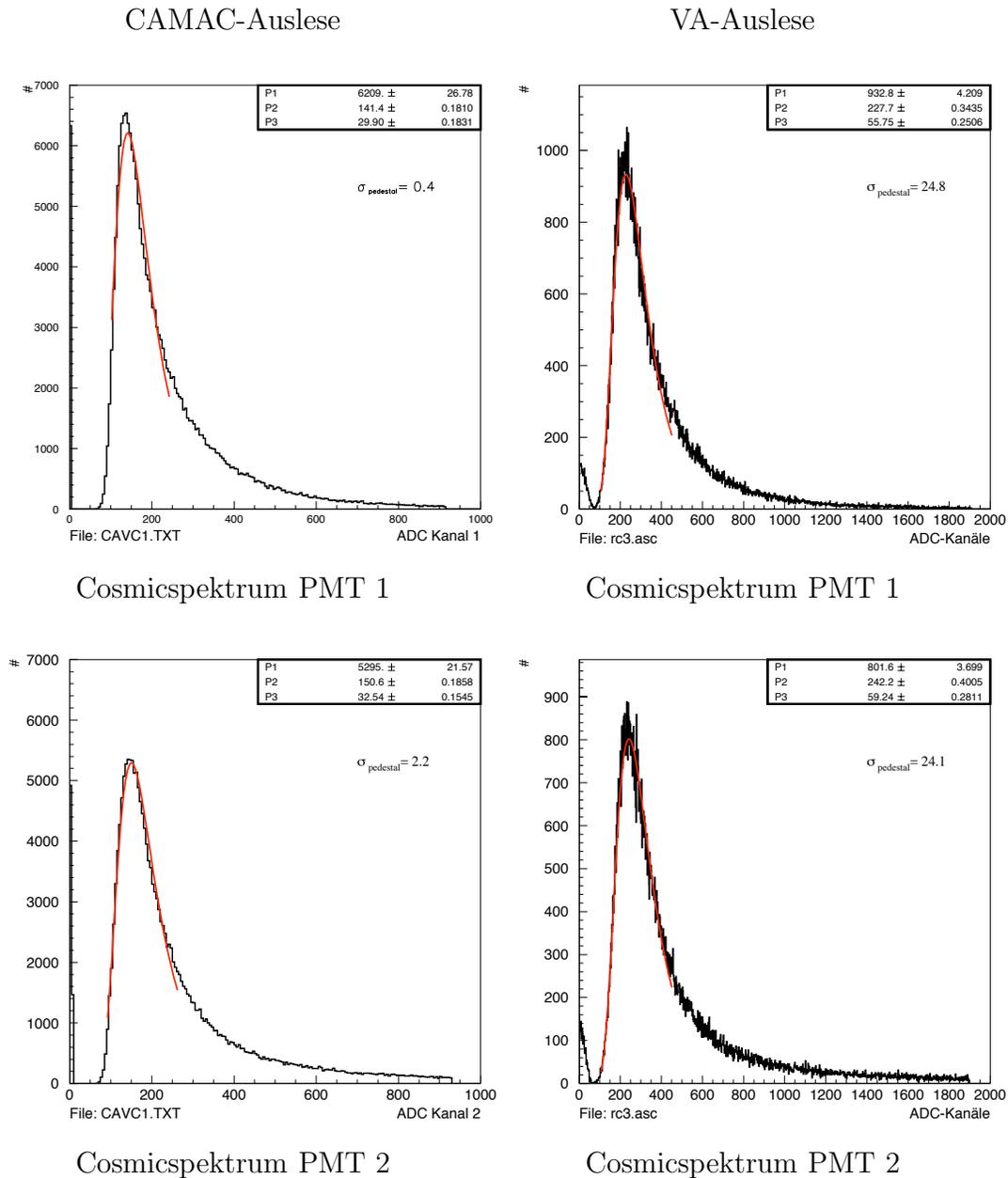


Abbildung 51: Vergleich der *Cosmicspektren* des Triggerszintillators zwischen VA-Auslese mit Abschwächerplatine und der CAMAC-Auslese.

## 6.6 Entwicklung der aktiven Anpassung als Simulationsstudie

Alternativ zu der Abschwächung der Photomultipliersignale und Einspeisung in den VA-Chip, der das Signal danach wieder verstärkt, wird eine aktive Schaltung mit diskreten Bauteilen entwickelt und mit dem Programm PSPI-CE 8 simuliert. Der Schaltungsentwurf ist, analog zum VA-Chip, aus den drei Baugruppen

- Integrationsverstärker
- Shaper
- Abtast- und Halte-Glied

aufgebaut, um als direkter VA-Ersatz in die weitere Auslekette des TRD implementiert werden zu können.

- Im Gegensatz zu der passiven Anpassungsschaltung, die kapazitiv an den ladungsempfindlichen Verstärker des VA-Chips angeschlossen wird, wird hier das Signal in Gleichstromkopplung auf den Integrationsverstärker gegeben. Beide Möglichkeiten der Ausführung der Integratorstufe, invertierend bzw. nichtinvertierend, wurden simuliert.

Die reflexionsfreie Ankopplung an den Integrationsverstärker erfolgt (niederohmig) an den  $50 \Omega$  Widerstand ( $R_{11}$ ) mit einem RG 174/U Kabel.

Der erste Entwurf erfolgt mit dem invertierenden Integrator in Abb. 52. Der Eingangsstrom  $I_e$  am invertierenden Eingang wird über den Integrationskondensator  $C_4$ <sup>44</sup> aufintegriert und liefert die Ausgangsspannung  $U_a$ . Mit  $U_a \approx -U_c$ <sup>45</sup> gilt

$$U_a \approx -\frac{1}{C_f} \cdot \int_{t_0}^{t_1} I_e dt \quad (20)$$

$$\approx -\frac{Q_e}{C_4} \quad (21)$$

Eine Eingangsladung  $Q_e$  erzeugt am Integratorausgang einen Spannungssprung, dessen Amplitude proportional zur Eingangsladung ist. (Abb. 53)

---

<sup>44</sup>Allgemein als Feedback-Kondensator  $C_f$  bezeichnet

<sup>45</sup>Rechnungen im Anhang B.1

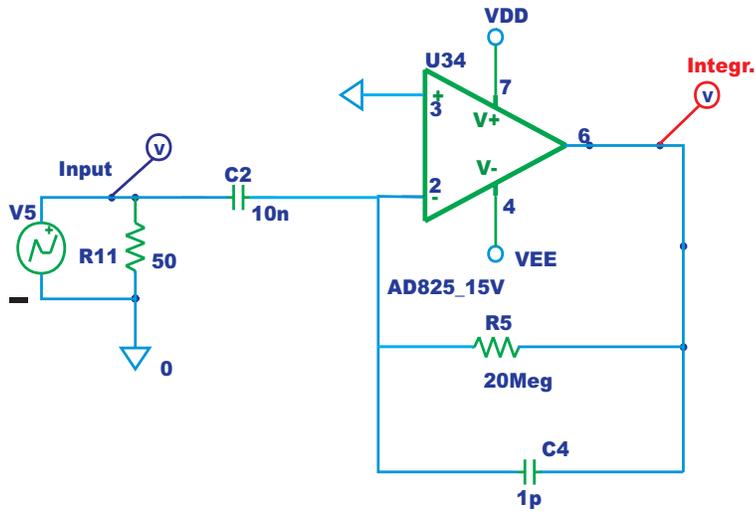


Abbildung 52: Standardapplikation eines invertierenden Integrators. Die Spannungsquelle  $V_5$  simuliert den Eingangsstrom, der über  $C_2$  einkoppelt wird. Die beiden Label 'V Input' und 'V Integr.' sind die 'Viewpoints' der PSPICE Simulation.

Der Widerstand  $R_5$  dient neben der Entladung des Kondensators auch der Herabsetzung der Gleichspannungsverstärkung, damit eine Offsetspannung am Ausgang des Verstärkers keine Fehlerspannung<sup>46</sup> erzeugt. Aus diesem Grunde würde der Operationsverstärker AD 825 von Analog Device angenommen, der neben der geringen Offsetspannung auch eine gute Temperaturstabilität besitzt. (Technische Daten im Anhang B.3)

Die PSPICE Simulation dieses Integrators ist in Abb. 53 dargestellt. Die Ladungen der Eingangspulse der PMT bilden am Abschlusswiderstand  $R_{11}$  einen Spannungspuls, der mit  $\int_{t_1}^{t_2} U dt = R \cdot Q$  beschrieben wird.

Als Eingangsimpuls in der Simulation wird eine Rechteckspannung von 100 mV und 8 ns Dauer verwendet, die der Ladung  $Q$  von 16pC entspricht.

- Der Shaper (Abb. 54) ist ein Differentiator / Integrator Filter der das S/N Verhältnis verbessert, indem die Bandbreite im Frequenzbereich beschränkt wird [8] [10]. Der Spannungssprung des Vorverstärkers

<sup>46</sup>Ohne den Widerstand würde die Ausgangsspannung bis zur Aussteuerungsgrenze anwachsen

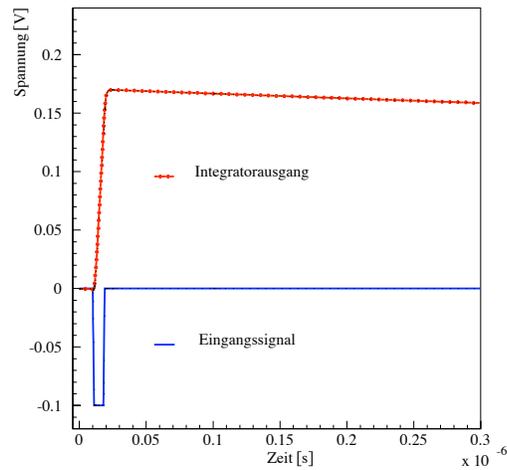


Abbildung 53: *PSPICE Simulation eines invertierenden Standardintegrators. Die Eingangsladung  $Q_e$  beträgt 16 pC. Durchgezogene Linie: Eingangspuls, ('Input' vgl Abb.52), gestrichelte Linie: Ausgangspuls des Integrators.*

durchläuft zuerst das Hochpassfilter (CR), in dem das Signal mit der Zeitkonstanten  $\tau_d$  differenziert und dadurch niederfrequentes Rauschen abgeschnitten wird. Der folgende Tiefpassfilter schneidet im hohen Frequenzbereich Zusatzrauschen ab und ist ein (RC)-Integrator mit der Zeitkonstanten  $\tau_i$ .

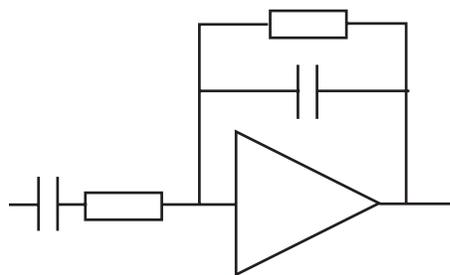
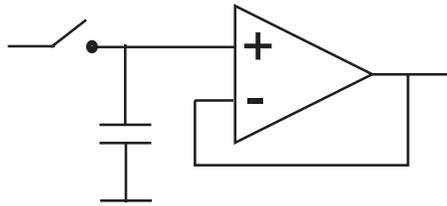


Abbildung 54: *Prinzipskizze des CR-RC Shapers. Eingang ist die CR-Differenzierstufe*

- Die S&H Stufe ist als diskreter Spannungsfolger ausgeführt. Durch die Rückkopplung des Ausgangssignals auf den invertierenden Eingang des Operationsverstärkers folgt der Ausgang direkt der Eingangsspannung am nicht-invertierenden Eingang des OPV's. Die Eingangsspannung  $U_e$  des Komparators wird nach Öffnen des Schalters durch den Kondensator C gehalten. Die Konstanz der Ausgangsspannung über die Zeit der S&H Stufe wird im wesentlichen durch Leckströme des Kondensators bestimmt, wenn ein OPV mit J-FET Eingängen benutzt wird.

Abbildung 55: *Prinzipskizze der S&H Stufe*

## 6.7 Entwicklung des Schaltplanes

Die Simulation der 3 Baugruppen erfolgt als Einheit, da die Impedanzen der Stufen sich gegenseitig beeinflussen. Zur Berechnung der Übertragungsfunktion dieses Filters im Zeitbereich wird die Laplace Transformation genutzt. Mit dem Übergang von  $i\omega \rightarrow s$ <sup>47</sup> ist die laplacetransformierte  $\mathcal{L}$  der Funktion  $f(t)$  als  $\mathcal{L}\{f(t)\} = \int e^{-st} f(t) dt = F(s)$  definiert.

Als Übertragungsfunktion ist  $H(s) = \frac{V_{out}(s)}{I_{in}(s)}$  als Verhältnis der laplacetransformierten Ausgangs- zu Eingangsfunktion definiert.

Damit kann bei bekannten Übertragungsfunktionen von Integrator und Differentiator der vorliegende Filter aus Vorverstärker und Shaper berechnet werden [9][22].

Das Ausgangssignal  $U_a$  des Integrators ist ein Spannungspuls, dessen Amplitude proportional zur Eingangsladung  $Q_{ein}$  ist, also

$$U_a = -\frac{R_5}{R_1} \cdot \frac{Q}{C} \quad (22)$$

<sup>47</sup>Streng gilt  $s = \sigma + i\omega$ . Wenn die Konstante  $\sigma$  bei der Rücktransformation (Integration über  $\omega$ ) oberhalb der Konvergenzabszisse liegt, kann  $i\omega \rightarrow s$  vereinfacht werden.

Der vorliegende RC-CR Shaper wird mit

$$V_{out}(t) = \frac{V_{in} \cdot \tau_{dif}}{\tau_{dif} - \tau_{int}} \left\{ e^{-\frac{t}{\tau_{dif}}} - e^{-\frac{t}{\tau_{int}}} \right\} \quad (23)$$

beschrieben. Die Rechnungen sind im Anhang B.1 zu finden.

Der Eingangsladungsbereich, der durch die Photomultiplier generiert wird, soll hier bis 300 pC ausgenutzt werden. Die Ladung  $Q$  des Photomultipliers erzeugt am Abschlusswiderstand  $R_{11}$  gemäss  $\frac{dQ}{dt} = I$  eine Spannung, die mit  $\int_{t_1}^{t_2} U dt = R \cdot Q$  beschrieben werden kann. In der Simulation werden Rechteckspannungspulse der Dauer 16 ns variabler Spannung als Eingangssignale verwendet, die über die programmierbare Spannungsquelle V 5 eingespeist werden. Durch die große Zeitkonstante  $\tau_{int}$  des Shapers im Verhältnis zur Signallänge mit  $\sim 60$  ns kann ein Rechtecksignal statt dem Signal wie in Abb. 31 gezeigt, verwendet werden.

Es zeigte sich bei der Simulation, dass der verwendete invertierende Integrationsverstärker nicht im geforderten Eingangsladungsbereich linear arbeiten konnte, wenn der Shaper eine peakingtime von  $2 \mu s$  haben muss. Stattdessen wurde der nicht-invertierende Integrator in Abb. 56 verwendet. Abb. 57 zeigt Eingangs und Antwortpuls als PSPICE-Simulation. Die Eingangsladung entspricht wieder 16 pC.

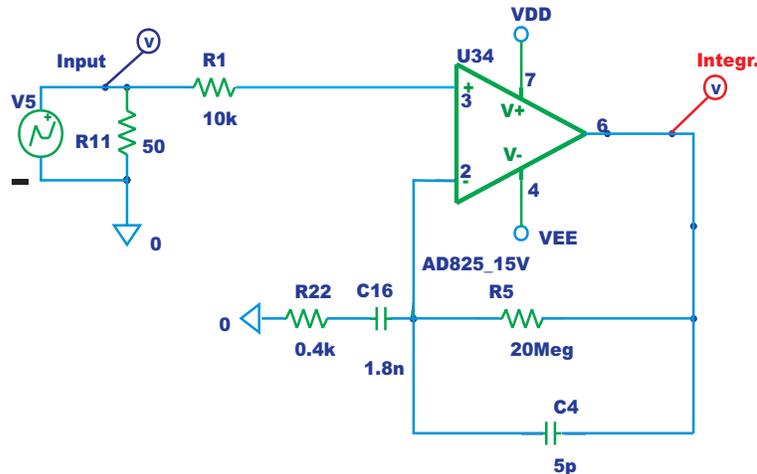


Abbildung 56: Schaltplan des nichtinvertierenden Integrationsvorverstärkers. Die Viewpoints 'V input' und 'V integr.' sind die Abgriffe der beobachteten Spannungspulse.

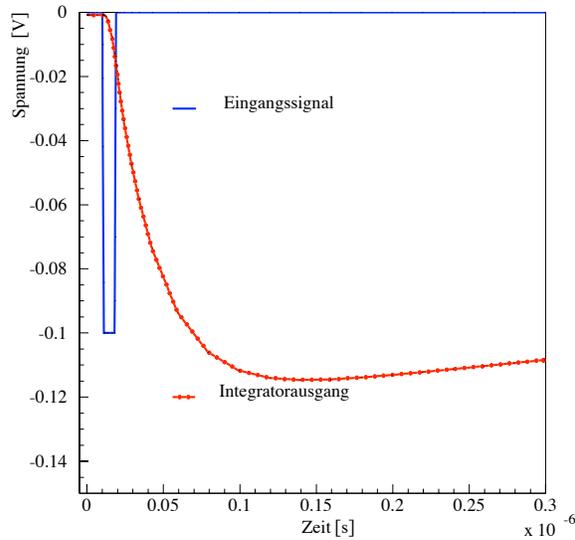


Abbildung 57: Simulation des nichtinvertierenden Integrators bei einem Eingangspuls, der einer Ladung von  $16 \text{ pC}$  entspricht. Die gestrichelte Linie stellt den Ausgangspuls des Integrators dar.

Mit diesem Integrator wurde bei einer peakingtime von  $2 \mu\text{s}$  des Shapers die Linearität der Schaltung bei Eingangsladungen bis  $300 \text{ pC}$  simuliert. In Abb. 58 sind die Ausgangsspannungen von Vorverstärker und Shaper (für  $U_{aus}(t_{peak} = 2\mu\text{s})$ ) gegen die entsprechende Eingangsladung aufgetragen. Im gesamten Eingangsladungsbereich bis  $320 \text{ pC}$  zeigen beide Baugruppen lineares Verhalten.

Der gesamte Schaltplan mit den drei Baugruppen und den entsprechenden Werten der Bauteile ist in Abb. 60 dargestellt.

In der Abb. 59 sind die entsprechenden Signale der 'Viewpoints' des Schaltplans 60 bei zwei verschiedenen Eingangsladungen {oben:  $Q_{ein} = 16 \text{ pC}$ , unten  $Q_{ein} = 200 \text{ pC}$ } dargestellt. Das Integratorsignal fällt mit einer Zeitkonstanten  $\tau \approx 2.35\mu\text{s}$  ab. Der Überschwinger des bipolaren Shapers ist nach  $\approx 28\mu\text{s}$  abgeklungen. Bei der peakingtime des Signals von  $2\mu\text{s}$  öffnet der Schalter der S&H-Stufe und hält diesen Spannungswert konstant.

Diese aktive Stufe entspricht somit in der Simulation den Anforderungen

- Linearität im geforderten Eingangsladungsbereich bis  $300 \text{ pC}$
- Generierung des Ausgangssignals zur Zeit  $t_{hold} \equiv t_{peak} = 2\mu\text{s}$

und wäre als Ersatz für den VA-Chip bei der PMT Auslese einsetzbar.

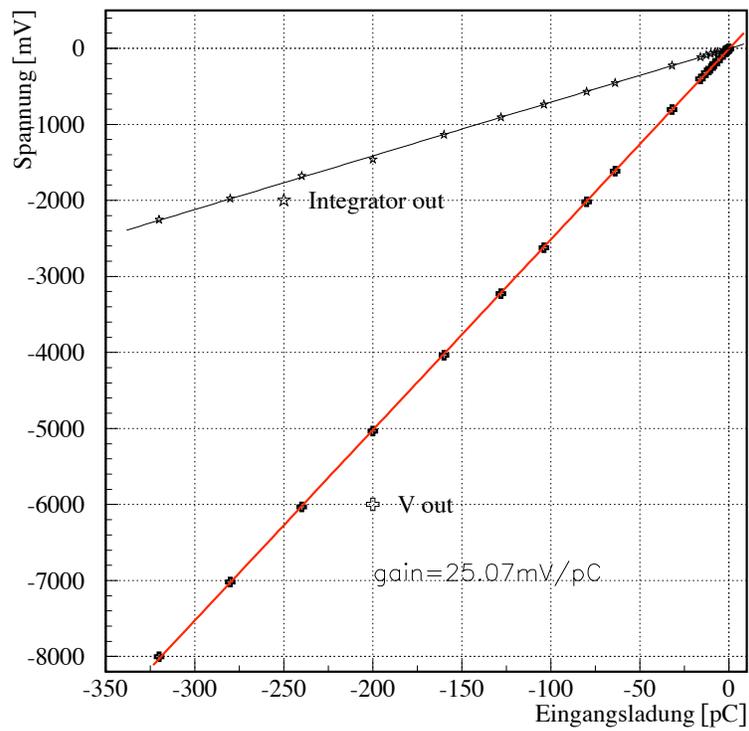


Abbildung 58: Ausgangsspannungen von Integrator und Shaper gegen Eingangsladungen (für den Shaper  $U_{aus}(t_{peak} = 2\mu s)$ )

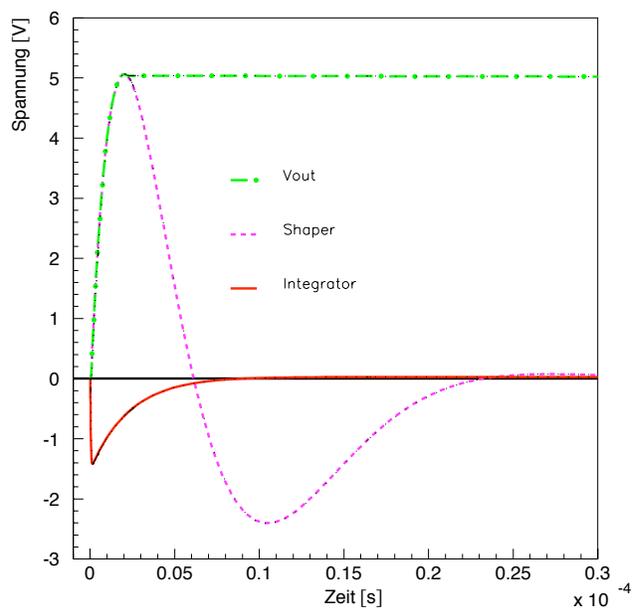
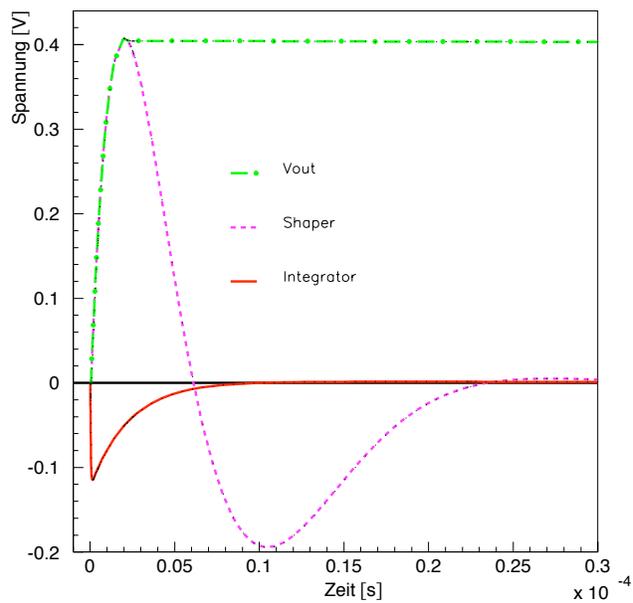


Abbildung 59: Signalverhalten von Integrator, Shaper und S&H Einheit. oben: Eingangsladung 16 pC, unten: Eingangsladung 200 pC. Die entsprechenden Abgriffe sind im Schaltplan Abb. 60 zu finden.

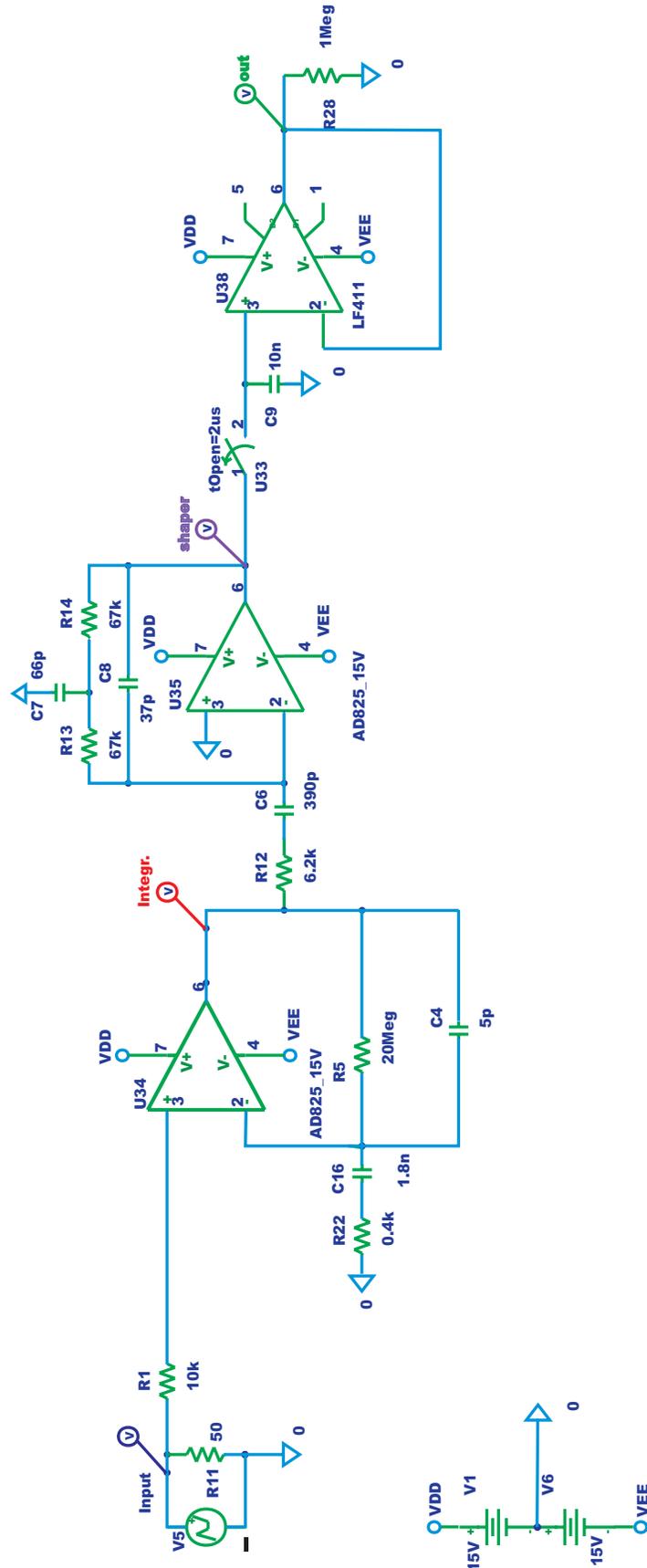


Abbildung 60: Simulierter Schaltplan mit den drei Baugruppen Integrator, Shaper und S&H Einheit, der Eingangsladungen bis 300pC verarbeiten kann.

## 7 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war der Aufbau eines Cosmicmesstandes, mit dem der AMS-02 Übergangsstrahlungsdetektor TRD mit Myonen aus der Höhenstrahlung getestet werden kann. Dieser Teststand wurde aus 2 Lagen von Szintillationszählern aufgebaut, zwischen denen sich ein Eisenabsorber der Stärke 18 cm befindet. Die obere Lage, bestehend aus 9 Szintillatoren, ist senkrecht zur unteren Lage, bestehend aus 10 Szintillatoren angeordnet, bei einer aktiven Triggerfläche von  $2200\text{mm} \cdot 2275\text{mm}$ . Die Bestimmung der Effizienz des Übergangsstrahlungsdetektors wird durch die Bestimmung des Teilchendurchgangs durch Detektor und Cosmicmesstand ermöglicht. Aus den Pulshöhenquotienten der beiden diametralen Photomultiplier (PMT) jedes Szintillators wurde eine mittlere Ortsauflösung in Längsrichtung des Szintillators von 24 cm ermittelt. Dazu wurden die Absorptionslängen der 19 Szintillatoren bestimmt, sowie 52 PMT bezüglich Verstärkung und Signal/Rausch-Verhalten charakterisiert.

Zur ereignisweisen Rekonstruktion der Teilchenspür müssen die Photomultipliersignale des Cosmicmesstandes in das Auslesesystem des TRD implementiert werden. Es wurden zwei Möglichkeiten der Signalverarbeitung mit dem VA-DAQ untersucht. Die passive Lösung besteht aus der Signalabschwächung der PMT Pulse mit Ladungen von kleiner 300 pC durch ein R-C Glied. Es wurden verschiedene R-C Kombinationen getestet, damit das abgeschwächte Signal bei  $\sim 2\mu\text{s}$  im 'shaper' des VA-Chips sein Signalmaximum erreicht. Diese sog. 'peakingtime' ist durch den Shaper des VA-Chips bei der Verarbeitung der Signale der Proportionalröhrchen vorgegeben. Mit den ermittelten Werten  $33\text{ k}\Omega$  für  $R_1$  und  $1.8\text{ nF}$  für  $C_1$  für die Signalabschwächung wurde eine Abschwächerplatine bestückt. Mit dieser Auslekette, bestehend aus Abschwächerplatine und VA-Chip, konnte gezeigt werden, daß die PMT-Signale des Cosmicmesstandes mit einem Signal/Noise Verhältnis von  $\simeq 10$  implementiert werden können.

Als aktive Lösung wurde ein Schaltplan, bestehend aus Integrator, Shaper und Sample&Hold- Einheit mit PSPICE 8 entworfen und simuliert, der anstelle des VA-Chips benutzt werden kann. In der Simulation wurde gezeigt, daß mit diesem Layout PMT-Signale direkt, ohne Abschwächerplatine verarbeitet werden können und diese Stufe zur Zeit  $t_{hold} \equiv t_{peak} = 2\mu\text{s}$  im geforderten Eingangsladungsbereich bis 300 pC linear arbeitet. In der Simulationsstudie wäre diese Stufe als Ersatz für den VA ohne Abschwächerplatine, für PMT-Pulse als Eingangssignale, nutzbar.

## A Anleitung zur Steuerung des HV 1440 von LeCroy

Steuerung der Spannungsversorgung der Photomultiplier

Die Spannungsversorgung der PMT erfolgt mit dem LeCroy HV 1440.

Das Gerät wird mit dem Q-BASIC Programm COSMHV.BAS gesteuert. Das File PMHV2.TXT enthält die Werte der jeweiligen Spannung der Photomultiplier. Es werden die Multiplier in der Reihenfolge: untere Lage links, untere Lage rechts, obere Lage links, obere Lage rechts eingelesen.

Da der linke 30 V / 30 A Block (1441) des 1440 nicht funktioniert, sind nur die Slots 8 bis 16 verwendbar. Die Hochspannungssteckkarten des Typs 1443 mit je 16 Kanälen nutzen die Steckplätze 8 - 10.

Die Zuordnung zwischen Slot/Plug und PMT ist im Anhang C.2 detailliert aufgeschlüsselt. xy = Nummer der Szintillatoren von 1 bis 21, von denen 19 genutzt werden. Als links wird die Seite bezeichnet, an der sich die roten Aufkleber 'SZ xy' auf den Multiplierbasen der Szintillatoren befinden. Alle Szintillatoren einer Lage sind gleich ausgerichtet. Diese schematische Zeichnung der Anordnung der Szintillatoren und der Photomultiplier im Reinraum ist in Abbildung 36 und im File cmessmass.eps dargestellt.

Gebrauch des Programms COSMHV.BAS

Starten des Programms QBASIC.

Wählen des Files COSMHV.BAS, starten des Programms mit F5.

Der Controller 1445 des 1440 Systems meldet sich mit

LeCroy 1445A Version 3.1 WARNING: Uncalibrated operation Cold start on reboot The high voltage is currently off
--

Die Hochspannung wird ausschließlich durch manuelle Eingabe (s.u) aktiviert!

## Belegung der Funktionstasten

F2: STARTUP-Sequence einleiten. (Strombegrenzung und Ramp setzten)

F3: Einlesen und übermitteln der Spannungswerte der PMT aus dem File PMHV2.TXT an den Controller.

F4: Überprüfen von Soll- und Ist Spannungen eines spezifizierten Slots.

F5: Testmodus: Alle Kanäle werden auf 1000 V Ausgangsspannung eingestellt und abgefragt.

ESCAPE: Verlassen des Programms

RETURN (CR) oder SPACE aktiviert den manuellen Eingabemodus. Verlassen des Programms im manuellen Eingabe Modus: x eingeben (CR).

Ein- und Ausschalten der Hochspannung ausschließlich im manuellen Eingabemodus:

'ON' eingeben, (CR) schaltet die Hochspannung ein. Eingabe von 'OFF' (CR) schaltet die HV aus.

Wenn der Controller ordnungsgemäß antwortet, wechselt rechts oben im Bildschirm ein rotes Quadrat auf grün, ansonsten wird eine Fehlermeldung ausgegeben.

## Syntax und Befehle im manuellen Eingabe Modus

SHOW STATUS	Anzeige aktueller Status
WRITE(slot, channel) -u	alternativ
WRITE(slot, num1-num..) -u1, -u2, -u..	Spannungen auf Kanäle schreiben
READ (slot, num1-num2)	Soll-und Ist-Spannungen auslesen
HELP	HILFE Datei, alle Befehle
ON	Hochspannung einschalten
OFF	Hochspannung ausschalten

mit num1 bis num.. als Anzahl der angesteuerten Kanäle und -u1, -u2, -u.. als zugehörige Spannungen.

## B Elektronik

### B.1 Laplace-Transformation

Die verwendeten Eigenschaften der Laplacetransformation sind hier kurz zusammengefasst.

- Die Laplacetransformation  $\mathcal{L}$  kann im Gegensatz zur Fouriertransformation auf einseitig begrenzte Signale angewendet werden.  $\mathcal{L}$  ist definiert als

$$\mathcal{L}\{f(t)\} = \int_0^{\infty} e^{-st} f(t) dt = F(s) \quad (24)$$

$$\text{und } s = \sigma + i\omega \quad (25)$$

- Die Faltung des Eingangssignals mit der Übertragungsfunktion des Filters im Originalbereich wird zu einer Multiplikation im Bildbereich. Aus der Beschreibung  $g(t) = f(t) * h(t)$  wird im  $\mathcal{L}$  - Raum  $G(s) = F(s) \cdot H(s)$  mit  $f(t)$  als Eingangssignal,  $h(t)$  als Übertragungsfunktion,  $g(t)$  als Antwortsignal und den Größen im  $\mathcal{L}$  - Raum

$$\begin{aligned} f(t) &\longrightarrow F(s) = \mathcal{L}\{f(t)\} \\ g(t) &\longrightarrow G(s) = \mathcal{L}\{g(t)\} \\ h(t) &\longrightarrow H(s) = \mathcal{L}\{h(t)\} \end{aligned} \quad (26)$$

- Die Rücktransformation des errechneten Antwortsignals  $G(s)$  in den Originalbereich wird mit dem Bromwich-Integral <sup>48</sup> durchgeführt. Bei der Integration über  $\omega$  wird ein Wert  $c$  oberhalb der Konvergenzabszisse gewählt damit alle Singularitäten ausserhalb des Integrationsraumes liegen, d.h.  $F(s)$  ist in  $\mathcal{R}e s > c$  analytisch. Aus der Definition 25 kann mit  $ds = i d\omega$  die inverse Laplacetransformation

$$\mathcal{L}^{-1}\{G(s)\} = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{st} G(s) ds = g(t) \quad (27)$$

berechnet werden.

---

<sup>48</sup>inverse Laplace-transformation

- Korrespondenz der laplacetransformierten

$$\text{Integrationsatz } \mathcal{L}\left\{\int_0^t f(\tau) d\tau\right\} = \frac{1}{s} \mathcal{L}\{f(t)\} = \frac{1}{s} F(s)$$

Originalfunktion $f(t)$	Bildfunktion $F(s)$
Dirac-Stoß $\delta(t)$	1
Sprungfunktion $\sigma(t)$	$\frac{1}{s}$
Fallende Exponentialfunktion $e^{-\alpha t}$	$\frac{1}{s + \alpha}$
Exponentialfunktion $1 - e^{-\alpha t}$	$\frac{\alpha}{s(s + \alpha)}$
$\frac{t^{n-1}}{(n-1)!} e^{\alpha t}$	$\frac{1}{(s - \alpha)^n}$
Gedämpfte Sinusfunktion $\frac{C}{\beta} e^{-\alpha t} \sin(\beta t)$	$\frac{C}{(s + \alpha)^2 + \beta^2}$

Tabelle 7: *Verwendete Laplacetransformationen*

- Berechnung der Übertragungsfunktion des idealen invertierenden Integrators.

Die Eingangsspannung  $u_e$  am invertierenden Eingang hat einen Strom  $i_e = \frac{u_e}{R_1}$  zur Folge, der über den Integrationskondensator  $C_4$  aufintegriert wird.

$$u_a \approx -A_0 \cdot \frac{1}{C} \int_{t_0}^{t_1} i_e dt \quad (28)$$

$$A_0 = \frac{R_5}{R_1} \quad (29)$$

Der Eingangsstrom  $i_{ein}$ , der die Ladung  $Q_{ein}$  trägt, kann mit  $i_{ein} = Q_{ein} \cdot \delta(t)$  dargestellt werden, wenn die Shapingzeit der folgenden Stufe groß gegen die Signallänge des Eingangssignals ist. Mit dem Integrationsatz und der Laplacetransformierten  $I_{in}(s) = Q_{ein}$ ,

wird die Übertragungsfunktion

$$G(s) = \frac{U_a(s)}{U_e(s)} = -A_0 \cdot \frac{Q}{C} \frac{1}{s} \quad (30)$$

errechnet.

Die Rücktransformation liefert  $U_a(t) = -\frac{R_5}{R_1} \cdot \frac{Q}{C}$  mit einer Verstärkung  $A_0 = \frac{R_5}{R_1}$  und einem Spannungssprung als Antwort, dessen Höhe  $U_0$  proportional zur Eingangsladung  $Q_{ein}$  ist.

- Berechnung der Übertragungsfunktion des Shapers  
Die Eingangsfunktion des CR-RC Shapers ist die Stufenfunktion des Integrationsvorverstärkers. Mit den Laplacefunktionen von CR-Differentiator  $\frac{s}{s+\alpha}$ , und RC-Integrator  $\frac{\alpha}{s+\alpha}$  wird bei gleicher Zeitkonstante  $\tau$  die Transferfunktion  $G(s) = \frac{s\alpha}{(s+\alpha)^2}$  errechnet. Mit der laplacetransformierten der Eingangsstufenfunktion  $\mathcal{L}\{U_{in}\} = \frac{U_0}{s}$  wird

$$U_{aus}(t) = U_0 \frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (31)$$

bestimmt. Bei verschiedenen Zeitkonstanten von Differentiator und Integrator wird

$$U_{aus}(t) = \frac{U_0 \cdot \tau_{dif}}{\tau_{dif} - \tau_{int}} \left\{ e^{-\frac{t}{\tau_{dif}}} - e^{-\frac{t}{\tau_{int}}} \right\} \quad (32)$$

### B.1.1 Realer Integrator

Wie in Abbildung 60 gezeigt, fällt das Integratorsignal mit der Zeitkonstanten  $\tau_1 \approx 2.35\mu s$  ab. Die Beschreibung des Ausgangssignals des realen Integrators kann mit

$$V_{out}(t) = \frac{Q_{ein} \tau_1}{C(\tau_1 - \tau_2)} \cdot \left\{ e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right\} \quad (33)$$

beschrieben werden, mit  $\tau_1 = R_{fb} \cdot C_{fb}$  und  $\tau_2$  als Funktion von Transistorkapazität, Detektorkapazität und den Leitwerten der Ein- und Ausgangsstufen. Im Falle  $\tau_1 \gg \tau_2$ , kann das Ausgangssignal gegenüber einer PMT Pulsdauer von 60 ns als Stufe betrachtet werden, das mit dem Term  $e^{-\frac{t}{\tau_1}}$  langsam abfällt.

## B.2 Filter

Der verwendete VA-Chip ist ein  $CR-(RC)^2$  Shaper, d.h. das Signal durchläuft eine doppelte Integration.

Bei Verwendung der gleichen Zeitkonstanten  $\tau$  für RC-Differentiation und  $n$  RC-Integratorstufen, ist die Antwort des Filters abhängig von der Anzahl  $n$ . Das Ausgangssignal nähert sich der Gausschen-Pulsform an mit:

$$U_{aus}(t) = U_0 \left(\frac{t}{\tau}\right)^n e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (34)$$

Die Vorteile eines solch geschapten Pulses ist das schnellere Abklingen auf die Baseline, sowie ein besseres S/N Verhältnis im Vergleich zu einem CR-RC Shaper.

Die Rauschbetrachtung ist hier nur kurz skizziert.<sup>49</sup>

Die zwei frequenzunabhängigen Quellen, Schrotrauschen und thermisches Rauschen, werden als weißes Rauschen[21] bezeichnet, während das Funkelrauschen, auch  $\frac{1}{f}$  Rauschen genannt, frequenzabhängig diesem Verlauf folgt. Für das zeitliche Mittel des Rauschspannungsquadrates gilt  $\langle u_i^2 \rangle = A_f \cdot \frac{df}{f}$ . Funkelrauschen und thermisches Rauschen werden als serielles Rauschen durch eine Rauschspannungsquelle am Eingang des Filters mit  $u_r$  als spektrale Dichte der Eingangsausspannung repräsentiert. Für das thermische Rauschen gilt beispielsweise  $u_{therm} = \sqrt{\langle u_{therm}^2 \rangle} = \sqrt{4kT \cdot R_{seriell} \left[\frac{A}{\sqrt{Hz}}\right]}$  mit  $\langle u_{therm}^2 \rangle$  als zeitlichem Mittel des seriellen Rauschspannungsquadrates.

( $k$ = Boltzmann Konstante,  $T$ =Temperatur in Kelvin)

Paralleles Rauschen wird in Serie mit dem Eingangssignal generiert und als eine Rauschstromquelle mit  $i_r$  als spektraler Dichte des Eingangsausstroms betrachtet. Mit der Annahme, dass das Signalmaximum des geschapten Pulses nur eine Funktion von den Zeitkonstanten des Shapers ist,

$$U_{aus}(t) = U_0 \frac{Q_{ein}}{C_i} \cdot F_{shaper}(\tau_{dif}, \tau_{int})$$

$$\text{wird die ENC}^{50} = \frac{U_{noise}}{U_{aus}} \cdot Q_{ein}$$

$$\text{als ENC} = \sqrt{u_r^2 C_g^2 \frac{F_u}{t_{peak}} + i_r^2 t_{peak} F_i + A_f C_g^2}$$

<sup>49</sup>Eine ausführliche Betrachtung des Rauschens ist in [20] und [15] zu finden

<sup>50</sup>Equivalent Noise Charge, definiert als die Ladungsmenge, für die S/N = 1 gilt.

als Wurzel der Quadratischen Summe der parallelen und seriellen Rauschverteilungen beschrieben[29].

$C_g$  bezeichnet dabei die Summe der Kapazitäten des Eingangskreises (Streu-  
kapazitäten, Eingangskapazität des Vorverstärkers, ...)

$t_{peak}$  die charakteristische Shapingzeit, d.h. Peakingtime

$F_i, F_u$  sind die filterabhängigen Rauschfaktoren.

In Abb. 61 ist die ENC in Abhängigkeit der Shapingzeit dargestellt. Im Vergleich mit anderen Filtertypen CR-RC<sup>n</sup> ist bei gleicher Peakingtime für  $n = 2$  der Filterkoeffizient  $F_u$ , und damit das serielle Rauschen minimal [9].

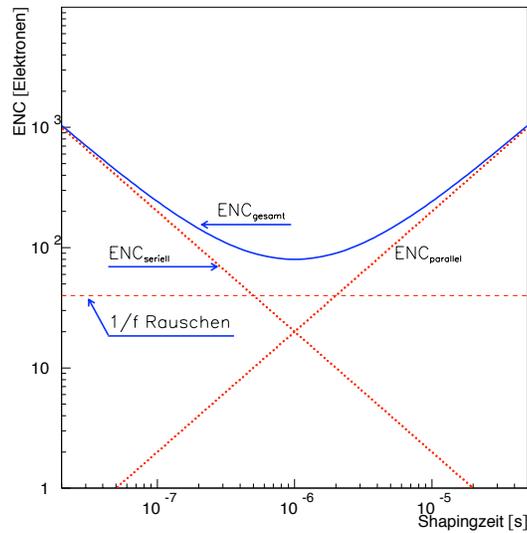


Abbildung 61: Darstellung der ENC als Summe der einzelnen Rauschquellen gegen die Shapingtime.

### B.2.1 Überschwinger und Pol-Nullstellen Kompensation

Der exponentielle Abfall des Integratorsignals (vgl. Abb. 60) entspricht der Antwort eines CR-Differentiators auf ein Stufensignal als Eingangspuls. Die Transferfunktion dieses Filters ist

$$\frac{\tau_1 s}{1 + s\tau_1} \quad (35)$$

Dieses Signal ist das Eingangssignal des CR-Differentiator des Shapers, diesmal mit der Zeitkonstanten  $\tau_2$ , so dass die gesamte Transferfunktion mit

$$G(s) = \frac{\tau_1 \tau_2 s^2}{(1 + s\tau_1)(1 + s\tau_2)} \quad (36)$$

Diese zwei Polstellen des Nenners lassen einen einfachen exponentiellen Abfall nicht zu. Der Puls bekommt einen Überschwinger, der zu einer unerwünscht langen Totzeit führt. Die Kompensation dieses Überschwingers wird als Pol-Nullstellen Kompensation <sup>51</sup> bezeichnet, und schaltungstechnisch mit dem T-Brückenglied im Integratorzweig des Shapers realisiert[7].

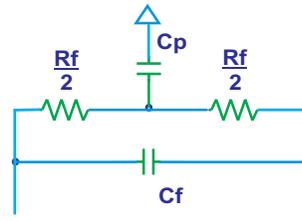


Abbildung 62: T-Brückennetzwerk zur Pol-Nullstellenkompensation.

Durch die Gleichstromankopplung der PMT in der aktiven Lösung ist aus Stabilitätsgründen ein bipolarer CR-RC Shaper verwendet worden, der die Nullinienschwankung <sup>52</sup> minimiert, da der Ausgangspuls gleichgroße Flächen um die t-Achse produziert.

In erster Näherung wird der Ausgangspuls des bipolaren Shapers als stark gedämpfte Schwingung mit der Übertragungsfunktion  $G(s) = \frac{C}{(s+\alpha)^2+b^2}$  als

$$U_{aus}(t) = U_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \cdot \sin\left(\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (37)$$

beschrieben.

---

<sup>51</sup>pole-zero cancellation

<sup>52</sup>baselineshift

### B.3 Daten des OPV's AD 825

Ausgewählte Daten des Operationsverstärkers AD825,  $V_S = \pm 15V$

Parameter	Condition	AD825A, typ.	Unit
Unity Gain Bandwidth		26	MHz
Slew Rate	$R_{Load} = 1k\Omega, G = 1$	140	$\frac{V}{\mu s}$
Settling time to 0.1 %	0V-10V Step $A_v = -1$	150	ns
Input bias current		15	pA
Input offset current		20	pA
Common mode rejection		80	dB
Input voltage noise	f=10kHz	12	$\frac{nV}{\sqrt{Hz}}$
Input current noise	f=10kHz	10	$\frac{fA}{\sqrt{Hz}}$
Input resistance		$5 \cdot 10^{11}$	$\Omega$
Input capacitance		5	pF
Offset drift		10	$\frac{\mu V}{\circ C}$

Tabelle 8: Daten des OPV AD 825

## C Pläne und Detailzeichnungen

### C.1 Bestimmung der Absorptionslänge von Szintillatoren

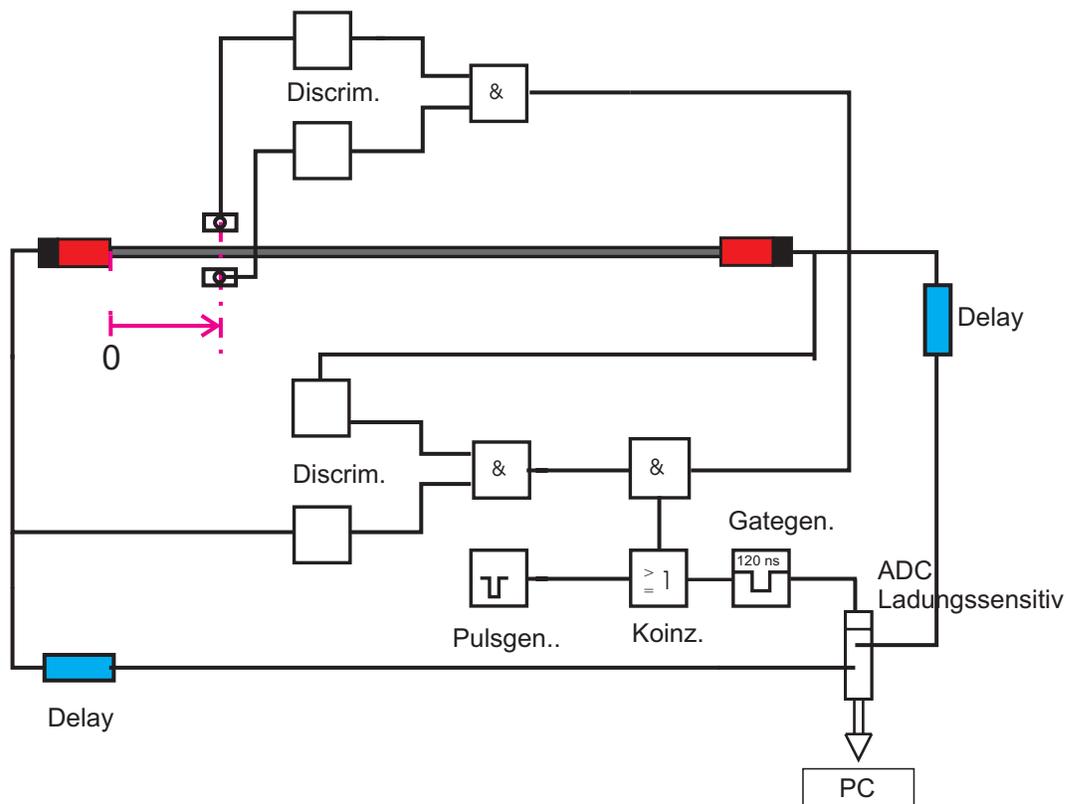


Abbildung 63: Messaufbau zur Bestimmung der Absorptionslänge der Szintillatoren. Die Verschaltung durch die drei UND-Koinzidenzen stellt sicher, dass ein Teilchendurchgang nur dann aufgezeichnet wird, wenn alle 4 PMT das Signal detektiert haben (vgl. Abschnitt 3.5).

## C.2 Kabelplan für Spannungsversorgung und Daten

Szintillator Nummer	PMT Nummer	Lemo- Kabel	HV- Kabel	Le Croy 1440 Slot / Plug	Voltage from file
20	0	W1	A1	8 - 0	2010
8	3	W2	A2	8 - 1	2020
2	176	W3	A3	8 - 2	2040
18	164	W4	A4	8 - 3	2040
21	153	W5	A5	8 - 4	2070
11	110	W6	A6	8 - 5	1980
7	106	W7	A7	8 - 6	1980
19	58	W8	A8	8 - 8	2050
9	122	W9	A9	8 - 9	2000
10	35	W10	A10	8 - 10	2010
20	125	Z1	C1	8 - 11	2020
8	62	Z2	C2	8 - 12	2030
2	2	Z3	C3	8 - 13	2160
18	1	Z4	C4	8 - 14	2120
21	210	Z5	C5	8 - 15	2350
11	12	Z6	C6	9 - 0	2000
7	126	Z7	C7	9 - 1	2190
19	67	Z8	C8	9 - 2	2040
9	145	Z9	C9	9 - 3	2050
10	146	Z10	C10	9 - 4	2050
13	144	Y2	B2	9 - 5	2050
3	11	Y3	B3	9 - 6	2270
1	68	Y4	B4	9 - 7	2050
6	66	Y5	B5	9 - 8	2100
5	185	Y6	B6	9 - 9	2120
12	27	Y7	B7	9 - 10	2030
17	87	Y8	B8	9 - 11	2100
14	186	Y9	B9	9 - 12	2050
4	109	Y10	B10	9 - 13	1980
13	70	X2	D2	10 - 0	2030
3	121	X3	D3	10 - 1	2050
1	163	X4	D4	10 - 2	2100
6	1000	X5	D5	10 - 3	2130
5	65	X6	D6	10 - 4	2050
12	209	X7	D7	10 - 5	2180
17	120	X8	D8	10 - 6	2110
14	130	X9	D9	10 - 7	2060
4	52	X10	D10	10 - 8	2030

Tabelle 9: *Alphanumerische Bezeichnungen der Kabel für Spannungsversorgung und Daten der PMT*

## D Szintillatorparameter für das Programm LICOBIX

Laenge:	2275.0mm	(len)
Laenge der Rueckseite x:	240.0mm	(rsx)
Laenge der Rueckseite y:	10.0mm	(rsy)
Laenge der Front x:	240.0mm	(fsx)
Laenge der Front y:	10.0mm	(fsy)
OA:	1.000	(oa)
no:	1.580	(no)
nao:	1.580	(ne)
Absorptionslaenge:	1470.0mm	(labs)
Streulaenge:	0.0mm	(lsca)
Oberfl.-Streu-Wkeit:	0.000	(surfsca)
Wellenlaenge:	423.0nm	(lambda)
Verpackungsparameter:		
Verpackungsreflektivitaet:	0.90	(ref)
Verpackungsabstand: metallische Reflexion	0.1mm	(dist)
Kittparameter:		
Kittlaenge x:	240.0mm	(lgluex)
Kittlaenge y:	10.0mm	(lgluey)
Kittbedeckung:	1.000	(gluecov)
Kittdicke:	0.1mm	(glue)
n Kitt:	1.46	(nglue)
Absorptionslaenge Kitt:	10.0mm	(absglue)
Refl. der Kittverp: metallische Reflexion	1.0	(refglue)
Detektorparameter:		
Detektorlaenge x:	110.0mm	(ldetx)
Detektorlaenge y:	4.6mm	(ldety)
Detektorbedeckung:	0.210	(cover)
n Detektor:	3.45	(nsi)
n Passivierung:	1.70	(npassiv)
Dicke der Passivierung:	50.0nm	(pthick)
Detektor Anzahl:	1	(apds)

Tabelle 10: *Verwendete Parameter des Programms LICOBIX*

## Abbildungsverzeichnis

1	Explosionszeichnung des AMS-02 Detektors . . . . .	5
2	Aufbau der Kammerwand . . . . .	6
3	Schnitt durch Kammermodul . . . . .	7
4	Photo eines Moduls . . . . .	7
5	Oktagon mit 2 Kammern . . . . .	8
6	Modell des Oktagons . . . . .	8
7	Effizienter Aufbau des Cosmicmessstandes . . . . .	9
8	Cosmicmessstand . . . . .	10
9	Photo: Messstand im Reinraum . . . . .	11
10	Jablonski-Diagramm . . . . .	15
11	Reflexionsmechanismen des Szintillators . . . . .	17
12	Masszeichnung Szintillator . . . . .	18
13	Spektralanalyse . . . . .	20
14	Messstand Szintillatoren . . . . .	21
15	Cosmicspektren bei Messposition $x = 72$ cm . . . . .	22
16	Vergleich der Absorptionslängen Daten und Simulation . . . . .	24
17	Absorptionslänge des Szintillators 20 . . . . .	25
18	Verteilung der Absorptionslängen der Szintillatoren . . . . .	26
19	Ortsauflösung längs des Szintillators . . . . .	28
20	Eichkurve gemessener Ort versus errechneter Ort . . . . .	28
21	Schema eines Photomultipliers . . . . .	29
22	Einsatzspannung der PMT, Bedingung für den worst-case . . . . .	30
23	LED und Szintillatorhistogramm, Gausskurve . . . . .	31
24	Messtand Photomultiplier . . . . .	32
25	PMT Puls der vollständig im Gate liegt . . . . .	33
26	Pulshöhenspektren bei 2 verschiedenen Spannungen . . . . .	34
27	Verstärkung der PMT und Verteilung . . . . .	34
28	Photoelektronen und Excess-Noise . . . . .	35
29	Verteilungen der PMT . . . . .	36
30	Ersatzschaltbild PMT . . . . .	39
31	Pulsform . . . . .	40
32	Schematic der PMT-Basis . . . . .	42
33	Strom-Spannungskennlinie der Basis . . . . .	43
34	Triggerkonzept . . . . .	46
35	Cosmicmessstand im Reinraum und Elektronikbarracke . . . . .	47
36	Lageplan der SZ. und PMT des Cosmicmessstandes im Reinraum . . . . .	48
37	TRD auf Cosmicmessstand . . . . .	49
38	Prinzipskizze des VA-Chips . . . . .	51
39	VA-Auslese mit Anpassungsschaltung . . . . .	52

40	Abschwächerplatine, Prinzipskizze . . . . .	53
41	Schematischer Testaufbau der VA-Auslese mit PMT-Pulsen . .	54
42	Peakingtime von PMT-Pulsen . . . . .	55
43	TMS Aufnahme mit Oszilloskop . . . . .	56
44	Ladungskalibration ADC 2249 und VA-Chip . . . . .	58
45	Kalibration der Abschwächerplatine . . . . .	59
46	Testaufbau zur parallelen Auslese VA und CAMAC. . . . .	61
47	Vergleich zwischen VA und CAMAC Auslese . . . . .	62
48	Vergleich der Ortsauflösungen für VA und CAMAC . . . . .	63
49	Cosmicspektrum eines Triggerszintillators mit VA-Auslese . .	65
50	VA-Auslese der Kammer 1549 . . . . .	66
51	Vergleich der Cosmicspektren VA und CAMAC . . . . .	67
52	Integrator Standard . . . . .	69
53	PSPICE Simulation eines Standardintegrators . . . . .	70
54	Prinzipskizze des Shapers . . . . .	70
55	Prinzipskizze der S&H Stufe . . . . .	71
56	Schaltplan des nicht-invertierenden Integrationsvorverstärkers	72
57	PSPICE Simulation des nicht-invertierenden Integrators . . . .	73
58	Linearität der Baugruppen Integrator und Shaper . . . . .	74
59	Signale von Integrator, Shaper, S&H-Einheit . . . . .	75
60	Entwickelter Schaltplan . . . . .	76
61	ENC als Summe der einzelnen Rauschquellen versus shapingtime	84
62	Pole-zero cancellation . . . . .	85
63	Detailplan zur Absorptionslängenbestimmung . . . . .	87

## Tabellenverzeichnis

1	Datenblatt des Szintillators NE 102 . . . . .	18
2	Szintillatordaten für des Programms Licobix . . . . .	23
3	Vergleich der Absorptionslängen des Szintillators Nr. 18 . . . . .	23
4	Gemessene Absorptionslängen der Szintillatoren . . . . .	26
5	Tabelle der PMT-Daten . . . . .	38
6	Vergleich der Zeitkonstanten . . . . .	41
7	Korrespondenz der Laplacetransformierten . . . . .	81
8	OPV AD 825 . . . . .	86
9	Kabelplan HV und Daten . . . . .	88
10	Parameter des Programms LICOBIX . . . . .	89

## Literatur

- [1] U. Tietze, Ch. Schenk, *Halbleiter-Schaltungstechnik*, Springer Verlag (1991)
- [2] Meinke, Gundlach, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, Springer Verlag (1986)
- [3] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag (1988)
- [4] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D (2001)
- [5] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner (1987)
- [6] Electron Tubes, *9814B series data sheet*, Electron Tubes Limited, [www.electrontubes.com](http://www.electrontubes.com)
- [7] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement, sec. ed.*, Wiley & Sons (1989)
- [8] E. Fairstein, *Linear unipolar pulse shaping*, IEEE Transaction and Nuclear Science, Vol.37 No.2 (1990)
- [9] P. Franzini, *Noise and Pile-up in Liquid sampling Calorimeters*, Columbia University
- [10] G. Giorginis, *A low noise preamplifier-filter system*, NIM A294 (1990) 563-574
- [11] IDE-AS, *Integrated Detector and Electronics AS*, [www.ideas.no](http://www.ideas.no)
- [12] O. Kornadt, *Direkte Bestimmung der Anzahl der Neutrinofamilien*, Dissertation RWTH Aachen, PITHA 92/25 (1992)
- [13] O.C. Allcover, *Introduction to Cosmic Radiation*, Verlag Karl Thiemig (1975)
- [14] R. Edenhofer, *Untersuchungen an einem Prototypen des Übergangsstrahlungsdetektors für das AMS Projekt*, Diplomarbeit RWTH Aachen, (2000)
- [15] F. Tenbusch, *Untersuchung der Rauscheigenschaften von Halbleiterdetektoren und Elektronik aus GaAs im Hinblick auf ihre Verwendbarkeit in künftigen LHC Experimenten.*, Dissertation RWTH Aachen, PITHA 98/16 (1998)

- [16] P. Sellar, *Noise Analyses in linear electronic circuits*, NIM A 376, (1996) 229-241
- [17] J.B. Birks, *The Theory and Practice of Szintillation Counting*, Pergamon Press, (1964)
- [18] A.E. Sandström, *Cosmic Ray Physics*, North-Holland , (1965)
- [19] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, (1982)
- [20] H.W. Ott, *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems*, Wiley & Sons (1976)
- [21] C. Delaney, *Electronics for the Physicist*, Chichester , (1980)
- [22] V. Radeka, S. Rescia, *Speed and Noise limits in ionisation chamber calorimeters*, NIM A 265 (1988) 228-242
- [23] C. Grupen, *Particle Detektors*, Cambridge University Press, (1996)
- [24] F.S. Goulding, *Pulse-shaping in low-noise nuclear amplifiers*, NIM A 100 (1972) 493-504
- [25] Hamamatsu, *Hamamatsu Photonics, Technical Information*, www.hamamatsu.com ( 1998)
- [26] J. Orboeck, *A 20 layer prototype for the AMS Transition Radiation Detector (TRD): Beamtests, Data-Analysis, MC-Studies* , Dissertation in Vorbereitung, RWTH Aachen
- [27] M. Häring, *Lichtsammung in doppelbrechenden Kristallen*, Diplomarbeit RWTH Aachen, PITHA 99/8 (1999)
- [28] T. Kirn, *The AMS-02 TRD, A Detector designed for space*, Frascati Physics Series, INFN, Volume XXV, (2002) 161-172
- [29] W. Karpinski, *Private Mitteilung*
- [30] AMS Collaboration, *Search for Antihelium in Cosmic Rays*, Physics Letters B461 (1999) 387-396
- [31] AMS Collaboration, *Protons in Near Earth Orbit*, Physics Letters B472 (2000) 215-226

- [32] AMS Collaboration, *Helium in Near Orbit*,  
Physics Letters B494 (2000) 193-202
- [33] AMS Collaboration, *Cosmic Protons*,  
Physics Letters B490 (2000) 27-35
- [34] AMS Collaboration, *The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the  
International Space Station: Part1-results from the test flight on the  
space shuttle*, Physics Reports 366 (2002) 331-405