

Bastian Bathen

Aufbau eines Triggers
für Tests der ALICE-TRD-Supermodule
mit kosmischer Strahlung

— 2007 —

KERNPHYSIK

Aufbau eines Triggers
für Tests der ALICE-TRD-Supermodule
mit kosmischer Strahlung

Diplomarbeit

von

Bastian Bathen

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik

— Februar 2007 —

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	5
1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	5
1.1.1 Grundbausteine der Materie	5
1.1.2 Die Wechselwirkungen	8
1.1.3 Grenzen des Standardmodells	12
1.2 Quark-Gluon-Plasma	13
1.2.1 Bag-Modell	14
1.2.2 Gitterreichtheorie	15
1.2.3 Phasendiagramm	16
1.2.4 Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas	18
2 Grundlagen zur Teilchendetektion I	21
2.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie	21
2.1.1 Anregungen oder Ionisation von Atomen	22
2.1.2 Cherenkov-Licht	22
2.1.3 Übergangsstrahlung	24
2.2 Übergangsstrahlungsdetektoren	25
3 Experimentelles Umfeld	27
3.1 Large Hadron Collider	27
3.1.1 Erwartungen an den LHC	28
3.1.2 Die Experimente am LHC	28
3.2 ALICE - A Large Ion Collider Experiment	30

3.2.1	Aufgaben von ALICE	30
3.2.2	Aufbau von ALICE	31
3.3	Transition Radiation Detector	33
3.3.1	Aufgaben des TRD	33
3.3.2	Aufbau des TRD	33
3.3.3	Funktionsweise des TRD	34
4	Grundlagen zur Teilchendetektion II	39
4.1	Szintillatoren	39
4.2	Photomultiplier	41
4.3	Lichtleiter	42
4.4	Lichtausbreitung in Materie	43
4.5	Trigger	46
4.6	Das Koinzidenzprinzip	49
5	Kosmische Strahlung	51
5.1	Primäre kosmische Strahlung	51
5.2	Sekundäre kosmische Strahlung	52
5.3	Kosmische Strahlung auf Meeressniveau	54
6	Trigger-Aufbau für kosmische Strahlung	57
6.1	Aufgaben des Triggers	57
6.2	Mechanische Konstruktion des Triggers	58
6.3	Szintillatoren	63
6.3.1	Abschwächungslänge	64
6.3.2	Lichtschutz	66
6.4	Photomultiplier	68
6.5	Die Elektronik des Triggers	70
6.5.1	Das TREFI-08-Modul	71
6.5.2	Einstellen der Triggerschwellen	72
6.6	Die Signallaufzeiten	75
6.7	Lichtleiter	79
6.8	Abschätzung der Triggerrate	81

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	iii
7 Erste Test-Messungen	85
8 Zusammenfassung	89
A Technische Zeichnungen	I
B Datentabellen	V
Literatur	VII
Danksagung	XI

Einleitung

Physiker versuchen Gesetzmäßigkeiten zu finden, um Erscheinungen, die in der Natur beobachtet werden können, zu beschreiben. In der Teilchenphysik existiert das Standardmodell, das die existierenden Elementarteilchen und ihre Wechselwirkung erfolgreich erklären kann.

Nach dem Standardmodell bestehen die Bestandteile des Atomkerns, die Protonen und Neutronen, aus weiteren Bausteinen, den Quarks. Eine besondere Eigenart der Quarks als Elementarteilchen ist, dass sie nicht als freie Teilchen beobachtbar sind, sondern nur „gefangen“ in gebundenen Zuständen, wie den Protonen und Neutronen, existieren können. Es wird vermutet, dass dieses so genannte „Confinement“ bei sehr hohen Energiedichten aufgehoben sein könnte. Weltweit sind Physiker an Instituten und Forschungseinrichtungen auf der Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma, dem Materiezustand, in welchem sich die Quarks quasifrei bewegen können.

Um die Energiedichten zu erreichen, die für einen solchen Materiezustand erforderlich sind, werden große Teilchenbeschleuniger und -detektoren gebaut. Am RHIC¹ in Brookhaven (USA) gibt es Hinweise, dass das Quark-Gluon-Plasma tatsächlich hergestellt und nachgewiesen worden ist. Um dies zu bestätigen und die Eigenschaften des neuen Materiezustands genauer zu untersuchen, geht in diesem Jahr am europäischen Kernforschungszentrum CERN² der neue Teilchenbeschleuniger LHC (Large Hadron Collider) in Betrieb, mit dem noch nie beobachtbare Energiedichten produziert werden können.

Am LHC werden Bleikerne mit Schwerpunktsenergien von bis zu $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV}$ pro Nukleonpaar zur Kollision gebracht. Bei der Kollision entsteht eine Vielzahl von Teilchen, die Rückschlüsse auf den sich bei der Kollision bildenden Materiezustand

¹Relativistic Heavy Ion Collider, Beschleuniger relativistischer Schwerionen

²Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, Europäische Organisation für Kernforschung

liefern können. Zur Detektion der Teilchen wird an einem von vier Kollisionspunkten des LHC ALICE (A Large Ion Collider Experiment) aufgebaut.

ALICE ist ein Experiment, das sich aus verschiedenen Detektoren, die unterschiedliche Aufgaben übernehmen, zusammensetzt. Einer dieser Detektoren ist der TRD (Transition Radiation Detector, Übergangsstrahlungsdetektor).

Der TRD besteht aus 18 Supermodulen, die einzeln in das „Space Frame“ von ALICE eingeschoben werden können. Ein Supermodul wiederum ist unterteilt in 5 Stapel mit jeweils 6 Ebenen, d.h. 30 einzelnen Kammern. Die Supermodule werden am Institut für Kernphysik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster zusammengebaut. Vor dem Transport zum CERN sind die Supermodule zu testen. Dies geschieht mit Hilfe kosmischer Strahlung. Für diese Tests wird ein auf kosmische Strahlung empfindlicher Trigger benötigt. Diese Diplomarbeit bezieht sich auf den Aufbau dieses Triggers, der auch als „Cosmic-Trigger“ bezeichnet wird.

Bei der Datenakquisition mit den TRD-Supermodulen wird zur Bestimmung des Startzeitpunkts der Datennahme ein externes Signal benötigt. Dieses „Trigger“-Signal wird mit Hilfe des Cosmic-Triggers geliefert. Der Trigger besteht aus zwei Ebenen von Szintillationszählern. Zwischen diesen Ebenen lässt sich ein Supermodul platzieren. Die Geometrie des Cosmic-Triggers ist so angelegt, dass ein Teilchen, welches beide Ebenen des Triggers durchfliegt, ebenso das dazwischen befindliche TRD-Supermodul durchquert. Werden an beiden Ebenen des Cosmic-Triggers gleichzeitig Teilchen detektiert, so wird ein Trigger-Signal ausgegeben und damit die Datennahme am Supermodul ausgelöst.

Dieser Einleitung folgt in Kapitel 1 mit einer kurzen Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik ein Einblick, wie die Kern- und Teilchenphysiker die Natur betrachten. Gleichzeitig sollen aber auch die Grenzen aufgezeigt werden, an die das aktuelle Standardmodell stößt. Insbesondere wird auf das Quark-Gluon-Plasma näher eingegangen.

In Kapitel 2 werden die Grundlagen der Teilchendetektion behandelt. Hier sollen die Wechselwirkung von Teilchen in Materie erläutert und schon in Bezug zu der späteren Besprechung des ALICE-TRD weitere Einzelheiten zu Übergangsstrahlungsdetektoren angesprochen werden, bevor in Kapitel 3 das ALICE-Experiment und dessen TRD näher beschrieben wird.

In Kapitel 4 folgen weitere Grundlagen zur Teilchendetektion, die für das Verständnis des Cosmic-Triggers nötig sind, wie das Funktionsprinzip von Szin-

tillatoren, Photomultipliern und elektronischer Signalverarbeitung (Trigger, Koinzidenzprinzip). Die kosmische Strahlung wird in Kapitel 5 behandelt.

Dem Aufbau und dem Funktionsprinzip des Cosmic-Triggers für die ALICE-TRD-Supermodule, dem zentralen Thema dieser Arbeit, ist das Kapitel 6 gewidmet. In Kapitel 7 werden erste Messergebnisse mit einer TRD-Kammer, wie sie später in die Supermodule eingebaut wird, präsentiert.

In Kapitel 8 werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst.

1. Grundlagen

Zu Beginn soll ein Überblick über die aktuelle Sichtweise der Teilchenphysik auf die Bausteine der Materie gegeben werden. Dazu wird hier Grundlegendes über das Standardmodell der Teilchenphysik aufgezeigt.

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik [Per00, Ber06, Pov06] beschreibt die in der Natur vorkommenden Teilchen und ihre Wechselwirkungen. Das Fundament des Standardmodells bilden die Quantenfeldtheorien der drei elementaren Wechselwirkungen. Dies ist die Quantenchromodynamik (QCD) im Falle der starken Wechselwirkung und die Quantenelektrodynamik (QED) für die elektromagnetische Wechselwirkung. Im Glashow-Salam-Weinberg-Modell wird die Theorie der schwachen Wechselwirkung zusammen mit der QED zu einer einheitlichen Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung.

1.1.1 Grundbausteine der Materie

Nach dem Standardmodell bilden sechs Leptonen und sechs Quarks die fundamentalen Bausteine der Materie. Außerdem existiert zu jedem Elementarteilchen ein Antiteilchen mit gleicher Masse, gleicher Lebensdauer, jedoch entgegengesetzter Ladung. Die Antiteilchen werden im Folgenden - bis auf wenige Ausnahmen - nicht mehr explizit erwähnt.

Sowohl Leptonen als auch Quarks haben einen halbzahligen Spin ($\frac{1}{2}\hbar$) und folgen der Fermi-Dirac-Statistik. Sie werden als *Fermionen* bezeichnet. Für Fermionen gilt das Pauli-Prinzip.¹ Dessen Folge ist, dass zwei Fermionen nicht in demselben Quantenzustand sein dürfen.

¹Nach dem Pauli-Prinzip ändert sich unter Vertauschung zweier Fermionen das Vorzeichen der Wellenfunktion Ψ . D. h. die Wellenfunktion eines Systems aus Fermionen ist antisymmetrisch.

Tabelle 1.1: Eigenschaften der Leptonen (Daten aus [Yao06]).

Generation	Lepton	Ladung	Masse	mittl. Lebensdauer
		$\frac{Q}{ e }$	$m \text{ [eV/c}^2]$	$\tau \text{ [s]}$
1.	e	-1	$511 \cdot 10^3$	$> 4,6 \cdot 10^{26}$ Jahre
	ν_e	0	< 2	
2.	μ	-1	$105 \cdot 10^6$	$2,20 \cdot 10^{-6}$
	ν_μ	0	$< 0,19 \cdot 10^6$	
3.	τ	-1	$1777 \cdot 10^6$	$2,90 \cdot 10^{-13}$
	ν_τ	0	$< 18,2 \cdot 10^6$	

Leptonen

Leptonen ($\lambda\epsilon\pi\tau\omega\sigma$ [leptos] *gr.* = dünn [Ber06]) sind punktförmige (Radius $R < 10^{-18}$ m) Elementarteilchen, die der *elektroschwachen Wechselwirkung* gehorchen. Bekanntester Vertreter der Leptonen ist das *Elektron* (e^-). Weitere Vertreter sind das *Myon* (μ^-) und das *Tauon* (τ^-). Alle drei Teilchen haben eine negative Elementarladung $-|e|$. Auch sonst sind das Myon und das Tauon bis auf die höheren Massen ($\frac{m_\mu}{m_e} \approx 207$, $\frac{m_\tau}{m_\mu} \approx 17$ [Pov06]) dem Elektron ähnlich. Sie sind jedoch sehr instabil und zerfallen innerhalb kurzer Zeit (siehe Tabelle 1.1).

Aus dem schwachen Wechselwirkungsprozess des Elektrons, des Myons und des Tauons resultiert jeweils ein elektrisch neutraler Partner, das *Elektron-* (ν_e), das *Myon-* (ν_μ) und das *Tau-Neutrino* (ν_τ). Die Neutrinos haben im Standardmodell keine Masse. Experimente zur Neutrino-Oszillation haben jedoch gezeigt, dass zumindest zwei der drei Neutrinos eine Masse tragen. Die exakte Bestimmung der Massen der Neutrinos ist Bestandteil aktueller Forschung. Entsprechend sind in Tabelle 1.1 die nach aktuellem Stand ([Yao06]) bekannten Maximalwerte für die Massen der Neutrinos angegeben.

Das Elektron, das Myon und das Tau werden jeweils mit ihrem Neutrino als Teilchendublett einer Generation² zugeordnet:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

²Die Generationen werden manchmal auch als „Familien“ bezeichnet.

Die unten stehenden Komponenten der Teilchendoubletts haben dabei jeweils eine um eine Elementarladung geringere elektrische Ladung als die oben stehenden Komponenten.

Quarks

Quarks bilden in Kombination mit anderen Quarks *Hadronen*, wie zum Beispiel das Proton oder das Neutron. Teilchen aus zwei Quarks ($q\bar{q}$) sind *Mesonen* und Teilchen aus drei Quarks (qqq) *Baryonen*.³ Quarks und die daraus gebildeten Hadronen unterliegen neben der elektroschwachen zusätzlich auch der *starken Wechselwirkung*. Quarks werden, wie Leptonen, als punktförmig und elementar angenommen. Hadronen haben mit den Quarks als Konstituenten einen endlichen Radius. Als einzelne freie Teilchen kommen Quarks wegen dem Prinzip des *Confinements* (siehe Abschnitt 1.2) nicht vor.

Es gibt das *up*-, das *down*-, das *charm*-, das *strange*-, das *top*- und das *bottom*-Quark. Die Sorte der Quarks wird als „Flavour“ bezeichnet. Die sechs Quarks können - analog zu den Leptonen - drei Generationen zugeordnet werden:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Die jeweils oben stehenden Quarks jeder Generation (u, c, t) tragen die Ladung $+\frac{2}{3}|e|$ und die unten stehenden Quarks (d, s, b) die Ladung $-\frac{1}{3}|e|$. Auch hier haben die unten stehenden Komponenten - analog zu den Leptonen - wieder eine um eine Elementarladung geringere elektrische Ladung gegenüber den oben stehenden Komponenten.

Jedes Quark trägt eine „Farb“-Ladung (*Colour*): *Rot*, *Grün* oder *Blau*. Wie die elektrische Ladung eine Ladung der elektromagnetischen Wechselwirkung ist, ist die Farbladung eine Ladung der starken Wechselwirkung. Aus diesem Zusammenhang hat die Quantenchromodynamik ihre Bezeichnung erhalten. Wie später im Abschnitt 1.2 im Zuge der Beschreibung des Confinements klar wird, ist die Farbladung von entscheidender Bedeutung für die starke Wechselwirkung.

Die Farbladung ist ein weiterer innerer Freiheitsgrad der Quarks. Der Freiheitsgrad ergibt sich aus der Tatsache, dass die Quarks ansonsten das Pauli-Prinzip verletzen

³Darüber hinaus könnte es Teilchen aus mehr als drei Quarks geben, wie exotische Mesonen ($q\bar{q}q\bar{q}$) oder Pentaquarks ($q\bar{q}qq\bar{q}$). Diese wurden jedoch noch nicht nachgewiesen.

Tabelle 1.2: Die Eigenschaften der Quarks (Daten aus [Yao06]).

Generation	Quark	Ladung $\frac{Q}{ e }$	Masse m [eV/c ²]
1.	u	$\frac{2}{3}$	$(1,5 - 3,0) \cdot 10^6$
	d	$-\frac{1}{3}$	$(3 - 7) \cdot 10^6$
2.	c	$\frac{2}{3}$	$(1,25 \pm 0,09) \cdot 10^9$
	s	$-\frac{1}{3}$	$(95 \pm 25) \cdot 10^6$
3.	t	$\frac{2}{3}$	$(174 \pm 3) \cdot 10^9$
	b	$-\frac{1}{3}$	$(4,20 \pm 0,07) \cdot 10^9$

würden, dem sie als Fermionen unterliegen.⁴ In einem Baryon ist ein Quark jeder Farbe vertreten, die sich zu *Weiß* „addieren“, und in Mesonen trägt das Antiquark die entsprechende Antifarbe zum Quark. Hadronen sind also nach außen hin immer farbneutral.

Um die uns umgebende Materie darzustellen, reichen die Elementarteilchen der 1. Generation vollkommen aus. Alle Elemente des Periodensystems bestehen aus den leichten up- und down-Quarks sowie dem Elektron. Die weiteren Elementarteilchen aus der 2. und 3. Generation entstehen, neben der künstlichen Produktion in Teilchenbeschleunigern, zwar auch durch natürliche Prozesse wie die kosmische Strahlung, jedoch sind diese Teilchen sehr viel schwerer als Teilchen der 1. Generation und zerfallen über die schwache Wechselwirkung meist innerhalb weniger Nanosekunden (siehe Tab. 1.1).

1.1.2 Die Wechselwirkungen

Die *elektromagnetische*, die *schwache* und die *starke Wechselwirkung* sowie die Gravitation sind als Wechselwirkungen bekannt. Die Gravitation konnte bisher nicht erfolgreich in einer Quantenfeldtheorie beschrieben werden und wird im Standardmodell der Teilchenphysik nicht behandelt. Sie ist auf Distanzen, wie sie in der Kern-

⁴Z. B. bei der Delta-Resonanz $\Delta^{++} = u^\dagger u^\dagger u^\dagger$ müssen alle Spins der drei u-Quarks parallel stehen, um auf den Gesamtdrehimpuls $\frac{3}{2}$ zu kommen. Mit der zusätzlichen Quantenzahl der Farbe wird die Wellenfunktion dennoch antisymmetrisch.

und Teilchenphysik vorkommen, so schwach, dass sie ohne weitere Schwierigkeiten vernachlässigt werden kann.

Die Quantenfeldtheorien beruhen darauf, dass die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen durch den Austausch von Feldquanten, also prinzipiell von Teilchen, beschrieben werden. Die Austauschteilchen unterscheiden sich von den Teilchen der Materie (den Fermionen) darin, dass sie einen ganzzahligen Spin ($\frac{n}{\hbar}$) besitzen. Damit gehorchen sie der Bose-Einstein-Statistik und werden als *Bosonen* bezeichnet.⁵

Elektromagnetische Wechselwirkung

Die elektromagnetische Wechselwirkung wirkt zwischen allen elektrisch geladenen Teilchen und kommt insbesondere in der Atom- und Molekülphysik zum Tragen. Für Abstände, die in der Kern- und Teilchenphysik vorkommen ($\sim 10^{-15}$ m), spielt die elektromagnetische Wechselwirkung gegenüber der starken Wechselwirkung mit einer um 2 Größenordnungen geringeren Stärke eine untergeordnete Rolle [Per00].

Die elektromagnetische Wechselwirkung erfolgt über einen Austausch von masselosen *Photonen*. Die Stärke der Wechselwirkung zwischen einem geladenen Teilchen und einem Photon wird durch die Feinstrukturkonstante [Per00]

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (1.3)$$

charakterisiert.

Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung hat Einfluss auf Quarks und Leptonen. Was sie von der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung grundlegend unterscheidet, ist, dass keine gebundenen Zustände bekannt sind, die auf der schwachen Wechselwirkung beruhen. Ihr Auftreten ist allein in Streuprozessen - diese sind zudem noch sehr schwach - und Teilchenzerfällen zu beobachten. Ein prominentes Beispiel ist der β -Zerfall.

⁵Für die Analogie zu den Fermionen soll erwähnt sein, dass sich bei Vertauschung zweier Bosonen das Vorzeichen der Wellenfunktion Ψ nicht ändert. Die Wellenfunktion eines Systems aus Bosonen ist symmetrisch und Bosonen unterliegen nicht dem Pauli-Prinzip. (Bsp. Bose-Einstein-Kondensat)

Die schwache Wechselwirkung wird von relativ schweren W^+ -, W^- - oder Z^0 -*Bosonen* übertragen. Ihre Massen von $80,4 \text{ GeV}/c^2$ (W^\pm) bzw. $91,2 \text{ GeV}/c^2$ (Z^0) verursachen die kurze Reichweite $\frac{\hbar}{M_W c} \approx 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ fm}$ der schwachen Wechselwirkung [Yao06, Pov06].

Die Stärke der Kopplung wird durch die Fermi-Konstante G definiert, die sich für geringe Impulsüberträge ($Q^2 \ll M_{W,Z}^2$) schreiben lässt als [Per00]

$$G = \frac{g^2}{M_{W,Z}^2} \approx 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}. \quad (1.4)$$

g ist die schwache Ladung und $M_{W,Z}$ die Masse des vermittelnden Bosons. Ebenso wie die elektromagnetische Wechselwirkung ist die schwache Wechselwirkung proportional zum Quadrat der Ladung. Die Vereinheitlichung der beiden Wechselwirkungen zur elektroschwachen Wechselwirkung zeigt, dass $g = e$ ist. Aufgrund der Masse der W -Bosonen ist die Symmetrie bei geringen Impulsüberträgen jedoch gebrochen und die schwache Wechselwirkung erheblich schwächer als die elektromagnetische Wechselwirkung.

Mit den geladenen W^\pm -Bosonen tauscht die schwache Wechselwirkung elektrische Ladung aus („geladener Strom“). Mit dem Z^0 -Boson existiert aber ebenso ein Austauschteilchen für den „neutralen Strom“ ohne Austausch von Ladung.

Starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wirkt als Wechselwirkung der hadronischen Materie zwischen den Quarks, genauer zwischen allen Teilchen mit Farbladung. Sie verursacht sowohl die Bindung der Quarks innerhalb der Hadronen als auch den Zusammenhalt der Protonen und Neutronen innerhalb eines Atomkerns. Die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen im Kern wird auch häufig als Kernkraft bezeichnet. Die Ursache dieser Kraft liegt jedoch auch in der starken Wechselwirkung.

Vermittelt wird die starke Wechselwirkung von masselosen *Gluonen*. Sie ähnelt sehr der elektromagnetischen Wechselwirkung. Entscheidender Unterschied zum ungeladenen Photon ist, dass das Gluon selbst Träger von Farbladung ist. Es trägt gleichzeitig Farbe und Antifarbe und tauscht so Farbladungen unter den Quarks aus.

Die möglichen Farb-Antifarben-Kombinationen der Gluonen bilden zwei Multipletts - ein *Singulett* und ein *Oktett*. Im Oktett sind alle Basiszustände inbegriffen, aus denen

sich alle weiteren Farbzustände bilden lassen. In [Pov06] sind die acht Zustände des Oktetts folgendermaßen definiert:

$$r\bar{g}, \quad r\bar{b}, \quad g\bar{b}, \quad g\bar{r}, \quad b\bar{r}, \quad b\bar{g}, \quad \sqrt{\frac{1}{2}}(r\bar{r} - g\bar{g}), \quad \sqrt{\frac{1}{6}}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b}). \quad (1.5)$$

Das Farbsingulett

$$\sqrt{\frac{1}{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}) \quad (1.6)$$

ist der Zustand der symmetrischen Mischung aller drei Farben und Antifarben. Gluonen dieses Zustands können keine Farbe austauschen. Somit bleiben acht Gluonen unterschiedlicher Farbzustände, mit denen jeder mögliche Farbaustausch erreicht werden kann.

Die eigene Farbladung der Gluonen sorgt dafür, dass auch Gluonen untereinander wechselwirken können. Die Kopplung der Austauschbosonen untereinander hat einen entscheidenden Einfluss auf die Kopplungskonstante. Die starke Kopplungskonstante α_s ist erheblich stärker vom Abstand der wechselwirkenden Teilchen abhängig als die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung. Aus der Störungsrechnung der QCD ergibt sich in erster Ordnung für die starke Kopplungskonstante [Pov06]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (1.7)$$

mit n_f als Anzahl der beteiligten Quarkflavour und $\Lambda \approx 250 \text{ MeV}c$ als einziger freier Parameter der QCD, der experimentell zu bestimmen ist. Q^2 ist der Impulsübertrag, der mit dem Abstand antiproportional ($x \propto 1/\sqrt{Q^2}$) zusammenhängt.

n_f liegt, abhängig von Q^2 , zwischen 3 und 6. Zu den bereits benannten Konstituenten der Hadronen, den *Valenzquarks*, gibt es noch *Seequarks*. Seequarks sind virtuelle Quark-Antiquark-Paare, die in allen sechs Quarksorten im Hadron existieren. Im Mittel verschwinden diese effektiv, ihr Einfluss ist bei hohen Impulsüberträgen jedoch nicht mehr zu vernachlässigen.

Für sehr kleine Abstände ($Q^2 \rightarrow \infty$) verschwindet die Kopplungskonstante α_s asymptotisch. In diesem Bereich können sich die Quarks quasifrei bewegen. Dies wird als *asymptotische Freiheit* bezeichnet. Für große Abstände hingegen nimmt die Kopplung der Quarks so stark zu, dass sie nicht voneinander zu trennen sind. Dies ist das *Confinement* (to confine engl. = einsperren [Pov06]).

Auf die asymptotische Freiheit und das Confinement wird im Abschnitt zum Quark-Gluon-Plasma (1.2) weiter eingegangen.

Es wurde bereits erwähnt, dass Hadronen nach außen immer farbneutral sind und dennoch der starken Wechselwirkung unterliegen, die sich durch den Austausch von farbgeladenen Gluonen auszeichnet. Die starke Wechselwirkung zwischen Hadronen, wie zwischen Protonen und Neutronen in Atomkernen, findet jedoch nicht durch den Austausch von Gluonen, sondern von Mesonen statt. Die Reichweite der Wechselwirkung nimmt mit abnehmender Masse der Austauschteilchen zu. Von daher ist das Pion, als leichtestes Meson, das bedeutendste Austauschteilchen, aber auch die Mesonen ρ und ω können Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sein.

1.1.3 Grenzen des Standardmodells

Die Beschreibung der Wechselwirkungen durch das Standardmodell konnte bereits bis zu Abständen in der Größenordnung von weniger als $\simeq 10^{-18}$ m sehr gut bestätigt werden [Wom97]. Zum Testen der Theorien auf kleineren Skalen reichten die maximalen Energien an bisherigen Experimenten nicht aus.

Die Mächtigkeit des Standardmodells konnte durch die Vorhersage von Teilchen- und Wechselwirkungseigenschaften bestätigt werden. Es wurden beispielsweise mit Quarks die Konstituenten der Nukleonen, schwerere Quarks wie c -, b - und t -Quark sowie der neutrale Strom der schwachen Wechselwirkung vor ihrer experimentellen Entdeckung vorhergesagt [Wom97].

Das Standardmodell weist jedoch auch bekannte Mängel auf. Dazu gehört, dass die Gravitation als fundamentale Wechselwirkung nicht eingebunden werden konnte. Ein weiteres bekanntes physikalisches Phänomen, das im Standardmodell nicht erfasst wird, ist zum Beispiel die Masse der Neutrinos oder die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie (\rightarrow CP-Verletzung) [Ell04]. Auch lässt das Standardmodell für eine mutmaßlich fundamentale Theorie eine große Zahl von 19 frei wählbaren Parametern offen.

Und es existieren Erwartungen, die bisher nicht experimentell bestätigt oder widerlegt werden konnten. So ist für die Erklärung der Symmetriebrechung in der elektroschwachen Wechselwirkung, woraus die unterschiedlichen Massen der W - und Z -Bosonen resultieren, erforderlich, dass zumindest ein weiteres schweres Boson, welches *Higgs-Boson* benannt wurde, existiert. Die Masse des Higgs-Bosons wird bei $m_H < 200 \text{ GeV}/c^2$ erwartet [Ell04].

Und es gibt auch Überlegungen für neue physikalische Phänomene außerhalb des Standardmodells, welche diesem weder widersprechen noch aus diesem hervorgehen - wie die *Supersymmetrie*. Nach der Supersymmetrie (SUSY) [Per00] existiert zu jedem Fermion des Standardmodells ein Boson und zu jedem Boson ein Fermion. Das Standardmodell, um die Supersymmetrie erweitert, wird als „Minimal Supersymmetrisches Standardmodell“ (MSSM) bezeichnet. Die Supersymmetrie ermöglicht eine Vereinheitlichung der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung bei einer Energie von $E_{GUT} \simeq 10^{16}$ GeV zur „Grand Unified Theorie“ (GUT).

1.2 Quark-Gluon-Plasma

Nach dem Standardmodell (Abschnitt 1.1) sind Quarks in Zuständen aus zwei (Mesonen) oder drei (Baryonen) Quarks gebunden („Confinement“). Für die Bindung sorgt die starke Wechselwirkung aufgrund ihrer besonderen Eigenschaft, dass die Kopplung der starken Wechselwirkung bei kleinen Abständen verschwindet und bei größer werdenden Abständen zunimmt („asymptotische Freiheit“). Diese Eigenschaft beruht darauf, dass die Gluonen selbst eine Farbladung tragen und damit untereinander wechselwirken.

Bei sehr hohen Energiedichten wird mit einer Aufhebung des Confinements für die Quarks und Gluonen gerechnet. Es wird erwartet, dass eine Zustandsänderung zu einem Gebilde stattfindet, welches einem Plasma gleicht. Die Quarks und Gluonen sind nicht mehr aneinander gebunden, sondern können sich - vergleichbar mit den freien Ladungsträgern in einem Plasma - innerhalb der Ausdehnung des Gebildes quasifrei bewegen. Dieser Materiezustand wird als *Quark-Gluon-Plasma* (QGP) [BM06] bezeichnet. Im Gegensatz zum graduellen Übergang beim elektromagnetischen Plasma wird für das Quark-Gluon-Plasma eine recht scharf definierte Phasengrenze erwartet.

Das Quark-Gluon-Plasma hat auch kurz nach dem Urknall existiert, als die Energiedichte im Universum noch so hoch war, dass das Confinement noch nicht zum Tragen kam. Nach dem Urknallmodell expandiert das Universum und kühlt sich ab. Mit der Abkühlung ist es etwa $1\ \mu\text{s}$ nach dem Urknall zum Ausfrieren der hadronischen Materie gekommen [Rey99]. Eine weiteres natürliches Vorkommen eines QGPs wird in Neutronensternen vermutet.

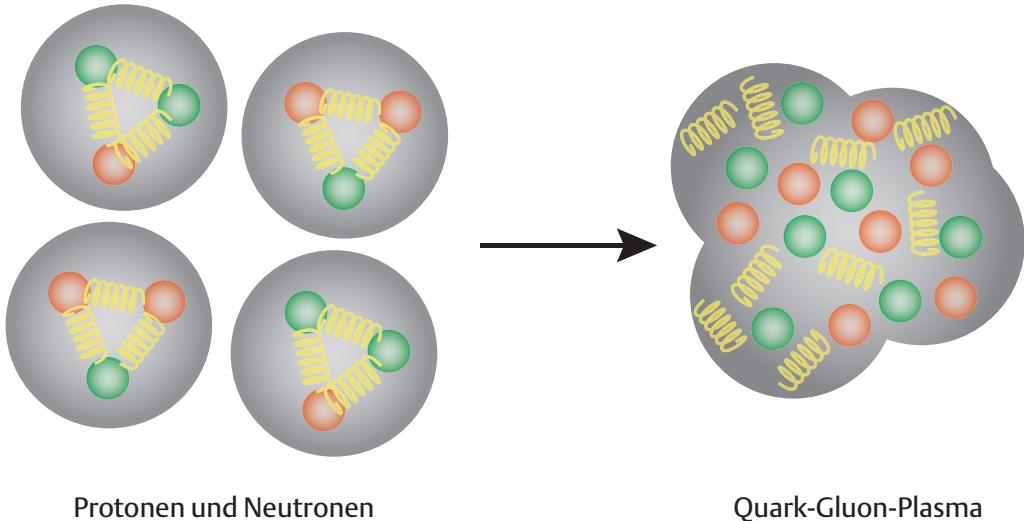


Abbildung 1.1: Links ist zu sehen, wie die Partonen (Quarks und Gluonen) in den Hadronen gebunden sind. Mit Überlappung der Hadronen (nach dem Bag-Modell Kavitäten) wird das Confinement aufgehoben und die Partonen sind quasi-frei (rechts).

1.2.1 Bag-Modell

Ein praktisches Modell zur Erklärung des Confinements ist das „Bag-Modell“ [Pei97, BM06]. Im Bag-Modell wird davon ausgegangen, dass die chromoelektrischen und -magnetischen Felder der QCD in der Kavität eingeschlossen sind, wenn aus dem Vakuum eine Kavität⁶ herausgegriffen wird. Die Hadronen sind demnach eine Kavität mit eingeschlossenen Quarks und Gluonen, die nach außen farbneutral sind. Innerhalb dieser Kavität - dem Hadron - können sich die Quarks und Gluonen frei bewegen.

Das Vakuum übt einen Druck auf die Kavität aus. Zur Bildung und Aufrechterhaltung der Kavität ist dieser Druck zu überwinden. Die dazu benötigte Energiedichte wird durch die Bagkonstante B beschrieben. Diese wird von der kinetischen Energie der Quarks innerhalb der Kavität aufgebracht. Aus dem entstehenden thermodynamischen Gleichgewicht zwischen Innen- und Außendruck resultiert ein definierter Radius der Kavitäten.

Werden die Kavitäten so nahe aneinandergebracht, dass sie beginnen sich zu überlappen, so ist eine Zuordnung der Quarks und Gluonen zu einer Kavität nicht

⁶, „Hohlraum“

mehr möglich. Es bildet sich ein Bereich, für den das Confinement aufgehoben ist (*Deconfinement*). Die Quarks und Gluonen können sich quasifrei bewegen und wechselwirken. Dieser neu entstandene Materiezustand ist das Quark-Gluon-Plasma.

Das Bag-Modell ist ein stark vereinfachendes Modell, welches keine besonders exakten Daten liefert. So findet z.B. die in der QCD auftretende „chirale Symmetrie“ im Bag-Modell keine Beachtung. Die Chiralität⁷ ist die Ausrichtung des Spins zum Impuls eines Teilchens. Die chirale Symmetrie in der starken Wechselwirkung besagt, dass nur Quarks gleicher Händigkeit miteinander wechselwirken. Sie ist jedoch spontan gebrochen. Bei hohen Energiedichten wird erwartet, dass die Symmetrie wiederhergestellt wird.

1.2.2 Gitterreichtheorie

Die heute genaueste Berechnung der QCD zur Bestimmung des Phasendiagramms wird von der Gitterreichtheorie [BM06] geleistet. Mit der bei kleinen Abständen üblichen Anwendung der Störungstheorie lässt sich der Übergang zwischen der hadronischen Phase und dem QGP nicht lösen. Bei der Gittertheorie wird das Raum-Zeit-Kontinuum auf ein diskretes Gitter abgebildet, so dass eine numerische Berechnung ermöglicht wird.

Aufgrund der Diskretisierung liefern die Rechnungen nur Ergebnisse, die als Näherungen zu betrachten sind. Die Genauigkeit der Rechnungen ist zumeist durch die Rechenleistung der Computer beschränkt. Mit der starken Zunahme der Rechenleistung in den letzten Jahren konnten bereits erstaunliche Ergebnisse erzielt werden.

Nach aktuellen Gitterrechnungen kommt es für ein verschwindendes baryochemisches Potential⁸ ($\mu_b = 0$) bei einer kritischen Temperatur von [BM06]

$$T_C = 173 \pm 15 \text{ MeV} \quad (1.8)$$

zu einem Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma. Dies wird an einem starken Sprung in der reduzierten Energiedichte ϵ/T^4 deutlich, welche die Abweichung zum T^4 -Verhalten eines idealen Gases aufzeigt (siehe Abb. 1.2). Die zur kritischen Temperatur gehörige kritische Energiedichte ist [BM06]

$$\epsilon(T_C) = 700 \pm 300 \frac{\text{MeV}}{\text{fm}^3}. \quad (1.9)$$

⁷Händigkeit

⁸Das baryochemische Potential ist ein qualitatives Maß für das Verhältnis Baryonen zu Antibaryonen.

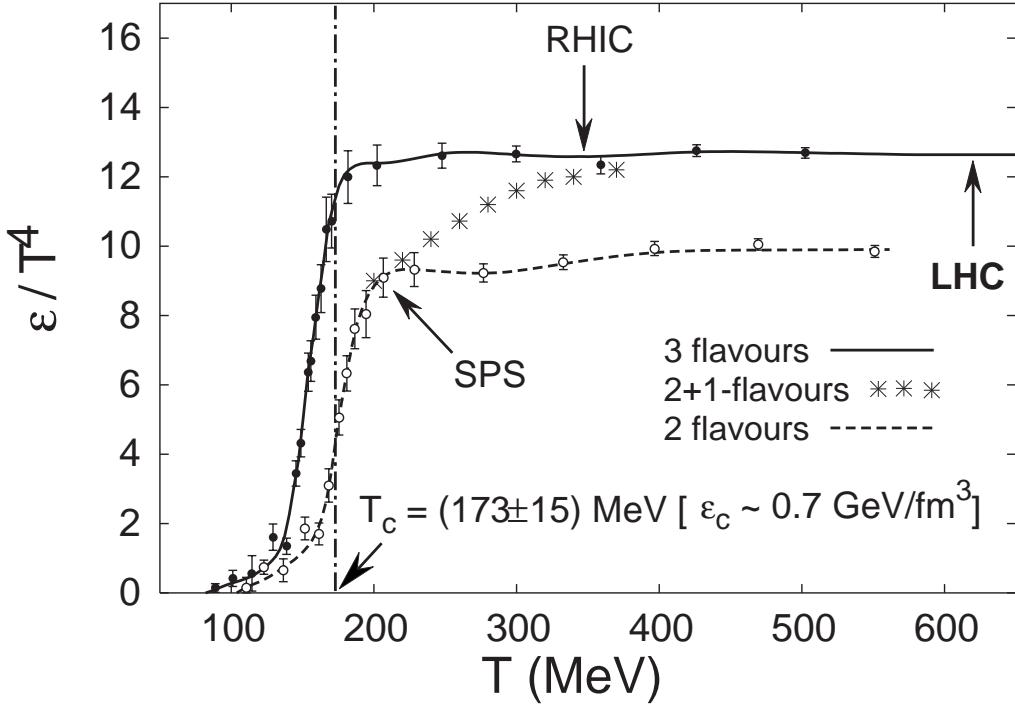


Abbildung 1.2: Die gestrichelte untere Kurve beschreibt den Verlauf für zwei (up, down) Quarksorten, die durchgezogene obere Kurve den Verlauf für drei (up, down, strange) Quarksorten (beide Kurven jeweils unter der Annahme identischer Quarkmassen) und die Sterne stehen für Rechnungen unter der realistischeren Annahme einer etwa $150 \text{ MeV}/c^2$ höheren strange-Quark-Masse. Die Pfeile weisen auf die an den Beschleunigern erreichten Bereiche hin (leicht abgeändert aus [ALI04, BM06].)

Dies entspricht dem Fünffachen der Energiedichte, die im Kern eines schweren Atoms vorhanden ist.

1.2.3 Phasendiagramm

Die Zustandsänderung der Materie lässt sich in einem thermodynamischen Diagramm darstellen. Als relativistisches System sind für die Zustandsvariablen die Temperatur T und das baryochemische Potential μ_b bzw. das quark-chemische Potential $\mu_q = \frac{1}{3}\mu_b$ zu wählen. Die Bedingung zum Phasenübergang ist - vereinfacht auf Grundlage des Bag-Modells - durch das Gleichgewicht zwischen dem Druck in

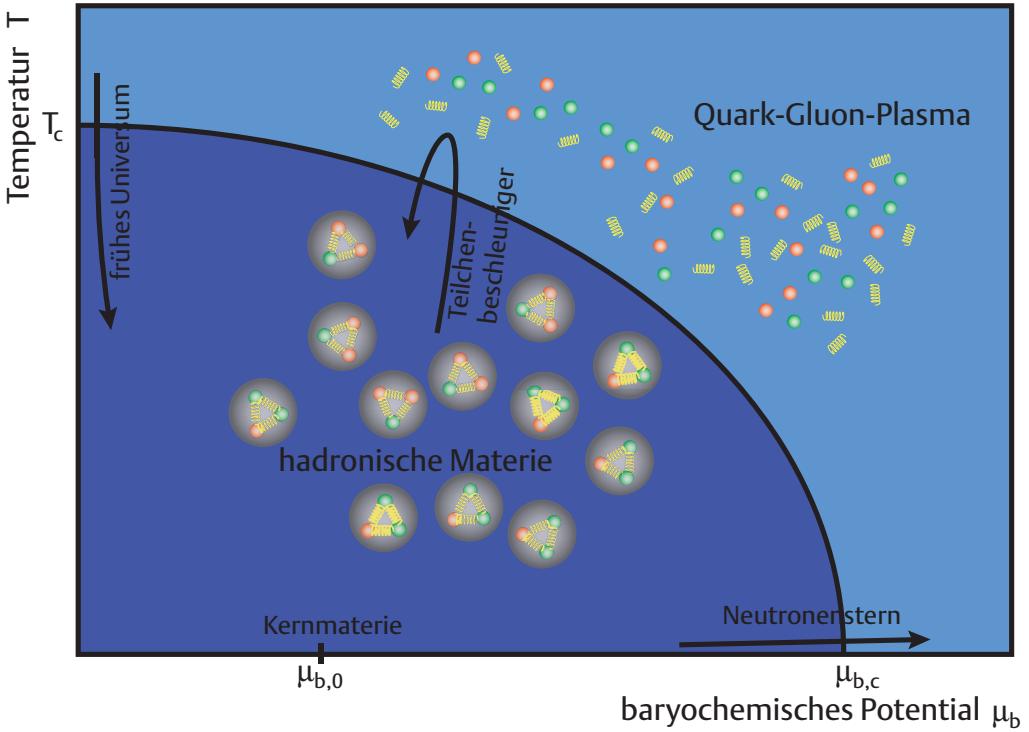


Abbildung 1.3: Phasendiagramm für den Übergang von hadronischer Materie zum Quark-Gluon-Plasma (frei aus [Rey99]).

der Plasmaphase und dem Druck der hadronischen Materie gegeben. Der Druck der Plasmaphase, in der Vorstellung eines idealen Gases, beträgt [BM06]

$$p_{QGP}(T, \mu_q) = \frac{37\pi^2}{90} T^4 + \mu_q^2 T^2 + \frac{\mu_q^4}{2\pi^2} - B. \quad (1.10)$$

B ist die Bag-Konstante aus dem Bag-Modell.

Wird die hadronische Materie vereinfacht als Gas masseloser Pionen betrachtet, gilt für diese ein Druck von [BM06]

$$p_\pi(T, \mu_q) = \frac{3\pi^2}{90} T^4. \quad (1.11)$$

Resultierend ergibt sich ein Phasendiagramm, wie in Abb. 1.3 zu sehen. Die Phasengrenze wird durch die kritische Temperatur charakterisiert. Meistens wird die kritische Temperatur T_C für verschwindendes baryochemisches Potential angegeben. Bei dieser Temperatur hat das frühe Universum den Phasenübergang zur hadronischen Materie erreicht. Das andere Extrem der Phasengrenze liegt bei niedrigen

Temperaturen am kritischen baryochemischen Potential μ_c , dies bedeutet bei extrem hohem Druck. Unter diesen Bedingungen wird das Überschreiten der Phasengrenze in manchen Neutronensternen vermutet.

1.2.4 Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas

An mehreren Beschleunigern, wie SPS⁹ am CERN und RHIC¹⁰ am BNL¹¹, wurden durch ultra-relativistische Kern-Kern-Kollisionen bereits Bedingungen jenseits des Phasenübergangs zum Quark-Gluon-Plasma erreicht [Rey99, Rey04]. Am RHIC finden auch immer noch Messreihen zur weiteren Untersuchung des QGPs statt. Mit Start des LHC (siehe Kap. 3) werden noch detailliertere Tests zum Phasenübergang und Confinement möglich sein.

Das Confinement verhindert, dass die Quarks direkt als freie Teilchen beobachtbar sind. Ob ein quasifreier Zustand der Quarks, sprich das Quark-Gluon-Plasma, existiert hat und welche Eigenschaften dieser hat, lässt sich nur anhand von Teilchen feststellen, die nach der Kollision gefunden werden.

In [Pei97] werden drei verschiedene physikalische Phänomene benannt, zu denen Signaturen als Hinweis auf das Quark-Gluon-Plasma untersucht werden:

1. das Deconfinement
2. die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie
3. thermo- und hydrodynamische Entwicklungen der unterschiedlichen Phasen

Hier soll eine Auswahl möglicher Signaturen [Pei97, Rey99] dieser Phänomene genannt werden.

Als Sonden für die zuletzt genannten thermodynamischen Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas kommen *direkte Photonen* und *Leptonenpaare* in Frage. Photonen und Leptonen zeigen nur elektromagnetische Wechselwirkungen und bleiben somit nach ihrer Erzeugung in einer frühen Phase der Reaktion auf ihrem Weg durch das Plasma von der weiteren Entwicklung der hadronischen Materie unbeeinflusst. Die Bestimmung von Teilchenverhältnissen der ausfrierenden Hadronen („*Hadro-chemie*“) lässt Rückschlüsse über den thermodynamischen Zustand während des Ausfrierens zu.

⁹Super Proton Synchrotron

¹⁰Relativistic Heavy Ion Collider

¹¹Brookhaven National Laboratory

Die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie, ist ein Indiz für eine mögliche Aufhebung des Confinements. Bei vorhandener chiraler Symmetrie wird eine *vermehrte Produktion seltsamer Teilchen*¹² erwartet. In hadronischen Systemen mit gebrochener chiraler Symmetrie kommt die Konstituentenmasse der Quarks zum Tragen. Die Konstituentenmasse ist eine effektive Masse der Quarks, die aufgrund der Seequarks in den Hadronen zustande kommt. Bei vorhandener chiraler Symmetrie hat das s -Quark nur die Strommasse, die erheblich unter der Konstituentenmasse liegt. Die aufzuwendende Energie für die *assoziierte Produktion* von Teilchen mit Seltsamkeit¹² im hadronischen System liegt somit höher als für die Erzeugung eines $s\bar{s}$ -Paars im Quark-Gluon-Plasma.

Die Aufhebung des Confinements führt zu einer *Unterdrückung der Produktion von J/Ψ -Mesons*, dem gebundenen Zustand von Charm- und Anticharm-Quarks ($c\bar{c}$). Die besonders großen Massen der Charm-Quarks von $1,25 \text{ GeV}/c^2$ [Yao06] sorgen dafür, dass die $c\bar{c}$ -Paare nur in einer sehr frühen Phase, in der die Energiedichte noch sehr hoch ist, produziert werden. Bis es zur Hadronisierung kommt, löst sich der gebundene $c\bar{c}$ -Zustand jedoch auf; und dass es zu einer Rekombination kommt, ist aufgrund der Vielzahl vorhandener Quarks sehr unwahrscheinlich. Für die Auflösung des $c\bar{c}$ -Zustands sorgt eine Abschirmung der Farbladung, ähnlich der Debye-Abschirmung einer elektrischen Ladung. Im Experiment werden J/Ψ über den Zerfall in Myonen ($J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$) oder in Elektronen ($J/\Psi \rightarrow e^+e^-$) nachgewiesen.

Die Detektoren und Analysen der Messdaten werden zum Auffinden solcher Signaturen abgestimmt. Die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas ist nicht die einzige Erklärung für die genannten Signaturen. Sie lassen sich jedes für sich auch durch hadronische Systeme erklären. Allein ein konsistentes Auftreten mehrerer der aus den Modellvorstellungen erwarteten Signaturen ist ein möglicher Indizienbeweis für ein Überschreiten der Phasengrenze zu einem neuen Materiezustand.

¹²Teilchen mit s -Quarks

2. Grundlagen zur Teilchendetektion I

Bevor im Anschluss an dieses Kapitel näher auf das ALICE-Experiment und den TRD eingegangen wird, soll zunächst auf die Grundlagen der Teilchendetektion und spezieller auf Übergangsstrahlungsdetektoren eingegangen werden.

Teilchen können detektiert werden, indem sie ein elektrisches Signal auslösen. Dies wird erreicht, indem man die Teilchen gezielt mit Materie, welche den Detektor darstellt, wechselwirken lässt. Über die Art des Signals, die Kombination mit anderen Signalen und dem verwendeten Detektortyp lassen sich Rückschlüsse auf das Teilchen ziehen.

2.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Meistens läuft die Detektion eines Teilchens über mehrere Prozesse ab. Bei ungeladenen Teilchen läuft die Ereigniskette immer über die Erzeugung von geladenen Teilchen oder Energieübertrag an geladene Teilchen ab. Dies geschieht bei Photonen über den Photoeffekt, den Comptoneffekt oder die Paarbildung. Bei neutralen Hadronen, wie dem Neutron, über die starke Wechselwirkung und bei neutralen Leptonen, wie dem Neutrino, über die schwache Wechselwirkung [Kle05]. In diesem Abschnitt soll die Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie näher behandelt werden.

Ein geladenes Teilchen wechselwirkt mit Materie elektromagnetisch. Dabei können drei Effekte auftreten [Kle05]:

1. Anregung oder Ionisation von Atomen
2. Emission von Cherenkov-Licht
3. Emission von Übergangsstrahlung

Welcher Prozess auftritt, hängt von der Energie der mit der elektromagnetischen Wechselwirkung auftretenden Photonen und von der Materie, in dem sich das geladene Teilchen bewegt, ab.

2.1.1 Anregungen oder Ionisation von Atomen

Für Photonenenergien $2 \text{ eV} \lesssim \hbar\omega \lesssim 5 \text{ keV}$ ist die Dielektrizitätskonstante des Mediums $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ komplex und $\varepsilon_1 < 1$. Das Medium ist für diese Photonenenergien nicht transparent und zwischen dem geladenen Teilchen und den Atomen der Materie werden nur virtuelle Photonen ausgetauscht, die zu einer Anregung oder Ionisation der Atome führen.

Der differentielle Energieverlust eines ionisierenden Teilchens in der Materie kann näherungsweise über die Bethe-Bloch-Formel [Kle05]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2}{A \beta^2} \cdot \left\{ \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2) \cdot I} \right) - \beta^2 \right\} \quad (2.1)$$

beschrieben werden. Wobei $r_e = 2,8 \text{ fm}$ der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronenmasse, N_0 die Avogadro-Konstante, Z die Ordnungszahl des Mediums, z die Ladung des bewegten Teilchen, A die Massenzahl des Mediums, $\beta = \frac{v}{c}$ die Geschwindigkeit des einlaufenden Teilchens und I das effektive Ionisationspotential des Materials ist. Das effektive Ionisationspotential kann näherungsweise durch $I = I_0 Z$ mit $I_0 = 12 \text{ eV}$ ersetzt werden. Der Energieverlust wird häufig auch relativ zur Massenbelegung $X = x\rho$ angegeben, als

$$\frac{dE}{dX} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}. \quad (2.2)$$

Der Energieverlust eines ionisierenden Teilchens in Materie ist nicht von der Masse des Teilchens abhängig, sondern allein von seiner Geschwindigkeit. Bei niedrigen Geschwindigkeiten ($\beta\gamma \lesssim 4$) nimmt der Energieverlust mit zunehmender Geschwindigkeit ab, durchläuft dann ein Minimum¹, bevor der Energieverlust mit zunehmend relativistischen Geschwindigkeiten wieder leicht ansteigt und das sogenannte Fermi-Plateau erreicht (siehe Abb. 2.1).

2.1.2 Cherenkov-Licht

Haben die Photonen der elektromagnetischen Wechselwirkung Energien $\hbar\omega \lesssim 2 \text{ eV}$, ist ε reell und $\varepsilon > 1$ und die Energie der Photonen reicht nicht aus, die Atome anzuregen. Sie haben eine Abschwächungslänge von [Kle05]

$$y_0 = \frac{\beta' \gamma'}{k} \quad (2.3)$$

¹Teilchen dieser Energie werden als „minimal ionisierende Teilchen“ (MIP) bezeichnet.

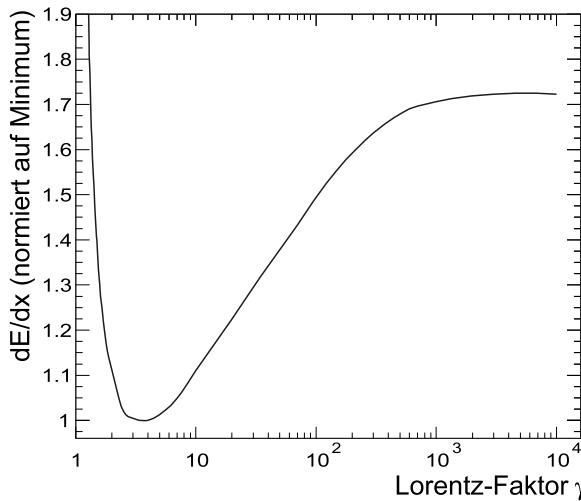


Abbildung 2.1: Bethe-Bloch-Funktion: Der Energieverlust eines ionisierenden Teilchens in Abhängigkeit vom Lorentz-Faktor.

mit der Geschwindigkeit des geladenen Teilchens $\beta' = v/c_m$ in Relation zur Phasengeschwindigkeit des Lichts im Medium $c_m = c/\sqrt{\epsilon}$ und $\gamma' = (1 - \beta'^2)^{-1/2}$.

Für $\beta' = v/c_m < 1$, sind die Photonen zunächst rein imaginär. Mit zunehmender Geschwindigkeit ($\beta' \rightarrow 1$) geht die Abschwächungslänge gegen unendlich ($y_0 \rightarrow \infty$). Dies bedeutet, dass mit Überschreiten von $\beta' = 1$, d.h. sobald sich ein geladenes Teilchen mit einer höheren Geschwindigkeit als der Phasengeschwindigkeit des Lichts durch das Medium bewegt, die dabei emittierten Photonen reell und als Cherenkov-Licht beobachtbar werden. Die Phasengeschwindigkeit des Lichts im Medium ($v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$) wird als *Cherenkov-Schwelle* bezeichnet.

Aus dem Photon-Absoptions-Ionisations-Modell [Kle05] lässt sich für den Fall, dass keine Absorption stattfindet, der Fluss der Photonen pro Energieintervall $dE = \hbar d\omega$ auf einer Wegstrecke L des geladenen Teilchens zu [Kle05]

$$\frac{dn}{\hbar d\omega} = \frac{\alpha}{\hbar c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon}\right) L \quad (2.4)$$

berechnen.

2.1.3 Übergangsstrahlung

Bei Photonenenergien im Röntgenbereich ($\hbar\omega > 5 \text{ keV}$) wird die Absorption sehr klein ($\varepsilon_2 \ll 1$). Doch es gilt weiterhin $\varepsilon_1 < 1$, und so liegt die Phasengeschwindigkeit des Lichts im Medium - und damit auch die Cherenkov-Schwelle - oberhalb der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ($c_m > c$). Für Teilchengeschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit ($\beta \rightarrow 1$) erreicht die Abschwächungslänge der Photonen im Medium aus Gleichung 2.3 einen Maximalwert²

$$y_0^{\max} = \frac{1}{k\sqrt{1-\epsilon}}. \quad (2.5)$$

Dies bedeutet im Umkehrschluss eine Sättigung des Energieverlustes durch Ionisation. Für abrupte Änderungen des Brechungsindizes vom Medium, z.B. bei einem Stapel dünner Folien, entstehen aufgrund unterschiedlicher Phasen der Cherenkov-Emission an den Grenzflächen Interferenzen, die sich als Übergangsstrahlung bemerkbar machen. Aus dem Fluss von Photonen für Cherenkov-Strahlung (Gleichung 2.4) lässt sich die Anzahl der Übergangsstrahlungsphotonen pro Frequenzintervall $d\omega$ und pro Raumwinkelement $d\Omega$ für kleine Emissionswinkel Φ herleiten [Kle05]:

$$\frac{d^2n}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2\omega} \Phi^2 \cdot 4 \sin^2 \left\{ \frac{\omega L}{4c} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \Phi^2 + \gamma^{-2} \right) \right\} \cdot \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega^2 + \Phi^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \Phi^2} \right)^2. \quad (2.6)$$

Wobei $\omega_p = \sqrt{ZNe^2/\varepsilon_0 m_e}$ die Plasmafrequenz des Mediums ist.

Anschaulich betrachtet existiert zu einem geladenen Teilchen im Medium 1 (möglicherweise auch Vakuum) der Dielektrizität ε_1 , welches sich auf das Medium 2 mit der Dielektrizität $\varepsilon_2 \neq \varepsilon_1$ zubewegt, in Medium 2 eine Bildladung des Teilchens. Teilchen und Bildladung bilden zusammen einen elektrischen Dipol, der sich mit der Bewegung des Teilchens ändert, beim Überschreiten der Grenzfläche der beiden Medien gar verschwindet. Aufgrund der sich verändernden Dipolfeldstärke wird elektromagnetische Strahlung emittiert.

Da später (Abschnitt 3.3) näher auf den Übergangsstrahlungsdetektor des ALICE-Experiments eingegangen wird, sollen im folgenden Abschnitt noch allgemeinere Informationen zu Übergangsstrahlungsdetektoren gegeben werden.

²Der Maximalwert wird erreicht, sobald die beiden Terme im Nenner gleich werden, d.h. $\beta\gamma \approx (1-\varepsilon)^{-\frac{1}{2}}$ ist.

2.2 Übergangsstrahlungsdetektoren

Wie bereits im vorherigen Kapitel gesehen, wird an den Grenzflächen Strahlung emittiert, wenn ein geladenes Teilchen ein heterogenes Material mit veränderlicher Dielektrizitätskonstante durchquert. Diese Strahlung wird als „Übergangsstrahlung“ (Transition Radiation, TR) bezeichnet und wurde 1944 von Vitali Ginsburg und Ilja Frank vorhergesagt [Fra45, Gar60]. Die Anzahl emittierter Photonen aufgrund eines Teilchens an einer Grenzfläche liegt bei $\alpha = \frac{1}{137}$ [Dol92]. Es sind viele dielektrischen Übergänge notwendig, damit die Übergangsstrahlung zur Teilchendetektion genutzt werden kann. Üblicherweise werden Stapel von Folien mit Luftsichten dazwischen oder Fasermatten verwendet. Ausführliche Informationen zu Übergangsstrahlungsdetektoren sind bei [Kle05] und [Dol92] zu finden.

Für ultrarelativistische Teilchen liegt die Übergangsstrahlung im Röntgen-Bereich. Der Energieverlust eines geladenen Teilchens aufgrund der Übergangsstrahlung ist proportional zum Lorentz-Faktor $\gamma = \frac{E}{mc^2}$. Die Übergangsstrahlung wird mit einem Intensitätsmaximum bei dem Winkel $\theta \simeq \frac{1}{\gamma}$ abgestrahlt. Bei Lorentz-Faktoren, wie sie bei ultrarelativistischen Teilchen auftreten, ist die Übergangsstrahlung somit extrem in Flugrichtung der Teilchen gewandt [Dol92].

Zur Detektion der Übergangsstrahlung im Röntgen-Bereich werden meistens Proportionalkammern eingesetzt, die sich hinter dem Radiator befinden. Die Gasfüllung der Kammern wird explizit zur Detektion von Röntgenstrahlung abgestimmt. In der Proportionalkammer werden sowohl die Übergangsstrahlung wie auch die Ionisationsspur des geladenen Teilchens gemessen. Aufgrund der starken γ -Abhängigkeit lassen sich bei ultrarelativistischen Energien Teilchen mit unterschiedlichen Massen separieren (siehe Abschnitt zur Funktionsweise des ALICE-TRDs (3.3.3)).

Ein etwas ungewöhnlicher Einsatz von Übergangsstrahlungsdetektoren ist die Untersuchung von Materialien. Es können z.B. anhand der in einem Plastikschaum entstehenden Übergangsstrahlung Aussagen über die im Schaum enthaltenen Blasen, wie ihre Größe und ihre Abstände, getroffen werden [Dol92].

3. Experimentelles Umfeld

In diesem Kapitel wird der Large Hadron Collider, das Experiment ALICE und der Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) von ALICE vorgestellt.

3.1 Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) [The95, Brü04a, Brü04b] ist ein Ringbeschleuniger für Hadronen. Er wird am CERN bei Genf in der Schweiz im Tunnel des LEP (Large Electron Positron Collider) gebaut. Es ist geplant, dass der LHC am 1. November 2007 in Betrieb geht.

Wie der LEP zuvor hat er einen Umfang von 26,7 km und befindet sich in einer Tiefe von 45 – 138 Metern unter der Erde. Er dient als Beschleuniger für Protonen und schwere Ionen, wie Bleikerne. Am LHC können Schwerpunktsenergien wie an keinem anderen Teilchenbeschleuniger zuvor erreicht werden. Der LHC kann im Proton-Proton-Betrieb eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV bei einer Luminosität¹ von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreichen. Bei der Beschleunigung von Bleikernen werden Schwerpunktsenergien von 1150 TeV bei einer Luminosität von bis zu $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht² [The95].

In zwei Strahlengängen werden die Teilchenpakete durch supraleitende Dipolmagnete mit Feldern von bis zu 8,4 T auf entgegengesetzte konzentrische Kreisbahnen gehalten. Der LHC muss aufgrund der supraleitenden Magnete auf eine Betriebstemperatur von 1,9 K gekühlt werden [Wom97].

Bei Befüllung mit Ionen folgen die einzelnen Teilchenbündel in einem Abstand von 125 ns, d. h. sie kollidieren mit einer Rate von 8 MHz. Für Protonen beträgt der Abstand nur 25 ns, womit eine Kollisionsrate der Teilchenbündel von 40 MHz erreicht wird [The95].

¹Die Luminosität ist $L = \frac{N^2 k_b f \gamma}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F$ [The95]. N ist die Anzahl der Protonen in einem Teilchenpaket, k_b ist die Anzahl an Teilchenpaketen, f ist die Kreisfrequenz, γ ist der relativistische Faktor $\sqrt{\frac{1 - \frac{v^2}{c^2}}{1 + \frac{v^2}{c^2}}}$, ϵ_n ist die normierte transversale Emittanz, β^* ist die Lösung der Betatron-Funktion am Interaktionspunkt und F ist ein Faktor aufgrund des Winkels zwischen den beiden Teilchenstrahlen, der am LHC etwa bei 0,9 liegt.

²2,76 TeV pro Nukleon bzw. 7,0 TeV pro Ladung [The95]

3.1.1 Erwartungen an den LHC

Der LHC wird in absehbarer Zukunft der einzige Teilchenbeschleuniger sein, der Teilchenkollisionen mit Schwerpunktsenergien über 2 TeV ermöglicht. Dementsprechend werden in den LHC große Hoffnungen gesetzt [Wom97, Ell04].

Das bekannteste Vorhaben ist die Suche nach dem Higgs-Teilchen. Dieses soll, insoweit das Standardmodell stimmt, am LHC produziert und entdeckt werden. Sollte die Masse des Higgs-Bosons unter $400\text{ GeV}/c^2$ liegen, wofür einiges spricht, kann sie mit einer Genauigkeit in der Größenordnung von 10^{-3} bestimmt werden [Ell04].

Mit dem am LHC erreichbaren Energiespektrum kann die Idee der Supersymmetrie bestätigt oder ausgeschlossen werden. Nach den üblichen Vorstellungen der Supersymmetrie sollte eine Vielzahl an supersymmetrischen Teilchen am LHC entdeckt werden, da deren Massen im Bereich von $100\text{ GeV}/c^2$ bis $1\text{ TeV}/c^2$ liegen sollten [Wom97].

Mit den höheren Schwerpunktsenergien wird das Standardmodell weiter auf die Probe gestellt. Es könnte Bosonen, Quarks, geladene Leptonen oder vielleicht sogar schwere Neutrinos geben, die aufgrund ihrer zu hohen Masse bisher nicht nachgewiesen werden konnten. Auch könnte sich herausstellen, dass die bisher als punktförmig angenommenen Leptonen und Quarks einen endlichen Radius und eine innere Struktur besitzen. Durch präzise Vermessung der CP-Verletzung wird sich herausstellen, inwieweit das Standardmodell diese erklären kann.

Mit dem Schwerionen-Programm am LHC sollen Temperaturen von etwa $T \simeq 1\text{ GeV}$ erreicht werden [Wes01]. Dies ermöglicht einen weiteren Einblick in den Bereich jenseits der uns bekannten hadronischen Materie. Darauf wird bei der Behandlung des ALICE-Experiments näher eingegangen.

3.1.2 Die Experimente am LHC

Der LHC stellt acht über jeweils etwa 528 m gerade Abschnitte zur Verfügung [The95]. An vier dieser Abschnitte kreuzen sich die beiden Strahlengänge. Hier werden die vier großen Experimente ALICE („Point 2“), ATLAS („Point 1“), CMS („Point 5“) und LHCb („Point 8“) aufgebaut (siehe Abb. 3.1). Als kleineres Experiment ist TOTEM in CMS integriert. An „Point 2“ und „Point 8“ befindet sich jeweils der Einlass, um den LHC aus dem Vorbeschleuniger SPS zu befüllen. An den weiteren geraden Abschnitten werden verschiedene Services für den LHC installiert.

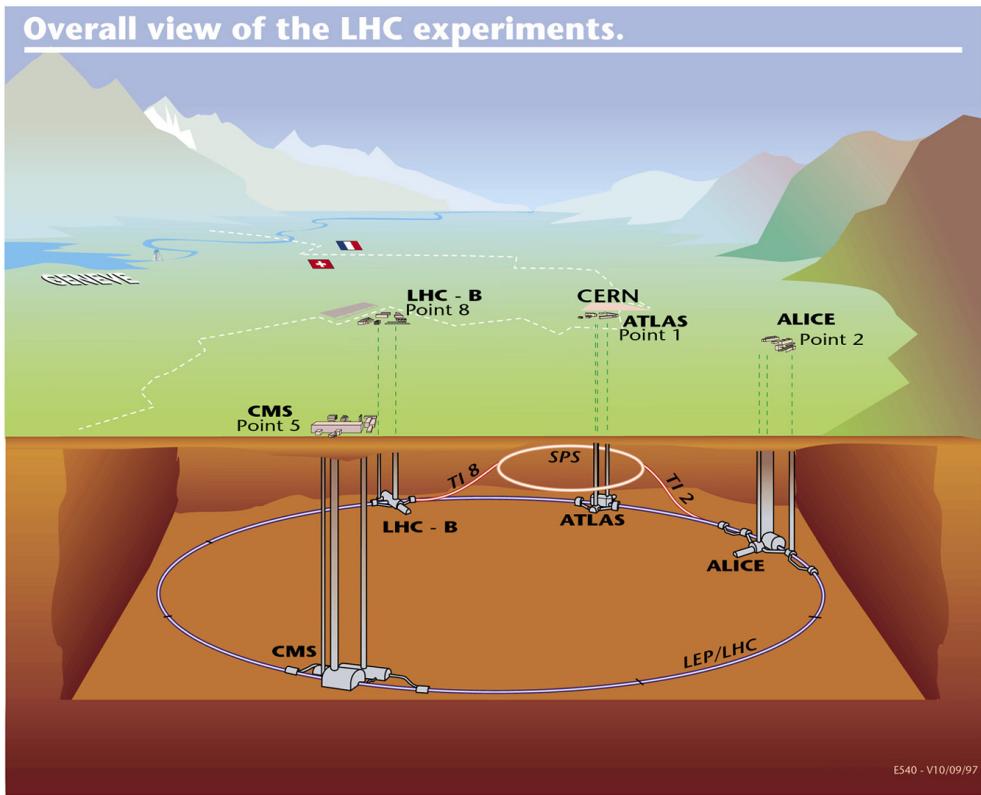


Abbildung 3.1: Die vier Experimente am LHC an den vier Kollisionspunkten des LHC. Zu sehen ist auch der SPS als Vorbeschleuniger.

ATLAS [ATL94, ATL99] wurde entwickelt, um aus der breiten Palette an Physik, die der LHC als Proton-Proton-Collider liefert, eine möglichst große Menge an Informationen zu erhalten. Ein besonderes Augenmerk wird auf die Erforschung des Ursprungs der elektroschwachen Wechselwirkung und die Suche nach supersymmetrischen Teilchen gelegt. Dies beinhaltet auch die gezielte Erforschung des gesamten Massenspektrums, das nach theoretischer Vorhersage für die Masse des Higgs-Bosons in Frage kommt. Es gibt auch ein Schwerionenprogramm und durch eine breite Fächerung der Eigenschaften des Detektors soll die Möglichkeit der Entdeckung „Neuer Physik“ maximiert werden.

CMS (Compact Muon Solenoid) [CMS94] folgt den gleichen Zielen wie ATLAS. Er ist ebenso auf die hohen Luminositäten und einen großen Energiebereich abgestimmt. Besonderer Wert wurde dabei auf ein gutes Detektorsystem für Myo-

nen gelegt. Neben den Proton-Proton-Stößen werden mit CMS auch Schwerionenkollisionen untersucht werden. Insbesondere die Unterdrückung von Υ' - und Υ'' -Mesonen soll mit der guten Akzeptanz für Myonen mit niedrigem Impuls untersucht werden.

TOTEM [Ava04, TOT04] wird als kleineres Experiment unter anderem den totalen Wirkungsquerschnitt und die elastische Streuung bei Proton-Proton-Stößen messen.

LHCb [LHC98] wurde entwickelt, um die CP-Verletzung zu vermessen. Aufgrund der schwachen Ausprägung der Asymmetrie sollen über mehrere Jahre unter konstanten Bedingungen Daten über den Zerfall von B-Mesonen erfasst werden. Pro Jahr wird am LHC eine sehr große b-Quark-Produktionsrate von 10^{12} $b\bar{b}$ -Paaren erwartet [Wom97]. Um seine Aufgabe zu erfüllen, muss LHCb ein sehr robuster Detektor mit guter Empfindlichkeit für Teilchen mit großem Transversalimpuls sein.

ALICE [ALI95, ALI04, ALI06] ist für die Stöße von Schwerionen spezialisiert, bei denen vor allem ein mögliches Quark-Gluon-Plasma untersucht werden soll. Hierzu ist das Experiment für hohe Teilchenmultiplizitäten (bis zu $\frac{dN_{ch}}{dy} \approx 8000$) ausgelegt und für die Detektion von Teilchen mit niedrigen bis mittleren transversalen Impulsen ($100 \text{ MeV}/c < p_t < 20 \text{ GeV}/c$) konstruiert. Mit dieser Ausstattung eignet sich ALICE jedoch auch für die Untersuchung von Proton-Proton-Stößen. Auf das ALICE-Experiment wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen.

3.2 ALICE - A Large Ion Collider Experiment

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [ALI95, ALI04, ALI06] befindet sich an „Point 2“ am LHC in einer Tiefe von etwa 45 Metern [The95].

3.2.1 Aufgaben von ALICE

ALICE ist das einzige Experiment am LHC, welches speziell für die Kollision von Schwerionen, wie Bleikernen, entwickelt wurde. Bei diesen Kollisionen entstehen Energiedichten ($\epsilon \simeq 1000 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}^3}$), die etwa dem 6000-fachen der Energiedichte in einem Bleikern im Grundzustand und Temperaturen von $T \simeq 1 \text{ GeV}$ entsprechen. Dies sind Bedingungen, die weit über die Phasengrenze zum Quark-Gluon-Plasma hinausgehen. Das QGP kann unter obigen Startbedingungen bis zu $\tau_f \simeq 70 \frac{\text{fm}}{c}$ existieren, bevor die Hadronen ausfrieren, wobei es etwa ein Volumen vom 65-fachen eines Bleikerns ($V \simeq 10^5 \text{ fm}^3$) erreicht [Wes01].

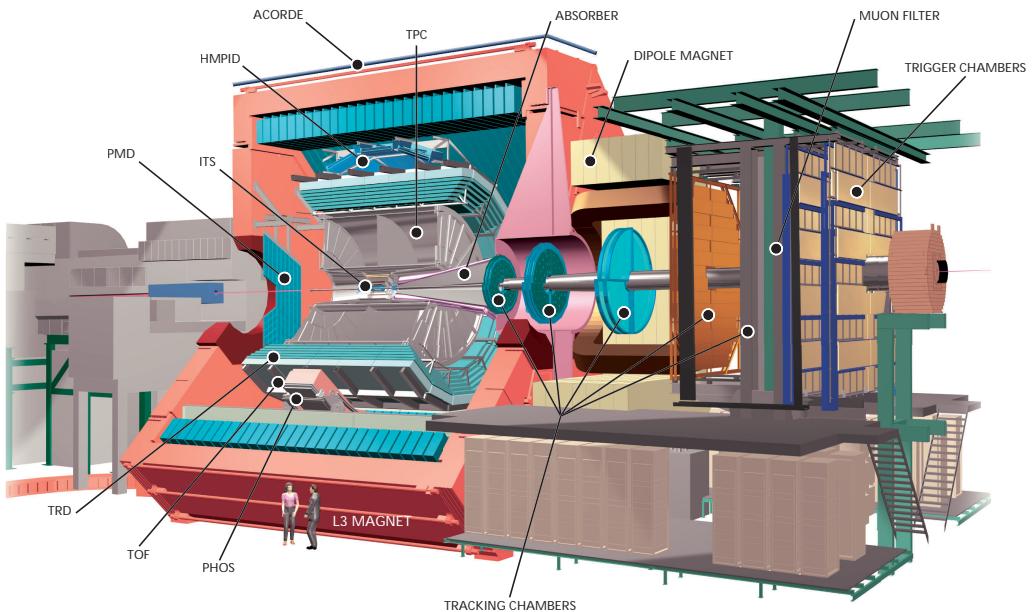


Abbildung 3.2: A Large Ion Collider Experiment am CERN [ALI01].

Zum Vergleich werden jedoch ebenfalls Kollisionen leichterer Ionen und Proton-Proton-Kollisionen aufgenommen.³

3.2.2 Aufbau von ALICE

Um die bei Schwerionenstößen erwarteten Hadronen, Elektronen, Myonen und Photonen zu detektieren, besteht ALICE aus mehreren Detektoren. Eine schematische Darstellung des Experiments wird in Abb. 3.2 gezeigt. Konzentrisch um die Strahlachse sind mittig zum Interaktionspunkt von innen nach außen das „Inner Tracking System“ (ITS), die „Time-Projection Chamber“ (TPC), der „Transition Radiation Detector“ (TRD) und der „Time-Of-Flight“ Detektor (TOF) angeordnet. Von diesen Zentraldetektoren wird der Bereich von 45° bis 135° ($|\eta| < 0,9$) des Polarwinkels und der volle Azimutalwinkel abgedeckt.

Weiter außen befinden sich noch das „Photon Spectrometer“ (PHOS) und der „High Momentum Particle Identification Detector“ (HMPID), die den mittleren Rapiditysbereich abdecken. Die bisher genannten Detektoren (Zentraldetektoren) wer-

³Mit der Massenzahl der Ionen kann die Energiedichte variiert werden.

Die pp- und pA-Daten können als Referenzwerte zu den AA-Daten verwendet werden.

den von dem „Space-Frame“, einem Gerüst innerhalb des L3 Magneten⁴, aufgenommen.

Außerhalb des L3-Magneten ist dezentral das Forward Myon Spektrometer angeordnet, welches den Polarwinkel von 171° bis 178° ($2,4 < |\eta| < 4$) abdeckt. Es sind noch einige weitere kleinere Detektoren (ZDC, PMD, FMD, T0, V0) bei hohen Rapiditysbereichen angeordnet. Eine Anordnung an Szintillatoren (ACORDE) auf dem L3-Magneten dient der Triggerung kosmischer Strahlung.

Das **Forward Muon Spectrometer** ist umgeben von einem starken Dipol-Magneten (Magnetfeldintegral von 3 Tm), einer Anordnung von Absorbern und vierzehn flachen Kammern zur Spurverfolgung und Triggerung. Mit ihm soll die Detektion eines möglichst weiten Spektrums der Resonanzen schwerer Quarks (J/ψ , ψ' , Υ u.a.) sichergestellt werden. Es werden die Zerfälle der Resonanzen gemessen. Dem Myonspektrometer vorangestellt, 1 Meter vom Kollisionspunkt entfernt, ist ein in Schichten aufgebauter Absorber. Die Schichten bestehen abwechselnd aus Material hoher Dichte (hohes Z) und niedriger Dichte (niedrigem Z), um Mehrfachstreuungen und Teilchenverluste zu vermeiden. Hinter dem Spektrometer befindet sich ein weiterer Absorber aus Eisen und zwei zusätzliche Spurdetektoren. Damit können die Myonen identifiziert werden.

Im Zentraldetektor ist das **Inner Tracking System** der dem Kollisionspunkt am nächsten liegende Detektor. Das ITS besteht aus 6 Ebenen hochauflösender Siliziumdetektoren. Es dient der Rekonstruktion des sekundären Vertex für Charm- und Hyperonzerfällen⁵, der Teilchenidentifizierung und der Spurrekonstruktion. Die Teilchenidentifizierung findet über den Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ für Teilchen mit niedrigen Transversalimpulsen, unterhalb von $100 \text{ MeV}/c$ (nichtrelativistischer Bereich), die bereits im ITS gestoppt werden, statt.

Die **Time-Projection Chamber** ist eine zylindrische Proportionalkammer. Vom L3-Magneten wird in der TPC ein bis zu $0,5 \text{ T}$ starkes Magnetfeld erzeugt. Von der TPC wird die Hauptaufgabe der Spurrekonstruktion übernommen. Ebenso dient sie der Teilchenidentifizierung. Elektronen können bis zu Impulsen von etwa $2,5 \text{ GeV}/c$ identifiziert werden.

Der **Transition Radiation Detector** besteht aus 18 im Azimutalwinkel unterteilten Segmenten, den Supermodulen. Die Aufgabe des TRD ist die Elektron-Pion-Separation. Außerdem unterstützt er die Spuraufnahme der TPC und dient als

⁴Der Magnet wurde vom vorherigen Experiment L3 am LEP übernommen.

⁵Ein Hyperon ist ein Baryon mit einem s-Quark.

Trigger für Elektronen mit hohem Transversalimpuls. Der TRD wird im folgenden Abschnitt (3.3) näher beschrieben.

Das **Photon Spektrometer** befindet sich im Abstand von 5 Metern zum Strahlengang und deckt mit 36 000 Kanälen 18 m^2 ab. Mit ihm können direkte Photonen und neutrale Mesonen, wie π^0 und η , gemessen werden. Zur besseren Lichtausbeute wird das PHOS auf -25°C gekühlt.

3.3 Transition Radiation Detector

In diesem Kapitel wird auf den Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Detector, TRD) [ALI01] von ALICE näher eingegangen. Der TRD ist ein Teil des Zentralbereichs des Experiments, der sich zwischen der TPC und dem TOF befindet.

3.3.1 Aufgaben des TRD

Die Hauptaufgabe des ALICE-TRDs besteht darin, zusammen mit der TPC und dem ITS für eine gute Separation von Elektronen und Pionen zu sorgen. Die starke γ -Abhängigkeit der Übergangsstrahlung ermöglicht insbesondere bei hohen Energien eine gute Teilchenidentifikation. Der TRD trägt für Impulse oberhalb von $1 \text{ GeV}/c$ dazu bei. Für Impulse unterhalb der $1 \text{ GeV}/c$ wird die notwendige Unterdrückung der Pionen gegenüber den Elektronen über die Messung des Energieverlustes in der TPC erreicht. Die geforderte Pionenunterdrückung liegt bei einem Faktor 100 für $p_T > 3 \text{ GeV}/c$ [ALI99, ALI01].

Mit einer schnellen Identifizierung von Elektronen kann der TRD als „online Trigger“ für Elektronen mit hohem Transversalimpuls dienen [Wes03]. Das Trigger-Signal wird bereits $6,1 \mu\text{s}$ nach der Teilchenkollision an den „Central Trigger Processor“ (CTP) ausgegeben [Wes01]. Weiter wird der TRD zur Spurrekonstruktion eingesetzt und somit die direkte Messung der Teilchenimpulse ermöglicht. Auch bei pp-Kollisionen wird der TRD verschiedene Trigger-Funktionen übernehmen und das Spektrum von D- und B-Mesonen bei niedrigen transversalen Impulsen vermessen.

3.3.2 Aufbau des TRD

Der TRD ist azimutal in 18 Supermodule unterteilt. Jedes Supermodul wiederum beinhaltet 5 Stacks (longitudinale Unterteilung) mit jeweils 6 übereinander liegenden

Kammern (Layer), also im Ganzen 30 Kammern. Die insgesamt 540 TRD Kammern decken eine Fläche von 736 m^2 über einen Pseudorapiditätsbereich - entsprechend der anderen zentralen Detektoren - von $|\eta| < 0,9$ ab [Wes03].

Jede Kammer besteht aus einem Radiator mit einer Dicke von 48 mm und einer Vieldraht-Proportional-Kammer mit 30 mm Driftbereich und 7 mm Verstärkungsbereich [Wes03]. Drift- und Verstärkungsbereich sind durch Drahtkathoden voneinander getrennt. Die Driftkammer wird von Auslesepads abgeschlossen, die auf mehrschichtige Karbonfasern geklebt werden. Mittig zwischen den Kathoden-Drähten und den Pads befindet sich eine Anoden-Drahtebene. Auf jeder Kammer befinden sich 6 bis 8 Auslese-Platinen mit „Multi-Chip-Modulen“ (MCM), welche die Signale der Pads auslesen und verarbeitet.

Jede Kammer hat 12 bis 16 Pad-Reihen in z-Richtung mit jeweils 144 Pads in Richtung der Drähte (y-Richtung). Der TRD hat mit insgesamt $1,16 \cdot 10^6$ Kanälen die meisten Auslesekanäle aller Detektoren von ALICE. Jedes Pad hat eine Fläche von etwa $6 - 7 \text{ cm}^2$ [ALI01].

Das Radiatormaterial sind Fasermatten aus Polypropylen, die mit Karbonfasermaterial verstärktem Rohacell® HF71 (Polymethacrylimid) umschlossen sind. Fasermaterial wurde Folienradiatoren vorgezogen, da die Massenbelegung des TRD möglichst gering sein sollte und so die Radiatoren in sich eine Steifheit mitbringen mussten, um unnötige externe Verstärkungen zu vermeiden.

Die Kammern werden mit $27,2 \text{ m}^3$ Xe/CO_2 -Gemisch im Verhältnis 85 : 15 gefüllt. Die Driftzeit im Driftbereich beträgt bei einer Driftgeschwindigkeit von $1,5 \frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$, die bei einem elektrischen Feld von $0,7 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ erreicht wird, $2,0 \mu\text{s}$ [ALI01].

Jedes Supermodul hat eine Breite von 0,95 m an der Unterseite und eine Breite von 1,22 m an der Oberseite und erstreckt sich über eine Länge von 7,02 m und Höhe von 0,78 m [Win06]. Diese Form der Supermodule ergibt sich aus der konzentrischen Platzierung im Space Frame. Jedes Supermodul wird einzeln mit den Kammern und der Infrastruktur für die Services⁶ bestückt und dann jeweils als eine Einheit im Space Frame installiert.

3.3.3 Funktionsweise des TRD

In Abb. 3.3 a) wird gezeigt, wie ein ultrarelativistisches Elektron bzw. ein Pi-on eine der TRD-Kammern durchquert. Die Teilchen durchfliegen dabei zunächst

⁶Niederspannung, Hochspannung, Kühlung, Gas, Auslese- und Steuerkabel

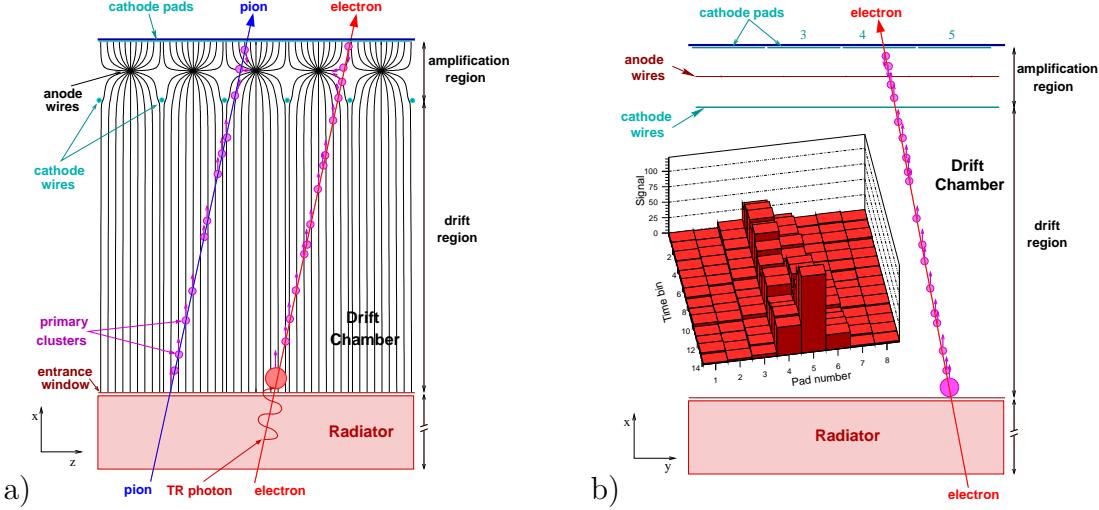


Abbildung 3.3: In a) durchqueren ein Elektron und ein Pion eine TRD-Kammer und erzeugen durch Ionisation Elektron-Cluster. Diese driften zu den Anodendrähten. Bei dem Elektron entsteht ein zusätzlicher großer Elektron-Cluster durch die im Radiator entstehende Übergangsstrahlung. In b) ist ein gemessenes Signal über mehrere Pads und die Driftzeit verteilt gezeigt [ALI01].

den Radiator, bevor sie die Driftkammer erreichen. Die starke Abhängigkeit der Übergangsstrahlung vom Lorentz-Faktor ($\gamma = E/mc^2$) hat zur Folge, dass bei gleichem Impuls vom Elektron im Radiator Übergangsstrahlung erzeugt wird, vom Pion hingegen nicht. Mit dem effektiven Schwellenverhalten der Übergangsstrahlung, nachdem erst ab einem Lorentz-Faktor von etwa $\gamma \approx 1000$ Übergangsstrahlung erzeugt wird, müsste das Pion mit einer Masse von $m_\pi = 139,6 \text{ MeV}/c^2$ einen Impuls von $p_\pi \approx 140 \text{ GeV}/c$ aufweisen, um Übergangsstrahlung zu erzeugen. Mit einer erheblich kleineren Ruhemasse des Elektrons von $511 \text{ keV}/c^2$ genügt diesem ein Impuls von $p_e \approx 0,5 \text{ GeV}/c$, um Übergangsstrahlung zu erzeugen [Zau03, Yao06].

In der Driftkammer hinterlassen schließlich beide Teilchen ihre Ionisationsspur in Form von Elektronen-Cluster. Bei dem Elektron wird durch die Übergangsstrahlung ein weiterer Elektronen-Cluster erzeugt. Das Gasgemisch der TRD Kammern (Xe/CO_2) weist einen sehr hohen Absorptionswirkungsquerschnitt für Röntgenstrahlung auf. Entsprechend wird hier die meiste Energie aus der Übergangsstrahlung bereits zu Beginn (nahe am Radiator) durch Ionisation umgesetzt und es entsteht ein entsprechend großer Elektronen-Cluster.

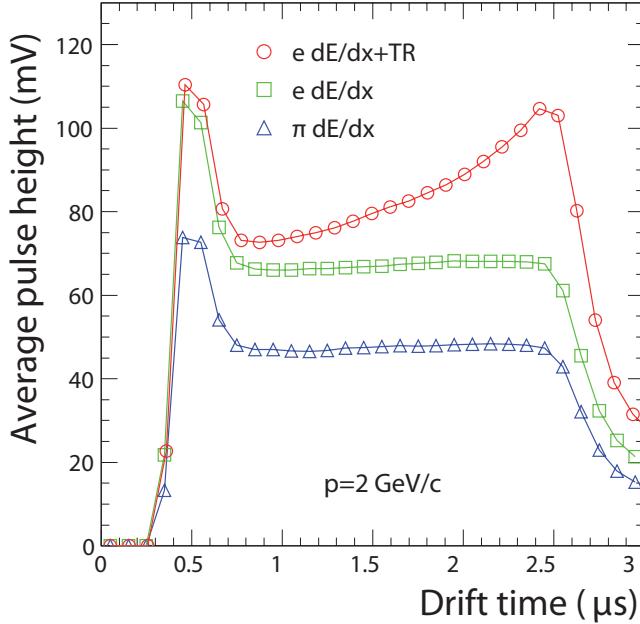


Abbildung 3.4: Der Zeitverlauf des gemittelten Signals für Elektronen (mit und ohne Radiator) und Pionen im TRD. Das Signal wurde um $0,3 \mu\text{s}$ verschoben [ALI06].

Die Messung der Ladung auf den Pads, abgetastet in bis zu 30 Zeitintervallen, ermöglicht die Spurrekonstruktion innerhalb der Kammer und erleichtert die Identifizierung des Übergangsstrahlungs-Peaks. Ein entsprechend gemessener Signalverlauf für den Durchlauf eines Elektrons ist in Abb. 3.3 b) gezeigt.

Elektron-Pion-Identifizierung

Der TRD soll eine gute Elektron-Pion-Separation für Teilchenimpulse oberhalb von $p = 1 \text{ GeV}/c$ leisten. Das gemittelte Signal für Elektronen (rote Kreise) und Pionen (blaue Dreiecke) über die Driftzeit wird in Abb. 3.4 gezeigt. Zum Vergleich ist noch das Signal für Elektronen ohne Radiator, d. h. ohne Übergangsstrahlung (grüne Quadrate) aufgetragen.

Entsprechend dem Energieverlust eines Teilchens durch Ionisation ($\frac{dE}{dx}$) haben das Elektron und das Pion im Mittel ein über die Driftzeit konstantes Signal. Der Energieverlust liegt - bei Impulsen von einigen GeV/c (in der Abb. 3.4 ist $p = 2 \text{ GeV}/c$) - für Elektronen etwas höher als für Pionen. Das Pion befindet sich bei einem Impuls von $p = 2 \text{ GeV}/c$ näher im Bereich des Minimums der Bethe-Bloch-Formel

(Gleichung 2.1, Abbildung 2.1), wobei das Elektron bereits weiter im Bereich des relativistischen Anstiegs liegt.

Die Erhöhung zu Beginn der Driftzeit resultiert daraus, dass die Ladungsdrift aus der Verstärkungszone von beiden Seiten auf die Anodendrähte trifft (siehe Abb. 3.3). Für das Elektron ist im Mittel aufgrund der Übergangsstrahlung auch mit zunehmender Driftzeit ein deutlicher Signalanstieg zum Ende des Signals hin zu vernehmen.

Das gemessene Signal eines einzelnen Elektrons bzw. Pions weist viele Schwankungen auf, so dass eine Bestimmung der Teilchenidentität erschwert wird. Es gibt mehrere Methoden [Hol88, Wil04], die Signale eines Elektrons von dem eines Pions zu unterscheiden.

Die einfachste Methode berücksichtigt nur die gesamte deponierte Ladung. Es wird jeweils für das Elektron und das Pion eine in Testmessungen ermittelte Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Energiedeposition im TRD verwendet. Anhand der Wahrscheinlichkeitsverteilung lässt sich zu jedem Signal eine Wahrscheinlichkeit (*Likelihood*), von einem Elektron bzw. einem Pion zu stammen, zuordnen. Liegt die Wahrscheinlichkeit, dass das Teilchen ein Elektron ist, über einen festgelegten Grenzwert, meistens liegt dieser bei 90 %, wird das Teilchen als Elektron identifiziert. Der Anteil der falsch als Elektronen identifizierten Pionen wird als Pioneneffizienz bezeichnet. Die Pioneneffizienz gilt es zu minimieren.

Zur weiteren Verbesserung der Pionenunterdrückung wird der Zeitpunkt der größten Ladungsdeponierung berücksichtigt. Es wird ausgenutzt, dass die von den Übergangsstrahlungsphotonen erzeugten Ladungs-Cluster verhältnismäßig groß sind und früh in der Kammer (d. h. spät in der Driftzeit) absorbiert werden. Insofern die Signale aus dem Verstärkungsbereich unberücksichtigt bleiben, ist die Wahrscheinlichkeit hoch, dass der höchste Energieeintrag der Elektronen bei einem späten Zeitintervall der Driftzeit liegt, während die Wahrscheinlichkeit beim Pion über die Zeintervalle gleichverteilt ist. Eine Optimierung der Pion-Elektron-Separation wird im ALICE-TRD durch die Kombination von sechs übereinanderliegenden TRD-Kammern erreicht.

Triggersystem

Im Grundzustand befindet sich der TRD im Stand-by-Betrieb und alle digitalen Taktgeber sind ausgeschaltet. Erst mit dem Auslösen des *Pretriggers* [ALI01] werden Rohdaten in die ADCs geladen und erste Systeme des TRD gestartet. Der Pretrigger

ist ein „Minimum-Bias-Trigger“, der etwa 100 ns nach einer Wechselwirkung am „Point of Presence“ (POP) des TRD ausgelöst wird. Der Point of Presence ist ein Referenzpunkt, um den Auslösezeitpunkt eindeutig zu definieren.

Erfolgt innerhalb von 900 ns auch ein Level-0 (L0) Trigger des ALICE-Trigger-Systems, so kommt der gesamte Datennahmeprozess in Gang: Bereits nach $6\ \mu\text{s}$ wird eine Triggerentscheidung der TRD-Elektronik über das detektierte Signal an den „Central Trigger Processor“ (CTP) gegeben und die Datenauslese ist nach maximal $40\ \mu\text{s}$ abgeschlossen. Anschließend geht der TRD wieder in den Stand-by-Betrieb.

4. Grundlagen zur Teilchendetektion II

Zum Nachweis ionisierender Strahlung werden Szintillationszähler eingesetzt. Als Szintillationszähler wird ein System aus einem Szintillator und einem Photomultiplier bezeichnet. Manchmal wird noch ein Lichtleiter verwendet. Diese Komponenten des Szintillationszählers werden in diesem Kapitel vorgestellt. Darüber hinaus wird auf das Triggerverfahren und das Koinzidenzprinzip eingegangen.

4.1 Szintillatoren

Im Szintillator [Kle05] deponiert die ionisierende Strahlung Energie, die zum Teil in Form von Photonen wieder freigegeben wird. Ein Großteil der Photonen gelangt über Reflexionen im Szintillator zu einem Photomultiplier. Szintillatoren werden gerne als Trigger eingesetzt, da sich mit ihnen große Raumwinkel abdecken lassen und sie schnelle Signalanstiegs- und geringe Totzeiten von typischerweise 10 ns besitzen [Yao06]. Zusätzlich sind die Anschaffungskosten im Vergleich zu anderen Detektortypen gering.

Es gibt organische und anorganische Szintillatoren. Beide Szintillationstypen unterscheiden sich in Eigenschaften wie Dichte und Antwortzeit. Die Dichte von organischen Szintillatoren beträgt etwa $1,03$ und $1,20 \text{ g cm}^{-3}$, die Dichte anorganischer Szintillatoren ist typischerweise etwa 4 bis 8 mal so hoch [Yao06]. Anorganische Szintillatoren werden aufgrund ihrer recht höhere Dichte meistens eingesetzt, wenn ein hohes Strahlungsbremsvermögen für eine große Energiedeposition gewünscht ist. Ihre Antwortzeit liegt jedoch etwa 2 bis 3 Größenordnungen über der von organischen Szintillatoren.

Organische und anorganische Szintillatoren haben ein unterschiedliches Funktionsprinzip. Durchdringt ein hochenergetisches Teilchen einen **organischen Szintillator**, werden durch Stöße Moleküle angeregt. Fallen die Molekülzustände zurück in untere Niveaus, wird UV-Licht emittiert. Etwa 3 % der im Szintillatormaterial deponierten Energie wird in Form optischer Photonen wieder freigegeben [Yao06]. Dieser Vorgang wird als Szintillation bezeichnet.

Ein minimal ionisierendes Teilchen deponiert auf einem Zentimeter Szintillatormaterial eine Energie von etwa 2 MeV [Yao06]. Pro 100 eV wird etwa ein Photon frei. Dies entspricht $2 \cdot 10^4$ Photonen, die in einem ein Zentimeter dicken Szintillator bei Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens erzeugt werden.

Bei einem idealen Szintillator tragen alle Photonen, die bei einem Teilchendurchflug emittiert werden, zu der Signalbildung im Photomultiplier bei. Doch aufgrund von Selbstabsorption und Verlusten an den Rändern des Szintillators geht ein großer Teil der Photonen auf dem Weg zum Photomultiplier verloren.

Um die starke Selbstabsorption des vom primären Fluoreszenzstoff emittierten UV-Lichts, welches nur eine sehr geringe Reichweite von einigen Millimetern hat, zu umgehen, wird dem Szintillator ein weiteres fluoreszierendes Material beigemischt, welches die Funktion eines Wellenlängenschiebers übernimmt. Von diesem Material wird das UV-Licht in sichtbares Licht, welches von blau bis grün reicht, umgewandelt. Für sichtbares Licht ist der Szintillator nahezu transparent. Außerdem kann die Wellenlänge auf die Empfindlichkeit der Photokathode des Photomultipliers abgestimmt werden. Die aktiven Komponenten des Szintillators werden einer Grundsubstanz beigemischt.

Organische Szintillatoren können in flüssiger oder fester Form hergestellt werden. Feste Szintillatoren bestehen aus kristallinem Material oder Kunststoff. Kristalline Szintillatoren finden in der Hochenergiephysik kaum Anwendung. Szintillatoren aus Kunststoff können durch Polymerisierung sehr flexibel in allen möglichen plastischen Formen hergestellt werden. Für Plastik-Szintillatoren dienen Polymere aus aromatischen Verbindungen, wie Polystyrol (PS), oder aus alifatischen Stoffen (Acrylglas, Plexiglas) als Grundsubstanz. Aromatische Szintillatoren sind aufgrund ihrer besseren Lichtausbeute vorzuziehen, jedoch sind alifatische Szintillatoren günstiger und leicht zu bearbeiten.

Die aktiven Komponenten des Szintillators werden so ausgewählt, dass eine möglichst große Lichtausbeute bei gleichzeitig möglichst geringer Selbstabsorption erreicht wird.

Um die Abschwächungslänge des Lichts im Szintillator weiter zu erhöhen, können Farbfilter (Gelbfilter) vor der Photokathode eingesetzt werden. Dies vermindert zwar die Lichtausbeute, doch ist für langwelliges Licht die Selbstabsorption geringer und das Signal wird unempfindlicher gegenüber seinem zurückgelegten Weg im Szintillator. Dies wird vorrangig bei langen Plastiksintillatoren, die als Kalorimeter eingesetzt werden, angewandt, um eine gute Energieinformation zu erhalten.

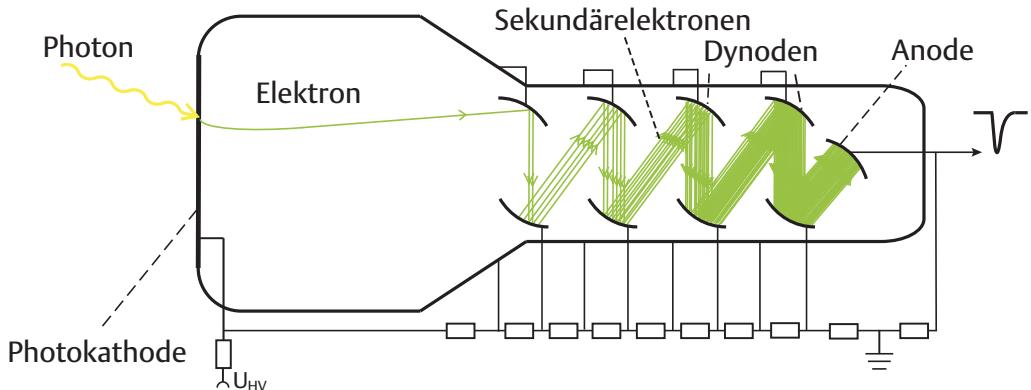


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines Photomultipliers mit 8 Dynoden.

Ein **anorganischer Szintillator** ist ein Kristall, der dotiert ist mit Aktivator-Zentren. Der Abstand zwischen Leitungs- und Valenzband des Kristalls liegt bei etwa 6 – 8 eV [Kle05]. Die Aktivator-Zentren sind dazwischen angeordnet. Durch ionisierende Teilchen werden freie Elektronen, freie Löcher und Elektron-Loch-Paare erzeugt. Diese bewegen sich im Gitter des Kristalls fort, bis sie auf ein Aktivator-Zentrum stoßen, welches angeregt wird. Der angeregte Zustand des Aktivators zerfällt unter Emission von sichtbarem Licht. Wellenlängenschieber sind hier somit nicht nötig. Häufig verwendeter wird der NaJ-Szintillator [Yao06].

4.2 Photomultiplier

Der Photomultiplier [Kle05] dient zur Umwandlung eines Lichtsignals in ein elektrisches Signal. Er kommt in der Detektorphysik meistens nicht als primärer Detektor vor, sondern in Kombination mit Szintillatoren als Detektormaterial, welche bei Teilchendurchflug Licht emittieren. Das Licht wird zum Photomultiplier geleitet, wo es auf eine Photokathode aus Alkalimetall trifft. Aufgrund des Photoeffekts werden daraus Elektronen herausgeschlagen.

Ein Photomultiplier hat neben der Kathode eine Anode und - je nach Ausführung - etwa 5 bis 15 Dynoden, die zwischen den beiden Polen angeordnet sind. Zwischen Kathode und Anode liegt eine Hochspannung an. Über einen Spannungsteiler verteilt besteht auch zwischen den benachbarten Dynoden bzw. Kathode und Dynode oder Dynode und Anode jeweils ein elektrisches Potential von einigen hundert Volt.

Eine Dynode besteht aus einem Material mit hohem Sekundäremissionskoeffizienten. Das anliegende Potential zwischen Kathode und erster Dynode beschleunigt die Elektronen zu der Dynode hin. Dort werden Sekundärelektronen erzeugt, die wieder zur nächsten Dynode hin beschleunigt werden. Dies setzt sich fort und ein messbarer Elektronenstrom erreicht schließlich die Anode.

Materialien der Dynoden sind z.B. BeO oder Mg-O-Cs [Kle05]. Bei kinetischen Energien von $100 - 200\text{ eV}$ sind 3 bis 5 Sekundärelektronen pro einfallendem Elektron erreichbar. In [Kle05] wird ein typischer Photomultiplier beschrieben, der aus 14 Dynoden mit einer Potentialdifferenz von jeweils $150 - 200\text{ V}$ besteht. Damit sind Verstärkungsfaktoren von 10^8 erreichbar. Ein typischen Signal eines solchen Photomultipliers liegt bei etwa 200 mV .

Wie auch in anderen elektrischen Bauelementen wird zur Verarbeitung des Signals Zeit benötigt. Die Laufzeit der Elektronen von der Kathode über die Dynoden bis zur Anode liegt in der Größenordnung von 40 ns [Kle05]. Diese Laufzeit zeigt aufgrund unterschiedlicher Flugzeiten der Photoelektronen von der Kathode zur ersten Dynode eine Variation auf. Schwankungen in der Emissionsgeschwindigkeit und dem Emissionspunkt der Elektronen aus der Photokathode sind Ursachen unterschiedlicher Flugzeiten. Die maximale Differenz der Laufzeiten beträgt typischerweise $\simeq 0,2\text{ ns}$ in Abhängigkeit der Emissionsgeschwindigkeit und $\simeq 0,7\text{ ns}$ aufgrund unterschiedlicher Wegstrecken [Kle05].

Um die Laufzeit und damit auch die Laufzeitschwankungen erheblich zu verringern, wurde eine andere Bauweise des Elektronenvervielfachers, der Mikrokanal-Multiplier [Kle05], entwickelt. Die Funktion der Dynoden übernehmen im Mikrokanal-Multiplier $10^4 - 10^7$ sehr dünne ($10 - 100\text{ }\mu\text{m}$) parallele Löcher in einer Bleiglasplatte. Entlang der Löchern besteht ein Potentialgradient, so dass einfalende Elektronen in den Löchern beschleunigt werden. Treffen Elektronen auf die Seitenwände der Löcher, so werden Sekundärelektronen emittiert. Der Vorteil des Mikrokanal-Multipliers gegenüber üblichen Photomultipliern ist die Reduzierung der Laufzeiten. Die Laufzeiten betragen nur wenige Nanosekunden und deren Schwankungen weniger als $0,1\text{ ns}$.

4.3 Lichtleiter

Aus geometrischen oder technischen Gründen ist es nicht immer möglich, dass der Photomultiplier direkt am Szintillator angekoppelt wird. Häufig befindet sich der

Detektor in einem starken magnetischen Feld, welches die Photomultiplier stören würde. In manchen Fällen ist auch aus Platzgründen keine direkte Anbindung des Photomultipliers an den Szintillator möglich. Die häufigste Ursache ist jedoch, dass die aktive Fläche (Photokathode) des Photomultipliers nicht mit der Lichtaustrittsfläche des Szintillators übereinstimmt.

In solchen Fällen wird das Licht über einen Lichtleiter zu der Photokathode des Photomultipliers geführt. Lichtleiter lassen sich aus transparentem Plastik in einer beliebigen Form herstellen. Die Lichtleiter werden so geformt, dass die Lichtaustrittsfläche des Szintillators möglichst gut auf die Photokathode abgebildet wird und der Photomultiplier sich an einem geeigneten Ort platzieren lässt.

Bei der Form des Lichtleiters muss darauf geachtet werden, dass das Licht auf die Oberfläche des Lichtleiters möglichst in einem Winkel zur Normale auftrifft, der größer als der Grenzwinkel für Totalreflexion θ_c ist. Deshalb sollte der Krümmungsradius im Vergleich zur Dicke des Lichtleiters groß sein.

4.4 Lichtausbreitung in Materie

In diesem Abschnitt wird betrachtet, wie sich Licht in einer transparenten Platte fortbewegt. In einem isotropen und homogenen Raum breitet sich Licht geradlinig aus. Damit Licht innerhalb eines räumlich begrenzten Bereichs weitergeführt werden kann, muss es an den Grenzschichten reflektiert werden.

Licht als elektromagnetische Welle breitet sich in Materie langsamer aus als im Vakuum. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Medium [Dem02]

$$c_m(n) = \frac{c}{n} \quad (4.1)$$

reduziert sich reziprok um den Brechungsindex des Mediums $n > 1$. Der Brechungsindex und damit auch die Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Medium ist abhängig von dessen Wellenlänge λ („*Dispersion*“).

Die Abnahme der Lichtgeschwindigkeit im Medium lässt sich phänomenologisch so beschreiben, dass die Valenzelektronen des Mediums von der elektromagnetischen Welle zu Schwingungen angeregt werden. Dies sind infolgedessen schwingende Dipole, die elektromagnetische Wellen (Sekundärwellen) aussenden. Die Sekundärwellen haben die gleiche Frequenz wie die Primärwelle, jedoch ist die Phase gegenüber dieser verschoben. Die Interferenz zwischen der Primärwelle und den Sekundärwellen

hat eine Verzögerung der resultierenden Welle zur Folge, was sich wie eine verminderte Ausbreitungsgeschwindigkeit auswirkt. Die Primärwelle wie auch die Sekundärwellen breiten sich mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c aus. Die verminderte Lichtgeschwindigkeit im Medium c_m kommt allein durch die Phasenverschiebung zustande.

Anhand der Maxwell-Gleichungen lässt sich herleiten, dass es für nicht ferromagnetische Isolatoren ohne freie Ladung den direkten Zusammenhang

$$n = \sqrt{\varepsilon} \quad (4.2)$$

zwischen Brechungsindex n und der relativen Dielektrizitätskonstanten ε gibt. Der Brechungsindex eines homogenen und isotropen Mediums

$$n = \sqrt{1 + \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m_e (\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}} \quad (4.3)$$

ist insbesondere abhängig von der Dichte der Dipole N , dem Frequenzabstand zur Eigenfrequenz des Mediums ω_0 und der Dämpfungskonstanten γ [Dem02].

Nun soll betrachtet werden, wie sich eine elektromagnetische Welle an einer **Grenzfläche zweier Medien** verhält. Hierzu ist das gesamte Wellenfeld bei Überlagerung der Sekundärwellen mit der Primärwelle in beiden Medien zu berechnen. Bei einer Lichtwelle geht man von einer ebenen Welle $\vec{E}_e = \vec{A}_e \cdot e^{i(\omega_e t - \vec{k}_e \cdot \vec{r})}$ aus, die unter dem Winkel θ zur Normalen der Grenzfläche aus Medium 1 mit Brechungsindex n_1 auf Medium 2 mit Brechungsindex n_2 fällt. An der Grenzfläche kann das Licht unter Winkel η reflektiert werden oder unter Winkel β in das zweite Medium transmittieren.

Hierzu gelten folgende Grundregeln:

- Sowohl reflektierte wie gebrochene Welle befinden sich in der Ebene der einfallenden Welle.
- Bei Reflexion gilt, dass der Ausfallswinkel gleich dem Einfallswinkel ist:

$$\theta = \eta. \quad (4.4)$$

- Bei Transmission an der Grenzfläche gilt das Snelliussche Brechungsgesetz

$$\frac{\sin \theta}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4.5)$$

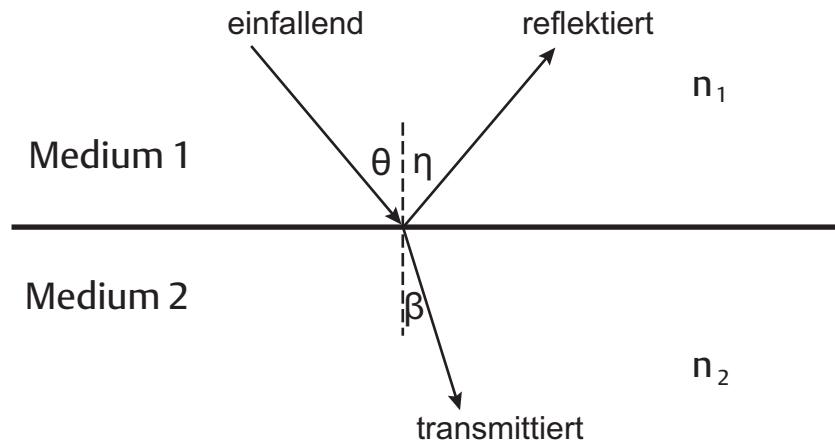


Abbildung 4.2: Eine elektromagnetische Welle wird an einer Grenzfläche zweier Medien mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 reflektiert oder gebrochen.

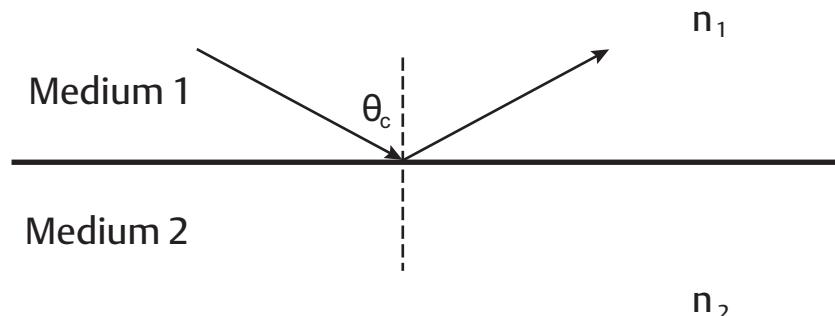


Abbildung 4.3: Fällt eine elektromagnetische Welle unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion auf eine Grenzfläche zweier Medien, wird sie vollständig reflektiert.

Fällt Licht unter Winkel θ aus einem optisch dichteren Medium auf die Grenzfläche eines optisch dünneren Mediums ($n_1 > n_2$), so kann dieses an der Grenzfläche nur gebrochen werden, wenn $\sin \beta \leq 1$ gilt. Aus dem Snelliusschem Brechungsgesetz folgt unter dieser Einschränkung $\sin \theta \leq \frac{n_2}{n_1}$. Im Umkehrschluss wird das Licht unter der Bedingung $\sin \theta > \frac{n_2}{n_1}$ vollständig reflektiert (**Totalreflexion**). Der Winkel θ_c , ist mit

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.6)$$

der Grenzwinkel der Totalreflexion [Dem02].

Betrachten wir nun eine planparallele Platte einer beliebigen Dicke, die in den seitlichen Dimensionen unendlich ist. Das Licht in dieser Platte, welches in einem Winkel θ auf die Oberfläche der Platte trifft, der größer als der Grenzwinkel θ_c ist, wird an dieser Grenzschicht vollständig reflektiert. Der Reflexionswinkel ist gleich dem Einfallsinkel. Entsprechend wird das Licht an der parallel liegenden Seite erneut reflektiert und bewegt sich so in der Platte fort. Licht, welches einem Winkel θ kleiner als der Grenzwinkel für Totalreflexion θ_c auf die Grenzfläche trifft, kann ebenso mit einer geringen Wahrscheinlichkeit von etwa 4 % an der Grenzfläche reflektiert werden. Da das Licht in der Regel häufig reflektiert wird, bevor es das Ende des Szintillators erreicht, wird die Wahrscheinlichkeit jedoch so gering, dass dieses Licht vernachlässigt werden kann. So ist das Licht, welches sich über einen längeren Weg durch mehrfache Reflexionen in der Platte fortbewegt, ohne diese zu verlassen, auf einen Raumwinkel, der durch den Grenzwinkel der Totalreflexion vorgegeben ist, begrenzt. Der Anteil des Lichts, welches auf ein Ereignis zurückgeht, an einem Ort isotrop entsteht und die Platte verlässt, gegeben durch [Kno00]

$$E = 2 \cdot \frac{1}{4\pi} \int_0^{\theta_c} 2\pi \sin \theta d\theta = 1 - \cos \theta_c = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}. \quad (4.7)$$

Der Anteil des in der Platte verbleibenden Lichts ist somit

$$F = 1 - E = \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}. \quad (4.8)$$

Bei einem Material mit dem Brechungsindex $n = 1,5$ an Luft ($n \approx 1$) werden 75 % des in der Platte isotrop entstehenden Lichts an die Plattenenden geführt.

4.5 Trigger

Eine Schwierigkeit in der Teilchendetektion besteht häufig darin, aus einer Vielzahl an Detektorsignalen physikalisch gesuchte Signale herauszufiltrieren. Insbesondere sind der Untergrund und weitere, störende Ereignisse zu minimieren. Dies wird in der Regel durch Detektoren mit einer logischen Schaltung realisiert, welche als Trigger bezeichnet werden. Ein Trigger gibt ein logisches Signal - das Trigger-Signal -, mit welchem eine Signalaufzeichnung gestartet werden kann oder zu den entsprechenden Daten eine Triggerinformation geschrieben wird.

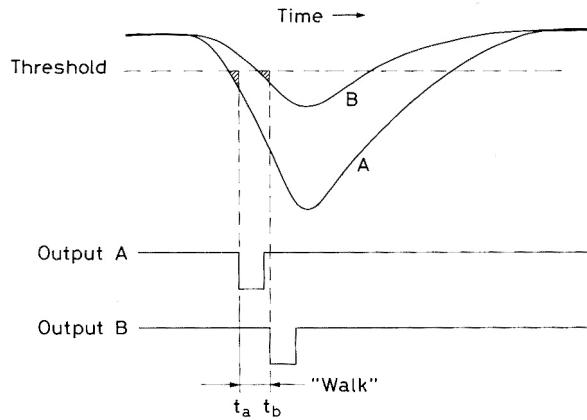


Abbildung 4.4: Walk-Effekt beim Triggern auf die Signallanke [Leo87].

Es gibt verschiedene Verfahren [Leo87], aus einem analogen Signal eines Detektors zu ermitteln, ob ein echtes Signal vorliegt oder nicht, um dann gegebenenfalls ein logisches Signal auszugeben. Die technische Umsetzung wurde insbesondere darauf spezialisiert, den Auslösezeitpunkt des logischen Signals genauer zu definieren. Dies ist für zeitkritische Messungen von großer Bedeutung.

Die einfachste Methode ist, auf die ansteigende Flanke eines Signals zu triggern. Dies bedeutet, dann ein logisches Signal auszugeben, sobald an der abfallenden Flanke eines negativen Signals bzw. der ansteigenden Kante bei positiven Signalen ein eingestellter Grenzwert überschritten wird.

Bei diesem Verfahren treten Phänomene auf, die bei besonders zeitkritischen Messungen zu beachten sind. Es können zwei gleichzeitig auftretende Signale zu geringen, aber gegebenenfalls ausschlaggebenden Zeitdifferenzen in den Triggersignalen führen. Abhängig von der Amplitude und der Anstiegszeit der Signale wird der Grenzwert, auf den getriggert wird, zu unterschiedlichen Zeiten erreicht. Entsprechend werden die Triggersignale mit einer zeitlichen Differenz ausgelöst. Dieser Effekt wird als „Walk“ bezeichnet. Verstärkt wird der Walk-Effekt dadurch, dass in der Regel ein Kondensator mit einer bestimmten Ladung aufgeladen werden muss, bevor ein Triggersignal ausgegeben wird. Diese Zeit ist wiederum abhängig von der Amplitude und der Anstiegszeit des Signals. Dieser zweite Punkt spielt jedoch eine untergeordnete Rolle.

Wird auf die Signallanke getriggert, lässt sich der Walk-Effekt minimieren, indem der kleinste vom Rauschen noch erlaubte Grenzwert eingestellt wird. Zur weite-

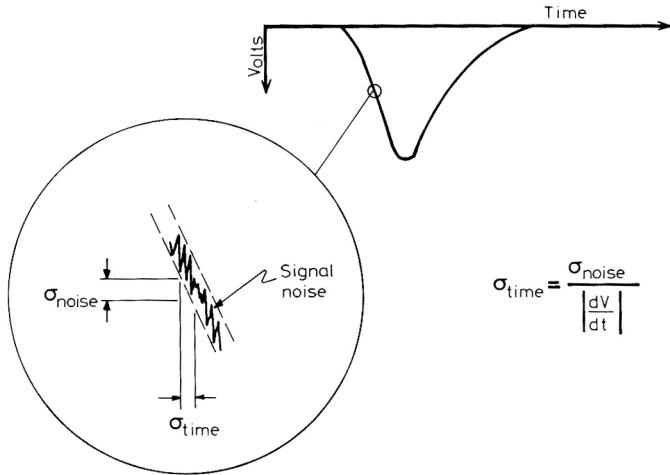


Abbildung 4.5: Jitter-Effekt aufgrund von Rauschen und statistischen Fluktuationen im Signal [Leo87].

ren Vermeidung des Walk-Effekts können auch andere Trigger-Methoden angewendet werden. Zum Beispiel können die Detektorsignale in bipolare Signale gewandelt werden und der Nulldurchgang als Auslösezeitpunkt des Triggers gewählt werden. Anstatt auf einen festen Grenzwert zu triggern, kann mit erreichen eines festgelegten Anteils von der Amplitude des Signals getriggert werden.

Ein weiterer Effekt ist der „**Jitter**“. Rauschen und statistische Fluktuationen verursachen eine Verschiebung des Triggerzeitpunkts bei ansonsten gleichen Signalen. In [Leo87] werden folgende Punkte beispielhaft als auslösende Faktoren des Jitter in Photomultipliersystemen notiert:

1. Variation der Anzahl erzeugter Photonen im Szintillator
2. die Laufzeit der Photonen und Elektronen durch den Szintillator und Photomultiplier
3. Verstärkungsschwankungen bei der Elektronenverstärkung

Die Steigung einer Signalflanke an einem Punkt ist $\left| \frac{dU}{dt} \right|$. Entsprechend ergibt sich bei Fluktuationen im Signal um σ_{noise} ein hieraus resultierender Jitter von

$$\sigma_{\text{time}} = \frac{\sigma_{\text{noise}}}{\left| \frac{dU}{dt} \right|}. \quad (4.9)$$

Somit macht es Sinn, insofern die Wahl besteht, die Triggerschwelle auf einen Zeitpunkt mit möglichst schnellem Anstieg der Flanke (großem dU/dt) einzustellen.

4.6 Das Koinzidenzprinzip

Das Koinzidenzprinzip [Leo87] wird in der Teilchendetektion häufig als mächtiges Auswahlkriterium von Detektorsignalen verwendet. Durch geschickten Aufbau eines Detektorsystems lässt sich mit der Untersuchung der Signale auf Gleichzeitigkeit (*Koinzidenz*) eine physikalisch sinnvolle Filterung der Signale vornehmen. Sollen Detektorsignale auf Koinzidenz überprüft werden, werden diese analogen Signale üblicherweise zunächst in logische Signale umgewandelt (siehe vorherigen Abschnitt). Die logischen Signale werden dann in einer Koinzidenzeinheit verglichen. Die Koinzidenzeinheit gibt ein entsprechend logisches Signal aus, ob die ankommenden Signale gleichzeitig vorliegen oder nicht.

Von einer Koinzidenz wird gesprochen, wenn die logischen Eingangssignale an der Koinzidenzeinheit eine zeitliche Überlappung vorweisen. Bei idealen Koinzidenzeinheiten kann die Überlappung beliebig kurz sein, in einer realen elektronischen Schaltung müssen die Signale über ein vorgegebenes Zeitintervall gleichzeitig vorliegen.

Bei Messungen dieser Art muss darauf geachtet werden, dass die zeitliche Laufstrecke der Signale vom Detektor zur Koinzidenzeinheit die gleiche Länge aufweisen muss. Gegebenenfalls können Zeitverzögerungen (*Delays*) in die Signalwege eingebaut werden. Die nötigen Verzögerungen können durch die Aufnahme einer Koinzidenzkurve und mit dem Oszilloskop bestimmt werden.

Die **Koinzidenzkurve** zeigt die Anzahl aufgenommener Koinzidenzen, abhängig von den eingestellten Delays. Beide Detektoren sollten möglichst Signale sehen, die garantiert gleichzeitig stattfinden. Es kann eine radioaktive γ -Quelle, die aufgrund von Positron-Annihilation zwei γ -Quanten gleichzeitig in entgegengesetzter Richtung emittiert, verwendet werden. Die Quelle wird hier zwischen den beiden Detektoren positioniert. Eine andere Möglichkeit besteht darin, einen β -Strahler zu wählen. Hier werden die beiden Detektoren direkt hintereinander aufgestellt, so dass das Elektron beim Durchgang durch beide Detektoren praktisch gleichzeitig ein Signal auslöst. Abhängig vom Detektortyp oder dem Experiment wird die erste oder zweite Möglichkeit genutzt.

Die Koinzidenzkurve wird nun aufgenommen, indem verschiedene Verzögerungszeiten durchfahren werden und die Zählrate gemessen wird. Aufgetragen wird

schließlich die Zählrate gegen die Differenz der Zeitverzögerung beider Signalwege. Dabei ist über einen gewissen Bereich der Verzögerungszeit ein Plateau zu erwarten. Zu höheren und niedrigeren Verzögerungszeiten fällt die Zählrate ab. Im Idealfall ist eine Rechteckkurve zu erwarten. Zeitliche Variationen im Detektor und der Elektronik, wie Walk- und Jitter-Effekte, verschmieren jedoch die Koinzidenzkurve. Ist die Breite der Signale sehr schmal gewählt, so kann es vorkommen, dass der Jitter-Effekt größer als die Signalbreite ist. In diesem Fall ist kein Plateau zu messen und die Signalbreite sollte erhöht werden. Die durchschnittliche Laufzeitdifferenz zwischen beiden Signalen liegt mittig vom Plateau. Diese Verzögerungszeit ist durch zusätzliche Kabel auszugleichen. An der Halbwertsbreite der Koinzidenzkurve kann die Auflösungszeit des Systems abgelesen werden.

Die Koinzidenzkurve fällt auch bei sehr hohen Zeitdifferenzen, wenn eigentlich trotz Jitter keine Koinzidenzen mehr auftreten können, nicht vollständig auf Null Koinzidenzen pro Zeiteinheit ab. Was hier gemessen wird, sind zufällige Koinzidenzen. Nehmen wir zwei unkorrelierte Signalquellen S_1 und S_2 mit den Zählraten N_1 und N_2 und mit einer Auflösung von σ an. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Signal von S_2 eine zeitliche Überlappung mit einem Signal von S_1 aufweist, beträgt $N_2\sigma$. Somit beläuft sich die Anzahl zufälliger Koinzidenzen auf

$$N_Z \approx \sigma N_1 N_2. \quad (4.10)$$

Zur schnelleren, jedoch weitaus weniger exakten Bestimmung der Laufzeitverzögerung werden beide Signale gleichzeitig auf einem Oszilloskop betrachtet. Während auf ein Signal getriggert wird, lässt sich der Abstand zum zweiten Signal ermitteln. Durch das Einbringen einer entsprechenden Verzögerung lassen sich die beiden Signale zeitlich übereinander bringen.

5. Kosmische Strahlung

Um die ALICE-TRD-Supermodule zu testen, wird kosmische Strahlung [Gru00] als natürliche hochenergetische Teilchenquelle verwendet. Teilchen und Atomkerne aus der Synthese in Sternen treffen - als primäre kosmische Strahlung - auf die Atmosphäre der Erde und treten mit den Gasatomen in Wechselwirkung. Dabei entstehen Teilchenschauer - die sekundäre kosmische Strahlung. Produkte der sekundären kosmischen Strahlung sind bis auf Meeressniveau als hochenergetische Teilchen messbar.

5.1 Primäre kosmische Strahlung

Als primäre kosmische Strahlung werden die in Nukleosynthese entstehenden und durch kosmische Quellen beschleunigten Teilchen bezeichnet. Die primäre kosmische Strahlung besteht zum Großteil aus freien Protonen (etwa 79 %) und Heliumkernen (etwa 15 %) [Yao06]. Weitere Beteiligte sind neben Elektronen auch größere Atomkerne. Innerhalb der Quellen der kosmischen Strahlung, wie Supernova-Explosionen, Pulsaren und Zentren aktiver Galaxien, können bereits Wechselwirkungsprozesse stattfinden. Über den Zerfall von dabei entstehenden instabilen Teilchen, wie Pionen oder Kaonen, gelangen auch Photonen und Neutrinos in die kosmische Strahlung [Gru00]. Die Herkunft der primären kosmischen Strahlung ist nicht vollständig geklärt und Teil der aktuellen Forschung.

Die Energie der primären kosmischen Strahlung reicht von wenigen 10^9 eV bis hin zu etwa 10^{20} eV. Der Teilchenfluss nimmt mit zunehmender Energie ab. Das Spektrum weist jeweils einen Knick bei 10^{15} eV („Knie“) und 10^{19} eV („Knöchel“) auf [Gru00]. Als Ursachen der abrupten Flussänderung wird die Abhängigkeit der Energie der kosmischen Strahlung vom Entstehungsursprung gesehen. Auch dass die Milchstraße aufgrund ihrer Gravitation Teilchen einfangen kann, verursacht eine Flussänderung.

Die primäre kosmische Strahlung wird auf ihrem Weg durch das Universum von Magnetfeldern und interstellaren Gasen beeinflusst, durch welche die geladenen Teilchen abgelenkt werden. Damit geht ihre Richtungsinformation verloren und die kosmische Strahlung ist, zumindest für Energien bis 10^{14} eV, isotrop [Gru00]. Für kosmische

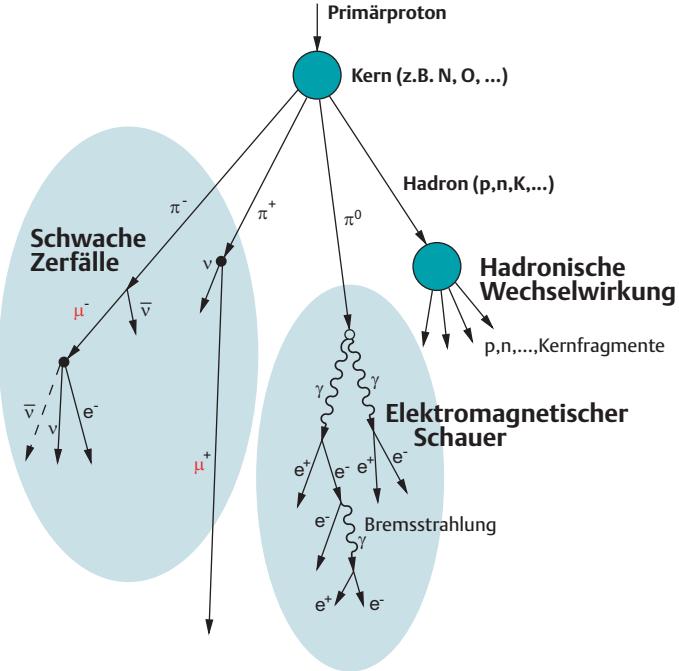


Abbildung 5.1: Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre [Hop04].

Strahlung höherer Energie nimmt der Einfluss von Störfeldern ab und es wird versucht, deren Quellen zu identifizieren.

Der Fluss der kosmischen Strahlung wird auch vom Sonnenwind beeinflusst. Je nach Sonnenaktivität kann niederenergetische Strahlung bis zu 10^9 eV ganz von der Erde ferngehalten werden [Gru00]. Entsprechend kann eine zur Sonnenaktivität anti-korrelierte Schwankung des Flusses der primären kosmischen Strahlung beobachtet werden.

5.2 Sekundäre kosmische Strahlung

Kaum ein Teilchen der primären kosmischen Strahlung erreicht die Erdoberfläche. Die auf Meeressniveau auftretende kosmische Strahlung besteht zum überwiegenden Teil aus Wechselwirkungsprodukten der primären kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre. Die Atmosphäre hat eine Massenbelegung von etwa $1000 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$, dies sind 27 Strahlungslängen für Photonen und Elektronen ($X_0 = 36,66 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$) und 11 Wechselwirkungslängen für Hadronen ($\lambda = 90,0 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$) [Gru00].

Tabelle 5.1: Entstehungsprozess der Myonen bei Wechselwirkungsprozessen in der Atmosphäre. In Klammern steht die Wahrscheinlichkeit für den Zerfallskanal [Yao06].

π^+	$\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	(99 %)
π^-	$\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	(99 %)
K^+	$\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	(63,44 %)
K^-	$\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	(63,44 %)
K^+	$\rightarrow \pi^+ + \pi^0$	(20,92 %)
K^-	$\rightarrow \pi^- + \pi^0$	(20,92 %)
K^+	$\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	(5,90 %)
K^-	$\rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+$	(5,90 %)

Protonen wechselwirken bereits in Höhen von $15 - 20$ km in der Atmosphäre [Gru00]. Meist werden dabei Pionen - als leichteste Mesonen - erzeugt, in geringerem Maße auch Kaonen. Das Erzeugungsverhältnis von Kaonen zu Pionen liegt bei 1:10. Die geladenen Pionen und Kaonen zerfallen, wenn sie nicht vorher weiter wechselwirken. Die mittlere Lebensdauer des Pions liegt bei $26,0$ ns, die des Kaons bei $12,4$ ns [Yao06]. Ein Pion mit einem Lorenzfaktor von $\gamma = \frac{E}{m_\pi c^2} = 10$, wie es bei einer Energie von knapp $1,5$ GeV aufweist, hat eine mittlere Zerfallsweite von nur $s_\pi \approx \gamma \tau_\pi c = 78$ m [Gru00]. Die geladenen Pionen zerfallen, ebenso wie die Kaonen, in Myonen und Neutrinos. Die Kaonen zerfallen gegebenenfalls über den hadronischen Zerfallskanal zunächst in Pionen (siehe Tabelle 5.1).

Die Myonen und Neutrinos bilden die durchdringendste Komponente der kosmischen Strahlung. Myonen haben nur eine mittlere Lebensdauer von $2,20 \mu\text{s}$ und können eventuell zerfallen, bevor sie den Erdboden erreichen. Die mittlere Zerfallslänge eines Myons mit $1 \text{ GeV}/c$ ($\gamma = 9,4$) ist $s_\mu \approx 6,2$ km. Myonen zerfallen in Elektronen bzw. Positronen und Neutrinos[Yao06]:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (100 \%), \quad (5.1)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (100 \%). \quad (5.2)$$

Durch eine Kaskade an Ionisationen bilden Elektronen bzw. Positronen einen elektromagnetischen Schauer. Die elektromagnetische Komponente hat eine geringe Reichweite. Im Gegensatz zur durchdringenden Komponente, die als „harte“ Kom-

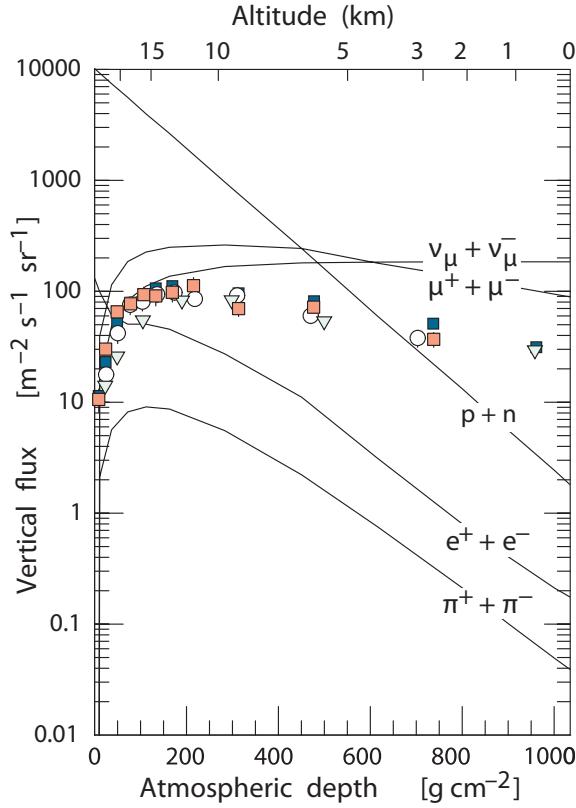


Abbildung 5.2: Vertikaler Fluss der kosmischen Strahlung ($E > 1 \text{ GeV}$), berechnet aus dem Nukleonfluss. Die Punkte zeigen Messungen negativer Myonen [Yao06].

ponente bezeichnet wird, zählen Elektronen und Positronen zur „weichen“ Komponente. Ihre maximale Intensität wird in einer Höhe von etwa 15 km erreicht [Gru00]. Neutrale Pionen tragen ebenfalls über den Zerfall

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (98,80\%) \quad (5.3)$$

zur elektromagnetischen Komponente bei.

5.3 Kosmische Strahlung auf Meeressniveau

Mit 80 % sind Myonen die am häufigsten vorkommenden ionisierenden Teilchen auf Meeressniveau [Gru00]. Die Myonen entstehen überlicherweise in einer Höhe von etwa 15 km in der Atmosphäre. Bis sie die Erdoberfläche erreichen verlieren sie durch

Ionisationsprozesse nur eine relativ geringe Energie von etwa 2 GeV. Die mittlere Energie der Myonen auf Meeresniveau beträgt etwa 4 GeV [Yao06].

Außer Myonen sind aus den elektromagnetischen Schauern auch Elektronen, Positronen und Gammaquanten auf Meeresniveau anzutreffen, sowie Protonen und Kernfragmente aus hadronischen Kaskaden. Vereinzelt treten auch noch schwere Kerne aus der primären kosmischen Strahlung auf.

Die auf eine horizontale Fläche treffende Intensität der harten Komponente der kosmischen Strahlung beträgt [Yao06]

$$I_{\text{hart}} \approx 130 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}, \quad (5.4)$$

und die Intensität der weichen Komponente

$$I_{\text{weich}} \approx 50 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}. \quad (5.5)$$

Mit dem Zenitwinkel θ ändert sich die für die Myonen durch die Atmosphäre zurückzulegende Strecke. Entsprechend variiert mit diesem Winkel die Myonenintensität. Die Winkelverteilung der Myonen über den Zenitwinkel θ kann näherungsweise durch [Gru00]

$$I_\mu = I_0 \cot^2 \theta, \quad (5.6)$$

beschrieben werden, wobei I_0 die Intensität bei einem Zenitwinkel von $\theta = 0$ ist. Diese Beschreibung ist sehr gut für Myonenenergien von etwa 3 GeV geeignet. Für höhere Energien wird die Winkelverteilung steiler, bei niedrigeren Energien flacht die Winkelverteilung ab [Yao06].

6. Trigger-Aufbau für kosmische Strahlung

Auf das Prinzip eines Triggers wurde bereits in Abschnitt 4.5 eingegangen. Der am Institut für Kernphysik der Westfälischen Wilhelms-Universität aufgebaute Trigger für Qualitätstests der ALICE-TRD-Supermodule weist kosmische Strahlung nach. Er wird auch als „Cosmic-Trigger“ bezeichnet.

6.1 Aufgaben des Triggers

Mit der kosmischen Strahlung steht eine hochenergetische Teilchenstrahlung zur Verfügung, die ohne vorhandenes Magnetfeld gerade Teilchenspuren für Tests der ALICE-TRDs liefert. Damit lassen sich nach dem Zusammenbau

- die Ausrichtung der Kammern (*Alignment*) und
- die Kalibrierung der Verstärkung (*Gain*)

der Supermodule bestimmen.

Das Alignment beschreibt die Positionen der TRD-Kammern innerhalb der Supermodule zueinander. Für die spätere Spurrekonstruktion, ist es erforderlich, die Positionen sehr genau zu kennen. Mit geraden Teilchenspuren, wie von kosmischer Strahlung, lässt sich die Ausrichtung der Kammern bestimmen.

Damit jedes Pad der TRD-Kammern bei einem definierten Teilchenimpuls ein Signal gleicher Höhe ausgibt, muss die Verstärkung für die Pads jeweils an den ADCs eingestellt werden. Bei der Detektion kosmischer Strahlung wird erwartet, dass alle Pads über eine hohe Statistik im Mittel die gleiche Energiemenge pro Teilchendurchgang aufnehmen. Gemessene Unterschiede sind durch Variation der Verstärkung auszugleichen.

Um die kosmischen Signale im TRD-Supermodul zu obigen Zwecken benutzen zu können, wird ein Triggersignal benötigt, sobald ein kosmisches Teilchen das Supermodul durchquert hat. Die üblicherweise sonst vom TRD erwarteten L0- und L1-Trigger des ALICE-Trigger-Systems werden erst mit dem Einbinden der TRD-Supermodule in ALICE aktiviert. Für die Tests genügt ein Pre-Trigger, den der



Abbildung 6.1: Aufbau des Triggers am Institut für Kernphysik an der WWU.

TRD schon vor der L0-Triggerentscheidung von ALICE benötigt. Dieser wird dem TRD vom Cosmic-Trigger zur Verfügung gestellt.

6.2 Mechanische Konstruktion des Triggers

Das Prinzip des Triggeraufbaus ist, dass die Signale zweier Detektorebenen von Szintillationszählern auf Koinzidenz überprüft werden. Die Geometrie der Detektorebenen wurde so angepasst, dass ein durch Koinzidenz in beiden Szintillatorebenen ermitteltes Teilchen auch die Kammern des dazwischen befindlichen Supermoduls durchquert hat. Zusätzlich lässt sich durch die Koinzidenzbedingung der Untergrund der Szintillationszähler fast vollständig eliminieren.

Der gesamte Trigger besteht aus **90 Plastiksintillatorstreifen**, 40 Szintillatoren in der oberen Ebene und 50 Szintillatoren in der unteren Ebene. Alle Szintillatoren

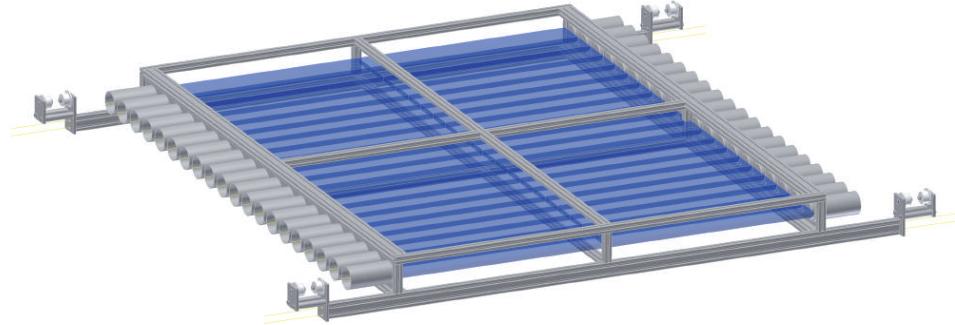


Abbildung 6.2: Blick auf das offene obere Gestell für die Szintillationszähler. Die Szintillatoren sind blau eingezeichnet und die Gehäuse der Photomultiplier sind an den Seiten zu sehen. [Ver07]

haben eine Breite von 11 cm und Dicke von 2 cm. Die Szintillatoren der oberen Ebene haben eine Länge von 86,4 cm, die der unteren Ebene von 65,5 cm.

Die 50 Szintillatorstreifen der unteren Ebene befinden sich Längsseite an Längsseite in einer Reihe von 5,70 Metern. Zwischen den einzelnen Streifen ist ein Abstand von 4 mm für die Verpackung zum Lichtschutz einzuhalten. Die untere Ebene bildet eine aktive Fläche von $5,50 \text{ m} \times 0,66 \text{ m} \approx 3,60 \text{ m}^2$.

In der oberen Ebene werden 2 Reihen mit jeweils 20 Szintillatorstreifen verwendet, wobei die beiden Reihen mit der Stirnseite aneinanderstoßen. Zwischen zwei Szintillatoren wird an der Längsseite wieder ein Abstand von 4 mm eingehalten. Zwischen den Stirnseiten befindet sich ein etwa 1 cm großer Abstand. Die obere Ebene hat eine aktive Fläche von $2,20 \text{ m} \times 1,73 \text{ m} \approx 3,80 \text{ m}^2$. Die Eigenschaften der Szintillatoren werden detailliert in Abschnitt 6.3 vorgestellt.

Die Szintillatoren werden jeweils für die obere und untere Ebene in einem **Aluminium-Gestell** der Firma KANYA® mit Federblechen aus Aluminium von oben und unten gehalten (siehe Abb. 6.2 und 6.3). Die Gestelle werden verwen-

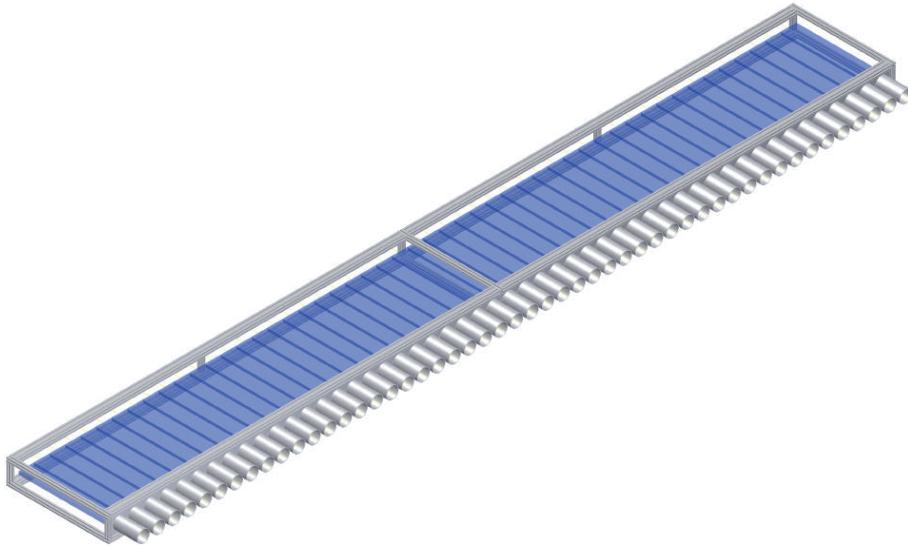


Abbildung 6.3: Das untere Gestell des Cosmic-Triggers [Ver07].

det, um die Szintillatoren in einer Einheit zusammenzufassen und den Szintillationszählern die nötige Stabilität zu geben. Außerdem sind sie lichtdicht konzipiert, um die Szintillatoren und Photomultiplier vor Licht von außen zu schützen. Hierzu sind die Szintillatoren mehrfach in schwarzer PE-Folie eingeschlagen und das Gestell ist mit Aluminiumblechen umschlossen. Technische Zeichnungen der Gerüste sind im Anhang A zu finden.

An jedem Szintillatorstreifen ist an der schmalen Seite ein Photomultiplier angekoppelt. Die Photomultiplier befinden sich zusammen mit ihrer jeweiligen Basis in einem zylindrischen μ -Metall-Gehäuse außerhalb der Gestelle. Die Gehäuse werden durch Schotts, welche als Seitenteile an den Gestellen angebracht sind, gehalten.

An den Übergangsstellen zwischen Szintillator und Photomultiplier wird das optische Gel „Pâte 7“ der Marke rhodorsil® verwendet. Der Brechungsindex des optischen Gels liegt im Bereich der Brechungsindizes des Frontglases von Photomultiplier und Szintillator. Dadurch wird der Kontakt zwischen Szintillator und Photomultiplier verbessert und Lichtverluste aufgrund von Reflexionen an dem Übergang verringert.

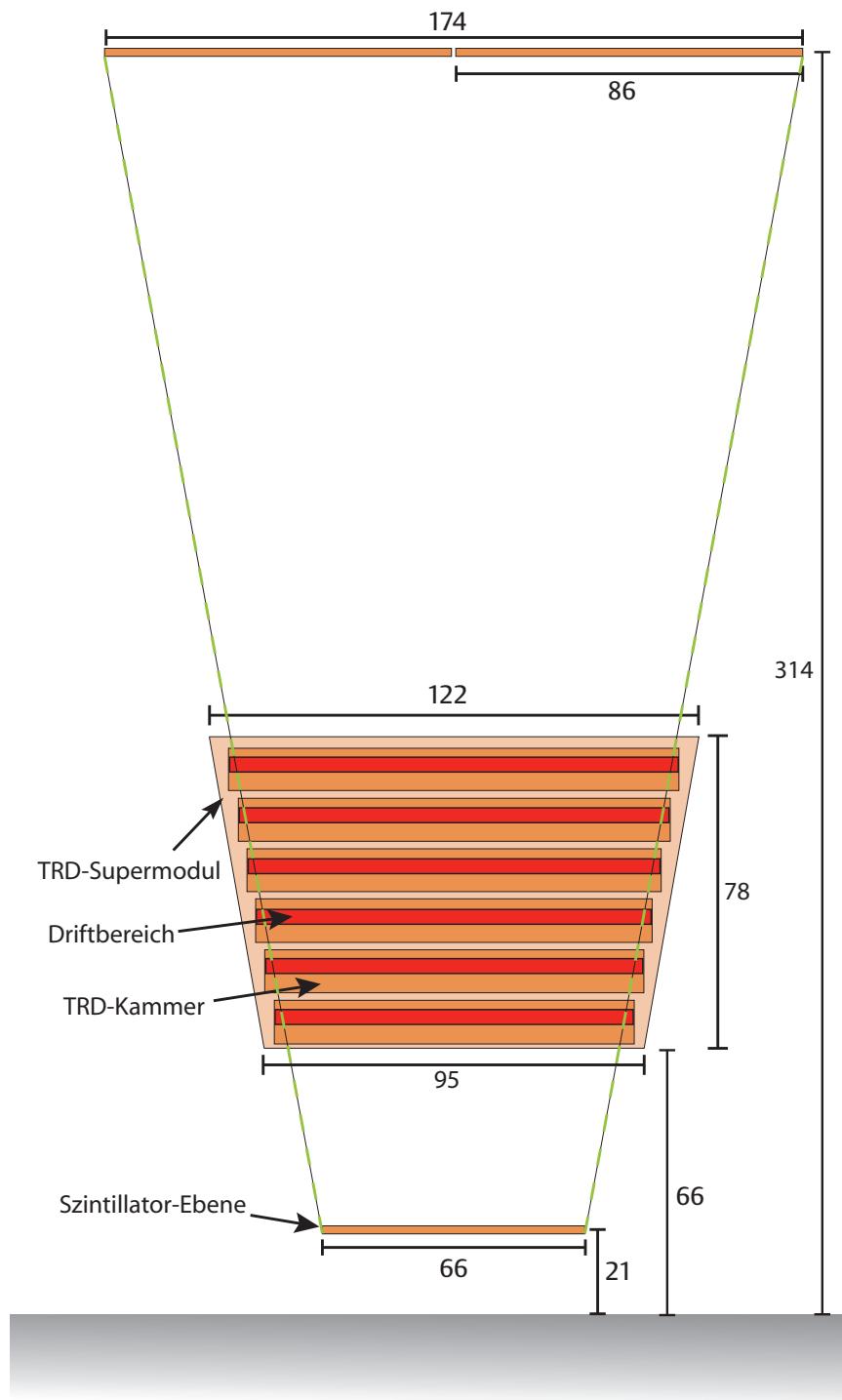


Abbildung 6.4: Frontansicht auf die beiden Szintillator-Ebenen des Cosmic-Triggers mit einem TRD-Supermodul in der Mitte. Die Maße sind in Millimeter angegeben.

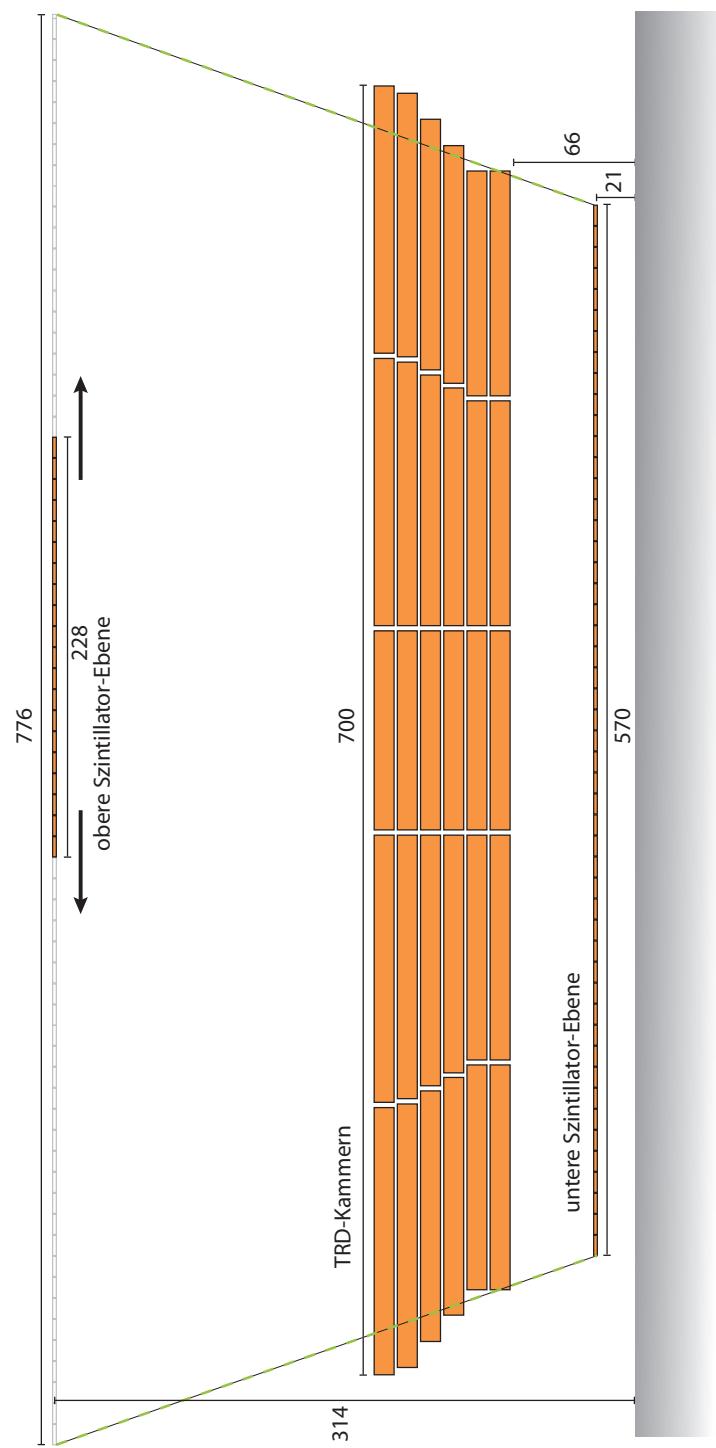


Abbildung 6.5: Seitenansicht auf den Cosmic-Trigger. Der Fahrweg der oberen Trigger-ebene ist angedeutet.

Die untere Detektorebene ist unter einem weiteren KANYA® -Gestell montiert, auf dem die TRD-Supermodule zusammengebaut werden. Die obere Ebene hängt beweglich an einer 8 Meter langen Portallaufbahn. Mit dieser lässt sich eine Strecke von 7,76 Meter abdecken.

6.3 Szintillatoren

Die Szintillatoren bestehen aus Polystyrol (PS) mit Zusatz von 2 % Para-Terphenyl (p-TP) als primärer Fluoreszenzstoff und 0,03 % Diphenyloxazolylbenzol (POPOP) als Wellenlängenschieber. Die Szintillatoren wurden ursprünglich in Kharkov (Ukraine) in den Maßen $320\text{ cm} \times 30\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ für das CDF¹ Experiment am Tevatron hergestellt. 16 dieser Szintillatoren wurden in Dubna (Russland) am LHE JINR² auf Szintillatorstreifen in die für den Trigger benötigten Größen zugeschnitten [Yur06].

Der **Grundstoff** Polystyrol ist ein glasklarer Thermoplast. Er wird in Polymerisationsverfahren aus flüssigem monomerem Styrol (C_8H_8) hergestellt. Als Spritzgusswerkstoff ist PS weit verbreitet und in vielfältigen Formen zu finden; auch wenn der Kunststoff relativ spröde ist. Aufgeschäumt ist PS als Styropor® bekannt. Die Dichte von Polystyrol beträgt $\rho_{\text{PS}} = 1,05 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, die Schmelztemperatur liegt bei $T_S = 240^\circ\text{C}$ und der Brechungsindex beträgt $n_{\text{PS}} = 1,581$ [Bar05, Kle05].

Die Funktion des **primären Fluoreszenzstoffs** übernimmt das p-Terphenyl. In [Kle05] ist die Wellenlänge maximaler Emission mit $\lambda_{\text{max}} = 440\text{ nm}$ und die Abklingzeit mit $\tau = 5\text{ ns}$ angegeben. Im Vergleich zum *NaJ*-Szintillator besteht eine Lichtausbeute von 1/4.

Von dem **Wellenlängenschieber** POPOP wird vorrangig die Wellenlänge $\lambda_{\text{max}} = 420\text{ nm}$ emittiert, bei einer Abklingzeit von $\tau = 1,6\text{ ns}$.

Um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten, wird großer Wert auf eine gute Lichtausbeute gelegt. Hierzu werden in den folgenden Abschnitten die Abschwächungslänge der Szintillatoren und die Reflexionseigenschaften von möglichen Verpackungsmaterialien des Szintillators sowie in Abschnitt 6.7 der mögliche Einsatz eines Lichtleiters behandelt.

¹Collider Detector at Fermilab

²Veklser and Baldin Laboratory of High Energies, Joint Institute for Nuclear Research

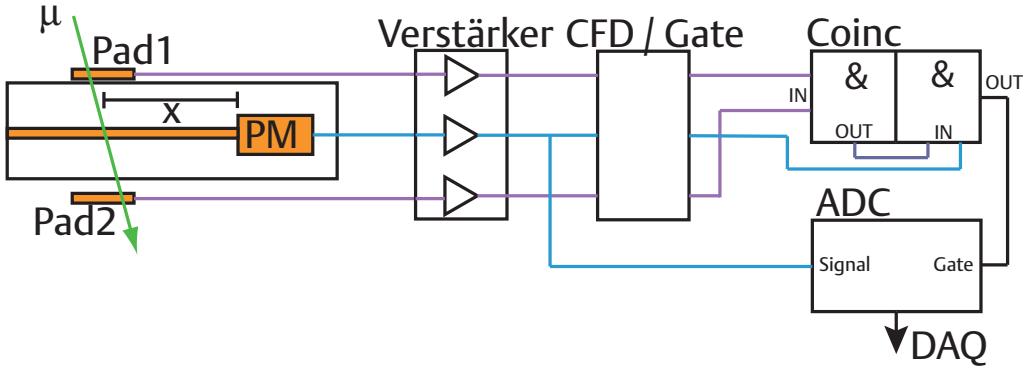


Abbildung 6.6: Schema des Messaufbaus zur Bestimmung der Abschwächungslänge.

6.3.1 Abschwächungslänge

Aufgrund von Selbstabsorption und Verlusten an den Rändern des Szintillators nimmt die Amplitude des Photomultipliersignals mit dem Abstand x zwischen dem Teilchendurchgang und dem Photomultiplier exponentiell ab. Ist λ die Abschwächungslänge, bei der die Amplitude auf $1/e$ abgefallen ist, dann verhält sich die Amplitude des Photomultiplierpulses wie

$$A = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right). \quad (6.1)$$

Die Abschwächungslänge des für den Trigger verwendeten Szintillatortyps wurde experimentell bestimmt.

Experimentelle Messung

Um die Abschwächungslänge des Szintillators zu bestimmen, ist seine Lichtausbeute gemessen worden, während auf kosmischer Strahlung in verschiedenen definierten Abständen getriggert wurde. Dazu wurde einer der kurzen Szintillatoren mit einem Photomultiplier (PM) in einem lichtdichten Kasten platziert. Ober- und unterhalb des Kastens wurden zwei kleinere Szintillationszähler (Pad1 und Pad2) gelegt, die über die Länge des Szintillators verschiebbar waren (siehe Abb. 6.6). Bei Koinzidenz aller drei Szintillationszähler wurde die Amplitude des Photomultipliers aufgenommen.

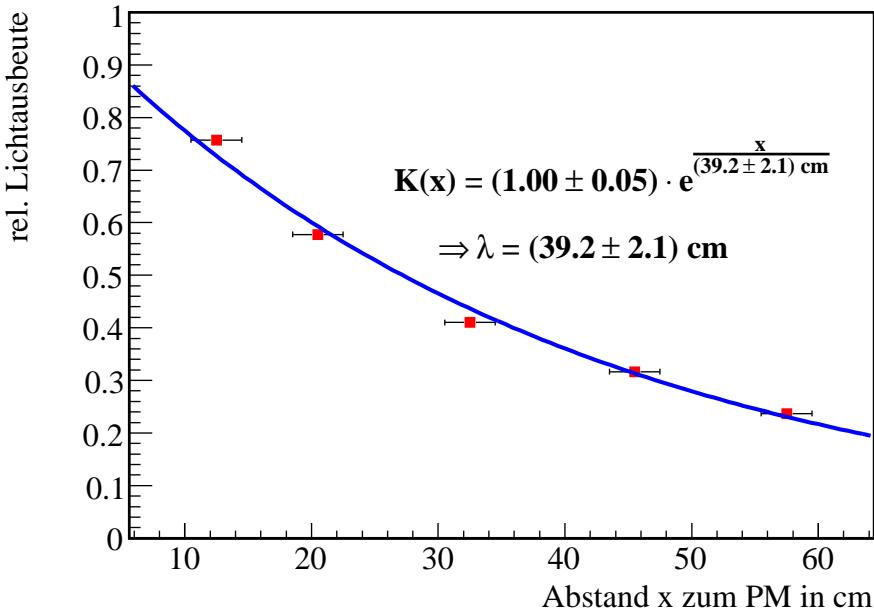


Abbildung 6.7: Abschwächungslänge des Szintillators.

Ergebnis

Die detektierten Ereignisse sind hauptsächlich minimal ionisierende Teilchen. Entsprechend wird für jeden Abstand x ein Signalhöhenpektrum erwartet, welches durch eine Landau-Verteilung

$$K(\kappa) = K_0 \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{\kappa - \kappa_0}{w} + \exp \left(-\frac{\kappa - \kappa_0}{w} \right) \right\} \right] \quad (6.2)$$

beschrieben wird. Das Maximum der Funktion liegt bei κ_0 und w ist die Breite. Es wird davon ausgegangen, dass die Kanalnummern K proportional zu den Amplituden der Photomultipliersignale sind, und diese sind proportional zu der Zahl der detektierten Photonen. So kann direkt mit den Kanälen gerechnet werden. Für Spektren, aufgenommen bei unterschiedlichen Abständen x , wurde jeweils über ein Fit mit ROOT [ROO] der am häufigsten auftretende Kanal κ_0 ermittelt. Als Unsicherheit wird die von ROOT bestimmte Fehlerbreite verwendet.

Für den Abstand x wird eine Unsicherheit von $\delta x = \pm 2 \text{ cm}$, aus der Ungenauigkeit in der Positionierung der Pads 1 und 2, abgeschätzt. Die Breite der Szintillationszähler

trägt, da nur relative Abstände interessieren, zu δx nicht bei. Sie spiegelt sich nur in der Breite der Landauverteilung wider.

Aus einem Fit der Funktion $K = K_0 \cdot \exp(-\frac{x}{\lambda})$ an die Messwerte kann die Abschwächungslänge λ bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.7 dargestellt. Die Skala der auf der Ordinate aufgetragenen Kanäle ist für $x = 0$ auf 1 normiert, so dass sie als relative Lichtausbeute betrachtet werden kann. Es wurde eine Abschwächungslänge von

$$\lambda = (39,2 \pm 2,1) \text{ cm} \quad (6.3)$$

ermittelt.

Es muss jedoch beachtet werden, dass die Abschwächungslänge eines zufällig ausgewählten Szintillatorstreifens exemplarisch bestimmt wurde. Auch wenn die Abschwächungslängen in der Größenordnung des vermessenen Szintillatorstreifens liegen, können diese für die einzelnen Szintillatoren aufgrund ihres Herstellungsprozesses unterschiedlich ausfallen.

6.3.2 Lichtschutz

Die Szintillatorstreifen sind für eine gute Lichtausbeute vor Lichtverlust an den Seitenflächen und vor störendem Lichteinfall von außen zu schützen. In Dubna wurden sie hierzu bereits in weißes und schwarzes Papier eingeschlagen. Die beiden Stirnseiten lagen jedoch noch frei. Ein Ende war zu verschließen, das andere blieb für die Ankopplung an die Photomultiplier offen.

Aus zwei Gründen sollte insbesondere am Ende der Szintillatoren ein Material mit möglichst guten Reflexionseigenschaften gewählt werden: Zum Ersten ist für Ereignisse, die nahe am Ende des Szintillators stattfinden, aufgrund des langen Weges zur Photokathode die Lichtausbeute relativ gering. Sie lässt sich aufgrund der Nähe zum Ende des Szintillators jedoch verhältnismäßig gut durch Reflexion an diesem Ende erhöhen. Zum Zweiten sind die Photonen, welche auf die Endseite des Szintillators treffen, unter der Bedingung „gefiltert“, dass sie zu den Normalen der Seitenflächen einen Winkel aufweisen, der größer als der Grenzwinkel für Totalreflexion ist. Dies bedeutet hingegen, dass die Photonen relativ „lotnah“ auf die Endseite treffen und die Wahrscheinlichkeit zur Reflexion an der Grenzfläche gering ist. Dies erhöht den Einfluss des Materials, mit welchem der Szintillator an der Endseite verpackt ist, auf die Lichtausbeute.

Experiment

Als in Frage kommende Materialien wurden weißes Papier, Aluminiumfolie, mit Aluminium bedampfte Mylar-Folie, Teflon-Band und zum Vergleich schwarzes Papier untersucht. Die Mylar-Folie und das Teflon-Band wurden im Experiment auch mehrlagig verwendet. Für die Messungen wurden die entsprechenden Materialien an einer Stirnseite eines Szintillatorstreifens befestigt und die Lichtausbeute über die Amplituden des Photomultipliersignals bestimmt. Der experimentelle Aufbau entspricht dem der Messung zur Abschwächungslänge (Abb. 6.6). Die beiden zum Triggern verwendeten Szintillationszähler sind mittig über und unter dem Szintillator platziert.

Ergebnisse

Als Anhaltspunkt für die Lichtausbeute wurden die am häufigsten auftretenden Amplituden des Photomultipliers für ein Material bestimmt. Hierzu wurden mit ROOT an die Spektren der einzelnen Messungen eine Landaufunktion gefittet und der Peak bestimmt. Als Messunsicherheit wird der Fehler aus dem Fit verwendet. Stichproben haben gezeigt, dass die Messungen gut reproduzierbar waren und der systematische Fehler in der Größenordnung des statistischen Fehlers liegt. Für das Ziel, eine rein qualitative Aussage zu treffen, kann der systematische Fehler hier weiter unberücksichtigt bleiben.

In Abb. 6.8 sind die Ergebnisse für verschiedene Materialien in Relation zu schwarzem Papier aufgetragen. Im Vergleich zur Verpackung mit schwarzem Papier ist bei weißem Papier bereits eine Steigerung der Lichtausbeute von gut 9 % erkennbar. Die Messergebnisse mit aluminisierter Mylar-Folie liefern eine Steigerung von knapp 12 %, wenn sie nur einlagig verwendet wird. Interessanterweise verliert die Mylar-Folie, sobald mehrere Lagen - im Experiment 5 Lagen - dicht übereinander liegen, einen Großteil ihrer Reflexionseigenschaften. Der Vorteil gegenüber schwarzem Papier geht fast vollständig verloren. Mit der Aluminiumfolie wird mit knapp 10 % etwa ein Ergebnis wie mit weißem Papier erzielt. Bei Teflon-Band steigt die Lichtausbeute mit zunehmender Lagenanzahl an, bis bei etwa 5 Lagen und etwa 13 – 14 % Gewinn gegenüber der Lichtausbeute mit schwarzem Papier eine Sättigung erreicht wird.

Aufgrund der Tests wurde 5-lagiges Teflon-Band als Verpackung der Szintillatorenkappen ausgewählt. Das Teflonband wurde mit schwarzem PVC-Band am Szintillator fixiert.

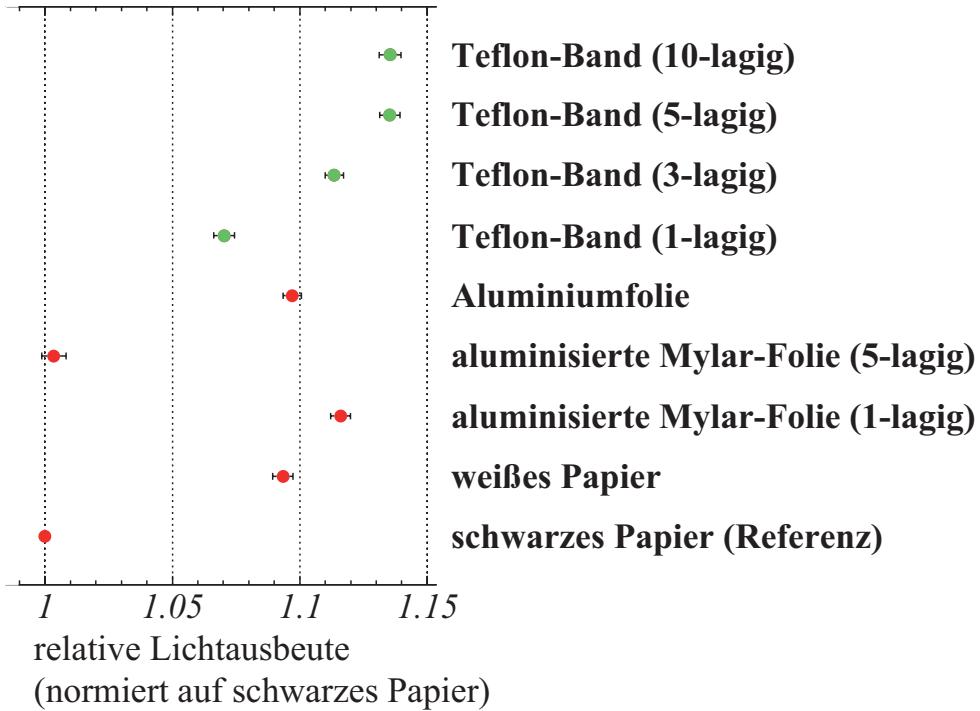


Abbildung 6.8: Vergleich verschiedener Verpackungsmaterialien. Aufgetragen sind die Photomultipliersignale im Vergleich zur Verpackung mit schwarzem Papier.

Als weitere Maßnahme zum Schutz gegen Lichteinfall von außen wurde um den Übergangsbereich zwischen Photomultiplier und Szintillator ein Schrumpfschlauch gelegt. Dieser wurde zuvor an einem Muster des Photomultipliers und des Szintillators an dessen Form angepasst. Der Schrumpfschlauch deckt insbesondere die offenliegenden Flächen der Photokathode und den seitlichen Überhang der Szintillatoren über die Photomultiplier hinaus ab. Der Schrumpfschlauch wurde, gegenüber früheren Überlegungen, einem eingefärbten Latex-Überzug, vorgezogen, da eine Lichtdichtigkeit des Latex an den Kanten nicht sichergestellt werden konnte.

6.4 Photomultiplier

Die verwendeten Photomultiplier sind FEU-183-1 des *Central Scientific Research Institute „Electron“* aus St. Petersburg (Russland). Dies sind 12-stufige Photomultiplier mit einer runden Photokathode eines Durchmessers von etwa 76 mm. Die

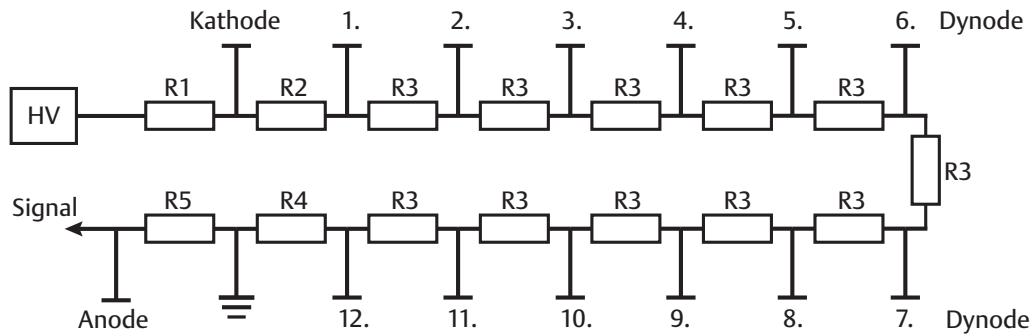


Abbildung 6.9: Das Schaltbild der Base vom Photomultiplier: $R1 = 11 \text{ k}\Omega$, $R2 = 2,4 \text{ M}\Omega$, $R3 = 1,2 \text{ M}\Omega$, $R4 = 620 \text{ k}\Omega$, $R5 = 1,3 \text{ k}\Omega$.

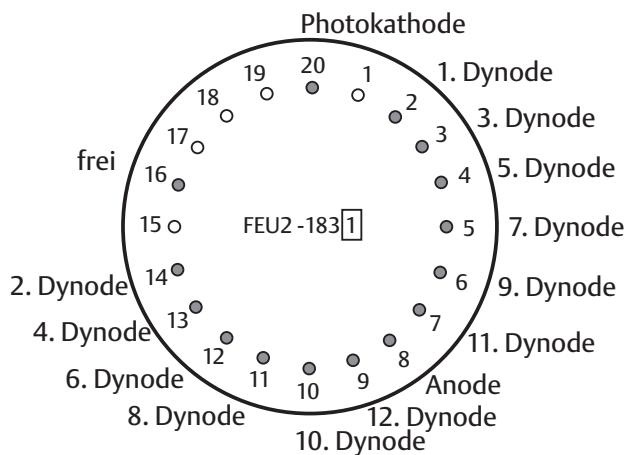


Abbildung 6.10: Die Pin-Belegung von Basis und Photomultiplier.

Photomultiplier werden jeweils mit ihrer über Pins von hinten angesteckten Basis in das zugehörige zylindrische Gehäuse aus μ -Metall geschraubt. Diese Gehäuse besitzen wiederum ein Schraubgewinde, um sie von außen fest an den Schotts des Cosmic-Triggers zu befestigen.

Die Photomultiplier werden mit einer Hochspannung von -1400 bis -1500 V aus CAEN N470 Power Supply Modulen betrieben³. Jeweils 10 Photomultiplier sind zu einer Gruppe zusammengefasst und über einen HV-Splitter an einem Kanal der Hochspannungsversorgung angeschlossen.

³Die Wahl der Hochspannung wird in Abschnitt 6.5.2 erklärt.

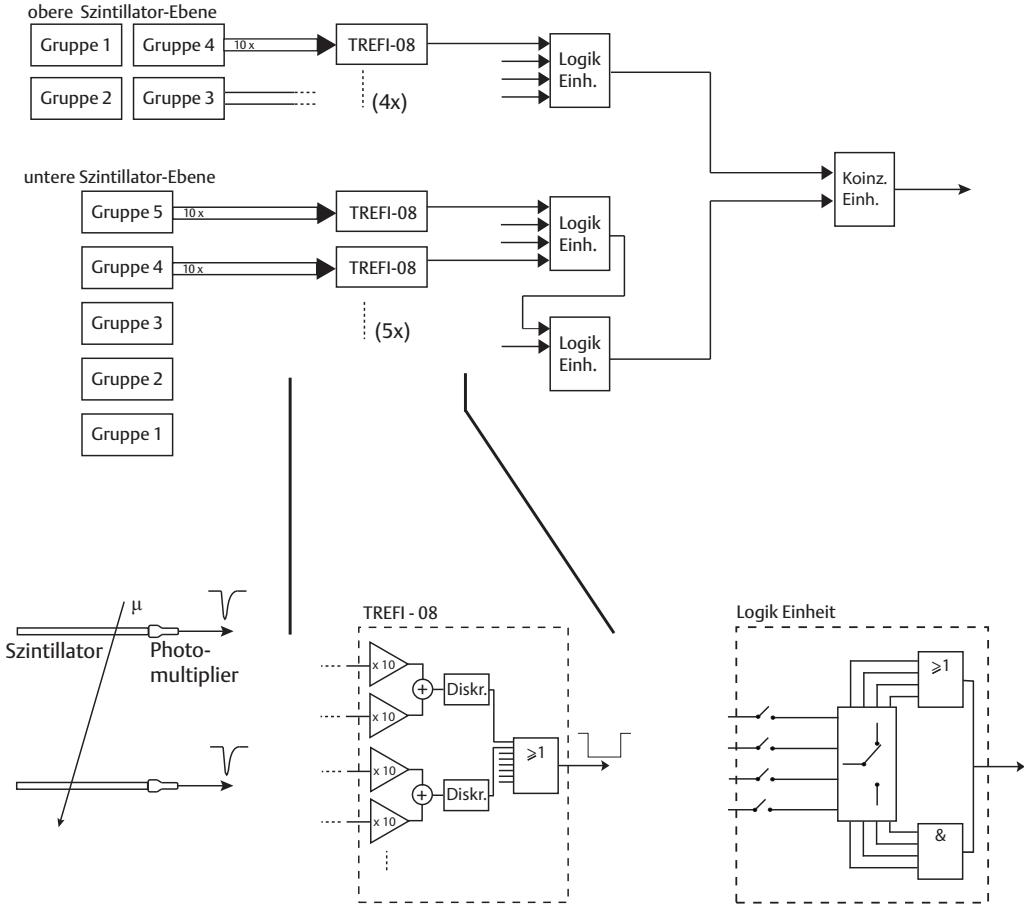


Abbildung 6.11: Schematischer Aufbau der Logik des Triggers.

6.5 Die Elektronik des Triggers

Die Signale der Szintillationszähler werden in einer logischen Schaltung verarbeitet. Es soll ein Triggersignal ausgegeben werden, wenn mindestens ein Szintillator der oberen Ebene und ein Szintillator der unteren Ebene ein kosmisches Teilchen detektiert hat⁴.

Am JINR wurde für die Signalverarbeitung des Triggers das TREFI-08-Modul entwickelt. An eins dieser Module wird jeweils eine Gruppe von 10 Szintillationszählern angeschlossen. Das TREFI-Modul dient gleichzeitig als Vorverstärker, addiert die 10 Signale der Szintillationszähler linear und diskriminiert das resultierende Signal

⁴Da die kosmische Strahlung auf Meeressniveau oft in Schauern von Teilchen auftritt, sprechen häufig in einer Ebene mehrere Szintillationszähler gleichzeitig an.

anhand einer eingestellten Trigger-Schwelle (*Threshold*). Der Ausgang des TREFI-Moduls gibt ein logisches Signal aus, wenn die Triggerschwelle an einem der Szintillationszähler aus der Gruppe überschritten wurde.

Die fünf Ausgänge der TREFI-Module von der unteren Trigger-Ebene und die vier Ausgänge der oberen Trigger-Ebene werden jeweils in einer Logik-Einheit (CAEN N 405) logisch unter einer „UND“- oder einer „ODER“-Bedingung verknüpft. Dabei lässt sich an der Logik-Einheit auswählen, welche Gruppen der Szintillationszähler berücksichtigt werden. In einem gebräuchlichen Betriebsmodus werden jeweils die vier Gruppen der oberen Ebene und zwei Gruppen der unteren Ebene über die „ODER“-Verknüpfung zusammengefasst. Die Logik-Einheit liefert dann ein logisches Signal der oberen Szintillator-Ebene und ein logisches Signal der unteren Ebene. In einer Koinzidenzeinheit (CAEN N 455) wird überprüft, ob sie gleichzeitig vorliegen. Der Ausgang der Koinzidenzeinheit stellt das Triggersignal, welches als Pre-Trigger für die TRD-Supermodule verwendet wird.

Für einige Messungen, wie die Bestimmung von der Ausrichtung der TRD-Kammern, kann es sinnvoll sein auch zwei untere Szintillatorgruppen zusammen mit der oberen Triggerebene in Koinzidenz zu schalten. In diesem Fall wird nicht mehr auf Einzelereignisse, sondern auf Schauer getriggert. Hierzu werden zwei Gruppen der unteren Ebene anstatt unter der „ODER“- mit der „UND“-Bedingung verknüpft. Dann übernimmt die Logik-Einheit bereits die Funktion einer Koinzidenzeinheit. Wenn nichts anderes erwähnt wird, soll im Folgenden jedoch von der Benutzung der gesamten oberen Trigger-Ebene mit zwei Gruppen der unteren Ebene ausgegangen werden.

Mit einem Gate-Generator wird der Koinzidenzeinheit bei Auftreten eines Trigger-Signals ein Veto-Signal von 1 ms gegeben, um den TRDs Zeit für den Ausleseprozess zu geben, bevor sie das nächste Trigger-Signal erreicht.

6.5.1 Das TREFI-08-Modul

Das TREFI-08-Modul [Efi06] besitzt 16 analoge Eingänge für negative Photomultipliersignale (bis maximal -5 V). Jeweils zwei benachbarte Eingänge werden linear addiert und um den Faktor 10 verstärkt⁵. Alle Kanäle werden anhand der eingestellten Schwelle (*Threshold*) diskriminiert. Die Triggerschwelle kann intern über ein

⁵Alternativ kann das Signal auch um Faktor 20 verstärkt werden.

Potentiometer zwischen 20 mV und 4,2 V oder eine entsprechend anliegende externe Spannung eingestellt werden.

Das Modul hat zwei identische Standard-NIM-Ausgänge,⁶ deren Breite zwischen 15 ns und 3,5 μ s eingestellt werden kann, und einen ECL-Ausgang der festen Breite von 50 ns. Für den Einsatz mit dem hier behandelten Trigger werden die NIM-Ausgänge mit einer Signalbreite von 50 ns verwendet. Eine Abbildung der Frontblende des TREFI-Moduls ist mit zusätzlichen Erklärungen im Anhang A zu finden.

6.5.2 Einstellen der Triggerschwellen

Die Triggerschwelle am TREFI-Modul ist so zu wählen, dass der Untergrund möglichst unterdrückt wird, echte physikalische Signale jedoch nicht „abgeschnitten“ werden. Eine geeignete Triggerschwelle wird statistisch ermittelt, indem die Zählrate in Abhängigkeit der Triggerschwelle aufgezeichnet wird.

Bei einem sehr niedrigen Grenzwert wird der Trigger bereits durch Rauschen ausgelöst und die Zählrate ist sehr hoch. Mit zunehmender Triggerschwelle wird dieser Anteil reduziert und die Zählrate fällt ab. Über einen bestimmten Bereich der Triggerschwelle wird das Rauschen idealerweise erfolgreich unterdrückt, die aufgrund der kosmischen Strahlung verursachten Signale jedoch noch gezählt. In diesem Bereich stellt sich ein Plateau der Zählrate ein, bis bei höheren Grenzwerten auch bereits echte physikalische Ereignisse abgeschnitten werden und die Zählrate niedriger wird.

An einem Diskriminatoren (TREFI-08) sind jeweils 10 Szintillationszähler, für die eine einheitliche Triggerschwelle zu wählen ist, angeschlossen. Dies erschwert eine gute Einstellung erheblich, da die Szintillatoren und Photomultiplier sehr unterschiedliche Charaktere aufweisen können. Um die Wahl der Triggerschwelle zu vereinfachen, wurden nach Möglichkeit bereits im Vorfeld Szintillationszähler ähnlicher Qualität zu einer Gruppe zusammengefasst. Dies vereinfacht ebenso die Wahl der Hochspannung.

⁶Standard-NIM ist auch bekannt als Fast-negativ NIM. Basierend auf einer Impedanz von 50Ω existieren folgende Grenzwerte für die logischen Zustände [Leo87]:

Logik	Ausgang [mA]	Eingang [mA]
1	-14 bis -18	-12 bis -36
0	-1 bis +1	-4 bis +20

Tabelle 6.1: Triggerschwellen und Hochspannungen des Cosmic-Triggers.

Gruppe	Triggerschwelle [mV]	Hochspannung [V]
obere Ebene		
1	120	-1500
2	150	-1500
3	203	-1500
4	155	-1500
untere Ebene		
1	154	-1400
2	119	-1400
3	135	-1450
4	120	-1450
5	76	-1500

Die Triggerschwelle einer Szintillationszähler-Gruppe wird ausgewählt, indem vom Szintillationszähler mit dem schwächsten Photomultipliersignal die Zählrate in Abhängigkeit von der Triggerschwelle aufgetragen wird. Dabei wurde in Koinzidenz mit einem kleinen Szintillationszähler, welcher ans Ende des jeweiligen Szintillators gelegt wurde, gemessen. Die Triggerschwelle wird dann im Bereich des erkennbaren Plateaus gewählt. Mit einem Oszilloskop wurden die gemittelten Signale der einzelnen Szintillationszähler bestimmt, um aus einer Gruppe den Szintillationszähler mit der im Mittel geringsten Amplitude auszuwählen (siehe Anhang B).

Anhand der durchschnittlichen Amplituden der Szintillationszähler einer Gruppe wurden auch die Hochspannungen angepasst, um die Verstärkung der Photomultiplier einer Gruppe den anderen anzugeleichen. Die verwendeten Hochspannungen sind in der Tabelle 6.1 aufgelistet.

Mit der Wahl des Szintillationszählers mit niedrigster mittlerer Amplitude und der Triggerung auf Signale, die am Ende des Szintillators entstehen, soll sichergestellt werden, dass, solange sich die Triggerschwelle für den schwachen Szintillationszähler im Plateau befindet, auch für keinen der anderen Szintillationszähler aus der Gruppe echte physikalische Signale abgeschnitten werden. Im Bereich des Plateaus wird eine

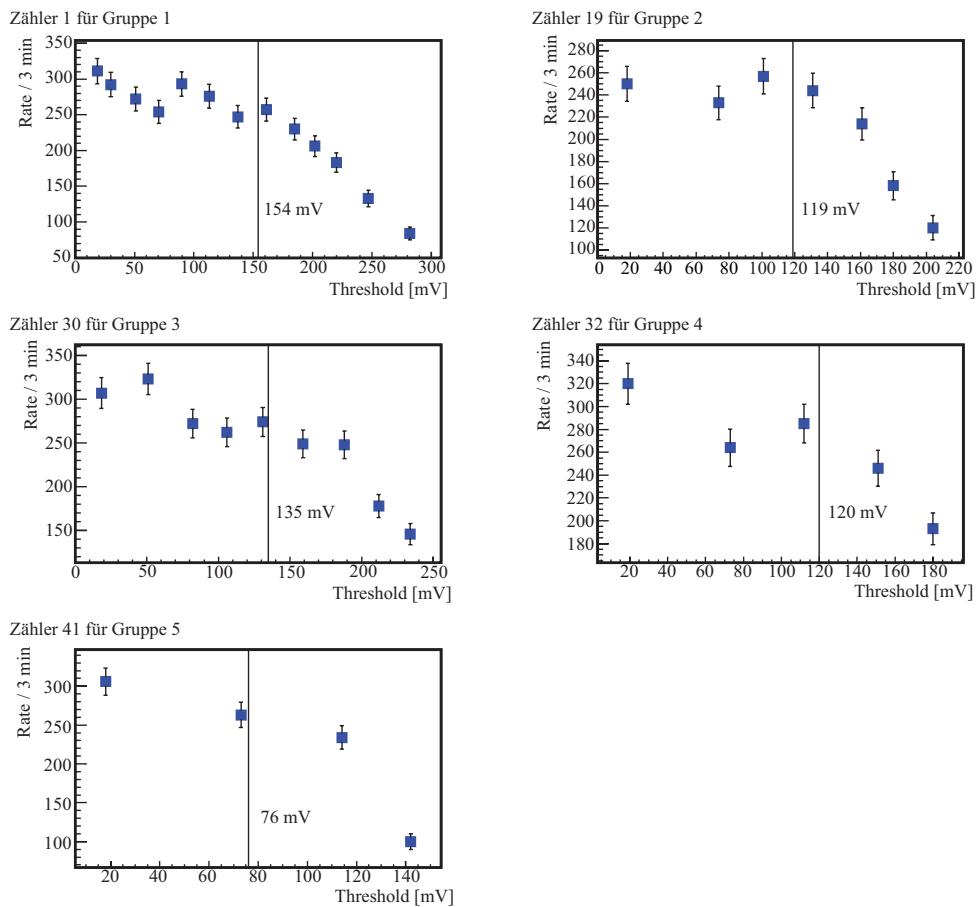


Abbildung 6.12: Bestimmung der Triggerschwelle für die unteren Szintillationszähler.

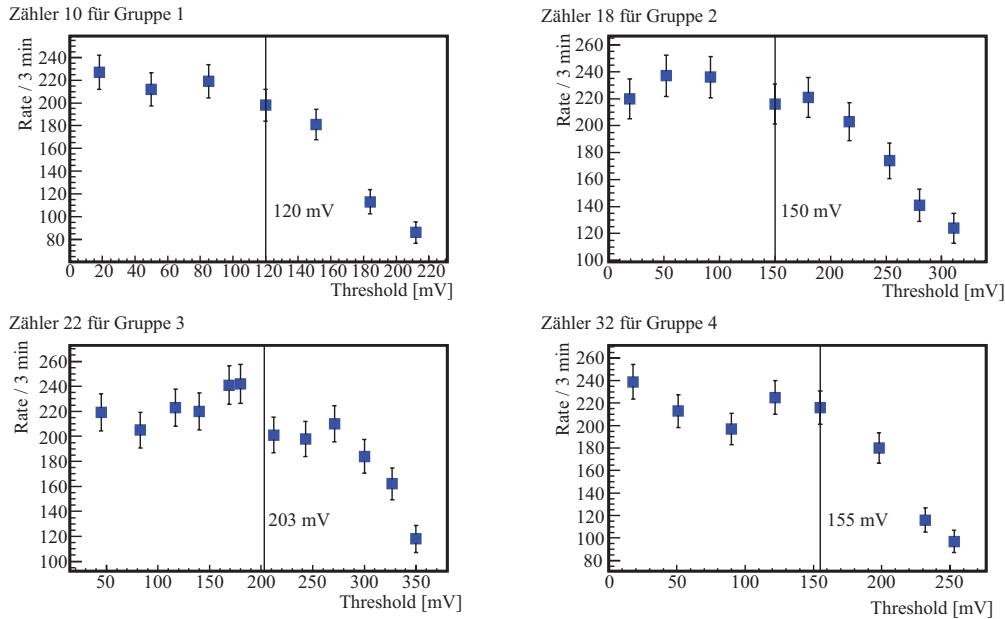


Abbildung 6.13: Bestimmung der Triggerschwellen für die oberen Szintillationszähler.

möglichst hohe Triggerschwellen gewählt, um das Rauschen der anderen Szintillationszähler weitestgehend zu unterdrücken. Durch die Koinzidenzbedingung wird dieses Rauschen weiter isoliert. Werden die gesamte obere Szintillator-Ebene, mit einer üblichen Triggerrate von 1600 Hz und zwei Gruppen der unteren Szintillator-Ebene mit einer Triggerrate von etwa 350 Hz verwendet, ergibt sich bei einer Signal-Breite von 20 ns nur eine Anzahl zufälliger Koinzidenzen von

$$N_Z \approx 20 \text{ ns} \cdot 1600 \text{ s}^{-1} \cdot 350 \text{ s}^{-1} = 1,12 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (6.4)$$

Die Messkurven mit den gewählten Triggerschwellen sind in der Abbildung 6.12 für die untere Trigger-Ebene und in Abbildung 6.13 für die obere Trigger-Ebene dargestellt.

6.6 Die Signallaufzeiten

In der Elektronik treten immer Verzögerungszeiten der Signale auf. Für zeitkritische Messungen, wie Koinzidenzmessungen, muss jedoch sichergestellt sein, dass Signale, die auf das gleiche Ereignis zurückzuführen sind, auch zeitgleich in der Elektronik verarbeitet werden. Zeitdifferenzen der Signale können durch

- unterschiedliche Verarbeitungszeiten in den elektronischen Bauelementen
- unterschiedliche Detektionszeitpunkte zweier entfernter Detektoren
- Laufzeiten in Kabel

aufreten.

Für Verzögerungszeiten am Trigger sorgen die unterschiedlichen Messzeiten in der unteren und oberen Trigger-Ebene aufgrund der Flugstrecke zwischen beiden Ebenen, die Laufzeiten in den Szintillatoren, die „Verarbeitungszeit“ in den Photomultipliern und in den NIM-Modulen (TREFI, Logik- und Koinzidenz-Einheit) sowie die Laufzeit in Kabel.

Es ist zu unterscheiden zwischen Verzögerungszeiten, die unabhängig vom Ereignis sind und solchen, die abhängig von dem jeweiligen Ereignis auftreten. Meistens besteht ein fester Wert für eine vom Ereignis unabhängige Verzögerung, die abhängig vom Ereignis fluktuiert. Weiter ist zu beachten, welche Verzögerungen auf in Koinzidenz geschalteten Signalwegen gleichermaßen auftreten und wo Differenzen zu berücksichtigen sind. Verzögerungsdifferenzen, die unabhängig von dem jeweiligen Ereignis auftreten, können durch den Einbau von Signalverzögerungen, die im einfachsten Fall durch lange Kabel erreicht werden, ausgeglichen werden.

Für die benötigte Flugzeit eines kosmischen Teilchens von der oberen zur unteren Szintillator-Ebene kann näherungsweise davon ausgegangen werden, dass sich das kosmische Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegt. Die Laufzeit (Flugstrecke) variiert je nach Einfallsinkel und Ausrichtung der Trigger-Ebenen. Die kürzeste Laufzeit wird bei vertikalem Strahleinfall mit 9,8 ns (2,94 m) erreicht. Bei der Betrachtung der längsten Laufzeit, d. h. bei möglichst schrägem Teilcheneinfall, ist die Positionierung der Trigger-Ebenen entscheidend. Stehen die obere und zwei Gruppen der unteren Trigger-Ebene zentriert übereinander, dann beträgt die Laufzeit 12,4 ns (3,72 m). Hieraus resultiert eine Laufzeitverzögerung von $(11,1 \pm 1,3)$ ns. Steht die obere Ebene jedoch ganz am Rand der Portallaufbahn und liegen die Ebenen damit nicht mehr zentriert übereinander, ergibt sich eine Laufzeit von 14,7 ns (4,43 m), wodurch insgesamt eine Verzögerungszeit von $11,1^{+3,6}_{-1,3}$ ns angenommen wird. Dies ist die einzige Verzögerungszeit, die für Unterschiede in den Signallaufzeiten von Szintillatoren der oberen und der unteren Ebene zur Koinzidenzeinheit sorgen. Alle weiteren Singalverzögerungen treten für die Szintillationszähler der oberen Ebene wie für Szintillationszähler der unteren Ebene gleichermaßen auf.

Tabelle 6.2: Signallaufzeiten in den Bauelementen des Cosmic-Triggers.

Bauelement	mittlere Verzögerungszeit [ns]
Flugstrecke bzw. zusätzliche Signalkabel	11
Szintillator	3
Photomultiplier	20
TREFI-Modul	14
Logik-Einheit	11
Koinzidenzeinheit	15
Signalkabel	37
Summe	111

Ein weiterer Punkt ist die Laufzeit des Lichts im Szintillator. Je nachdem, in welchem Abstand zum Photomultiplier im Szintillator von der kosmischen Strahlung die Energie deponiert wird, wird unterschiedliche Zeit benötigt, bis das Lichtsignal den Photomultiplier erreicht. Aufgrund zahlreicher Reflexionen und der verlangsamten Phasengeschwindigkeit des Lichts im Medium bewegt sich das Lichtsignal im Szintillator effektiv mit etwa halber Vakuum-Lichtgeschwindigkeit in Richtung des Photomultipliers. Bei den längeren Szintillatoren (85 cm) kann die Laufzeit somit (0 – 6) ns betragen.

Die mittleren Verarbeitungszeit der Photomultiplier, der TREFI-Module, der Logik-Einheit und der Koinzidenzeinheit sind in Tabelle 6.2 aufgelistet.

Je nach Amplitude des elektrischen Pulses wird die Triggerschwelle im TREFI-Modul aufgrund des Walk-Effekts zeitlich früher oder später (± 3 ns) erreicht. Die Amplitude des Signals hängt von der Position und der Größe der Energiedeposition in den Szintillatoren ab.

Koinzidenzkurve

Zur Anpassung der Signalwege der oberen Trigger-Ebene an die untere Trigger-Ebene wurde eine Koinzidenzkurve aufgenommen. Die obere Ebene wurde mittig über zwei Gruppen der unteren Ebene ausgerichtet. Abhängig von der Variation der Kabellänge wurde die Koinzidenzrate für eine Signallbreite von 50 ns und 20 ns

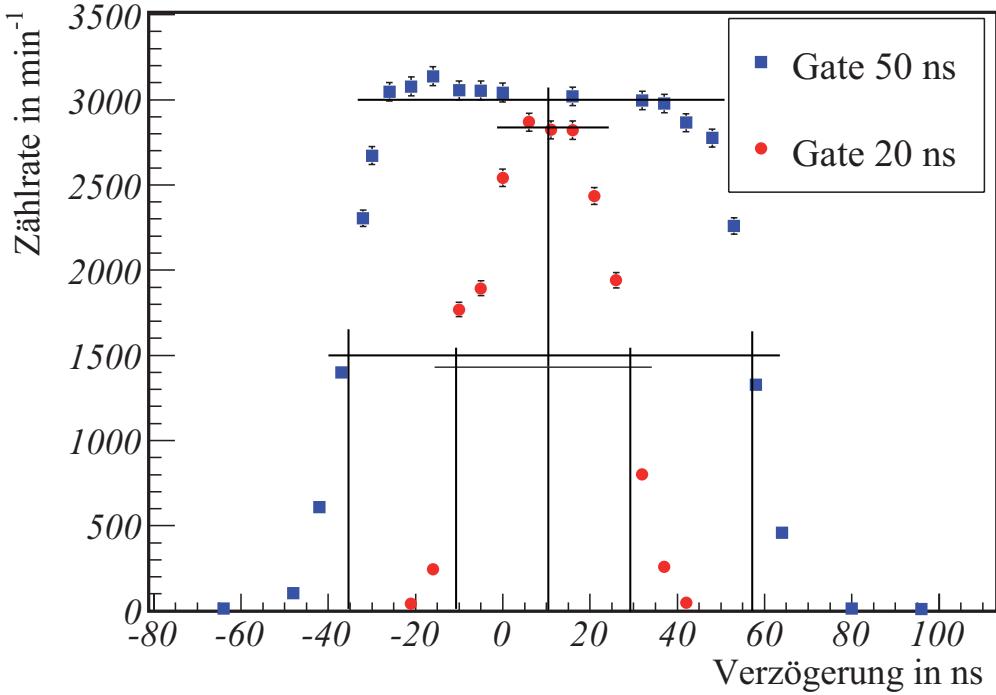


Abbildung 6.14: Koinzidenzkurve für Koinzidenzen zwischen Signalen der oberen und der unteren Triggerebene.

gemessen. Die resultierenden Koinzidenzkurven sind in Abb. 6.14 dargestellt. Die als Verzögerungszeit aufgetragene Zeit ist die Signallaufzeitdifferenz. Bei positiven Werten sind die Kabellängen der oberen Trigger-Ebene länger als die der unteren Trigger-Ebene.

Bei einer Abschätzung der mittleren Laufzeitdifferenz über die Halbwertsbreite der Koinzidenzkurven kann der erwartete Wert um 11 ns gut bestätigt werden. Als Einstellung für den Cosmic-Trigger werden für die obere Trigger-Ebene längere Kabel verwendet, die für eine zusätzliche Zeitverzögerung von

$$\Delta t = 11 \text{ ns} \quad (6.5)$$

sorgen und es wird eine Signalbreite von 20 ns eingestellt. Das zeitliche Auflösungsvermögen des Cosmic-Triggers lässt sich aus der Halbwertsbreite der Koinzidenzkurve auf etwa

$$t_{\text{Breite}} \approx 40 \text{ ns} \quad (6.6)$$

abschätzen.

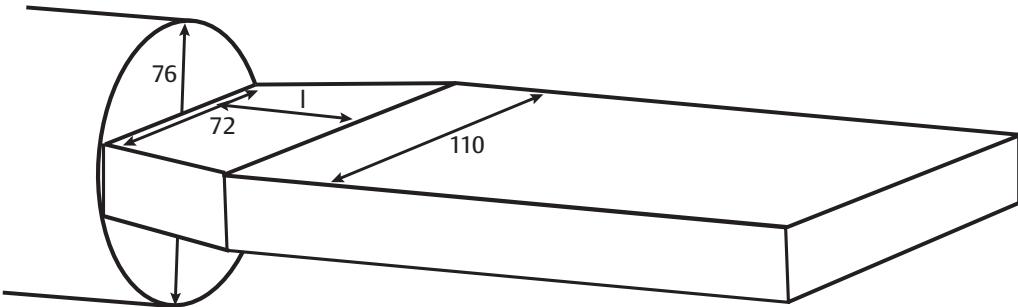


Abbildung 6.15: Schematische Darstellung eines trapezförmigen Lichtleiters der Länge l zwischen Szintillator und Photomultiplier. Die Längen sind in Millimeter angegeben.

6.7 Lichtleiter

Die Kontaktfläche der Szintillatoren ist rechteckig mit Kantenlängen von 2 cm und 11 cm, die der Photomultiplier ist rund mit einem Durchmesser von 7,6 cm. Wenn diese Flächen direkt aufeinanderstoßen, hat die Fläche des Szintillators an beiden Seiten einen Überhang von 1,7 cm. Das Licht, welches hier aus dem Szintillator austritt, kann nicht detektiert werden; es tritt ein Informationsverlust auf. Eine Möglichkeit, dies zu umgehen, ist, die Austrittsfläche des Szintillators mit Hilfe eines Lichtleiters auf die aktive Fläche des Photomultipliers „abzubilden“. Hierzu kommt ein trapezförmiger Lichtleiter in gleicher Dicke wie der Szintillator in Frage. Dabei würde die lange Grundfläche des Trapezes (mit 11 cm) an dem Szintillator und die kurze Grundfläche (mit 7,2 cm) an dem Photomultiplier liegen (siehe Abb. 6.15).

Experiment

In einer Testreihe wurde die Lichtausbeute mit Lichtleitern der Längen 30 mm, 50 mm und 100 mm und ohne Lichtleiter verglichen. Dabei wurde mit zwei kleinen Koinzidenzzählern auf kosmische Strahlung getriggert, die den Szintillator in einer Entfernung von $(32,5 \pm 7,5)$ cm vom Photomultiplier durchquert haben. Der Messaufbau und die Auswertung entspricht der Messung zur Abschwächungslänge (siehe Abb. 6.6).

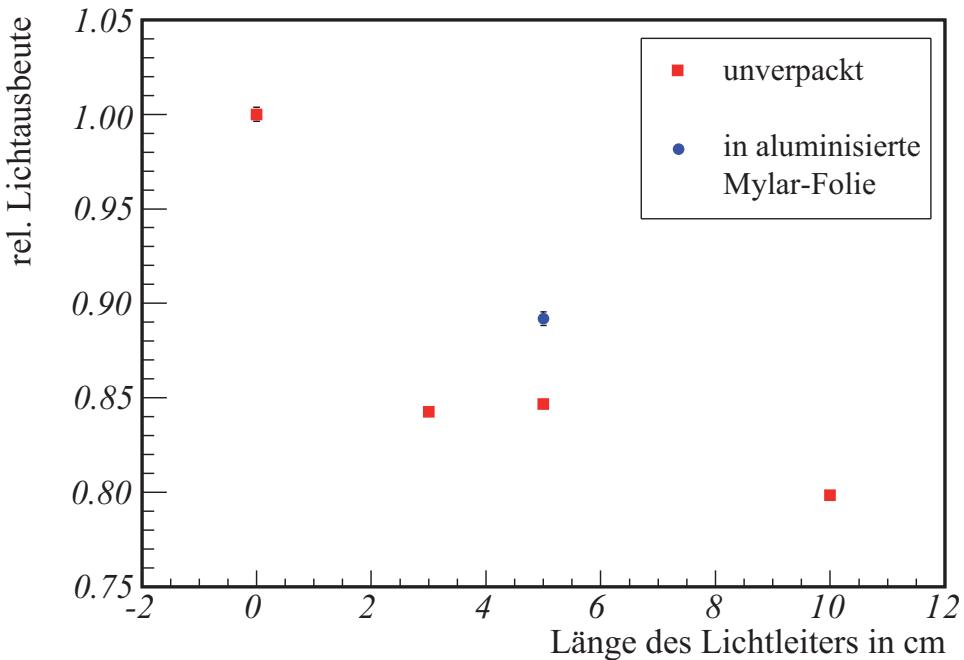


Abbildung 6.16: Messung der Lichtausbeute mit unterschiedlich langen Lichtleitern.

Ergebnisse

In Abb. 6.16 sind für die Lichtleiter der unterschiedlichen Längen die relative Lichtausbeute, normiert auf die Lichtausbeute ohne Lichtleiter, dargestellt. Die Signalhöhenspektren wurden wieder mit ROOT gefittet. Als Messunsicherheit wird der von ROOT ausgegebene Fehler übernommen. Für die Längen der Lichtleiter werden keine relevanten Fehler beachtet. Die Fehlerbalken verschwinden hinter den Messpunkten.

Durch den Einsatz eines Lichtleiters ist nach den Messergebnissen trotz gegenteiliger Erwartungen kein Gewinn an Lichtausbeute festzustellen. Der möglichen theoretischen Zunahme wirkt entgegen, dass mit Lichtleiter zwei Übergangsstellen, eine vom Szintillator in den Lichtleiter und eine vom Lichtleiter zum Photomultiplier, existieren. Ohne Lichtleiter ist nur ein Übergang vom Szintillator zum Photomultiplier zu überwinden. An den Übergangsstellen treten Reflexionen auf, die einen Lichtverlust verursachen. Dieser Verlust lässt sich durch einen Lichtleiter nicht mehr wettmachen. Um sicher zu gehen, dass auch die Umwicklung der Lichtleiter mit einem reflektierenden Material keinen entscheidenden Erfolg bringt, wurde dies mit aluminisierter Mylar-Folie an einem Lichtleiter untersucht (runder Messpunkt in der Abb. 6.16).

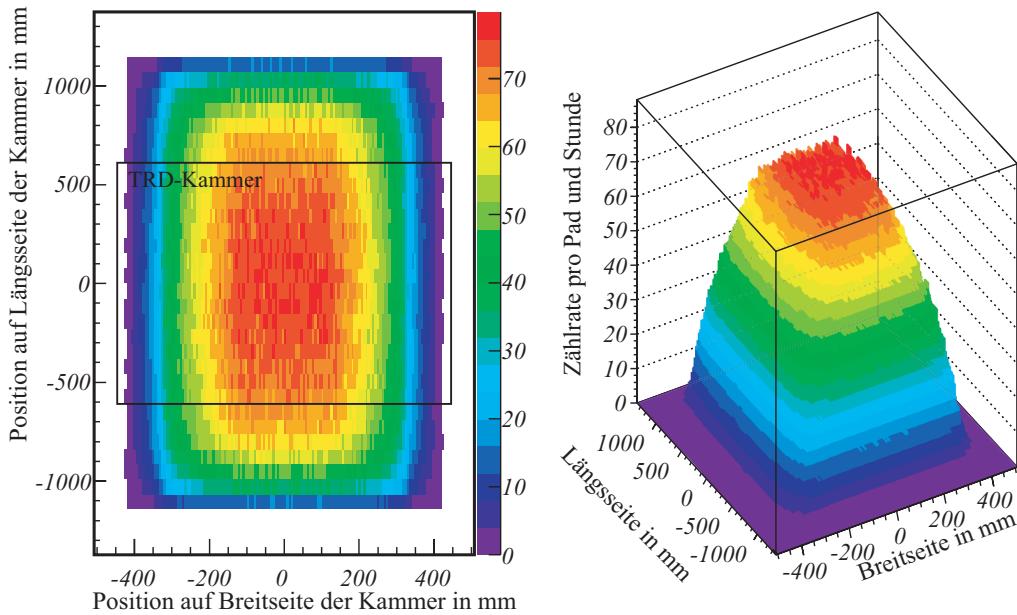


Abbildung 6.17: Verteilung der Zählrate pro Pad einer TRD-Kammer im untersten Layer (L0) in Montageposition.

Hier wird jedoch auch keine Zunahme der Lichtausbeute gegenüber dem Einsatz ohne Lichtleiter festgestellt.

Aufgrund der Erkenntnis aus den experimentellen Ergebnissen wird an den Szintillationszählern des Triggers kein Lichtleiter eingesetzt. Der Verlust von Photonen an den Rändern der Szintillatoren muss hingenommen werden.

6.8 Abschätzung der Triggerrate

Wird kosmische Strahlung mit der gesamten oberen Trigger-Ebene und zwei Gruppen der unteren Ebene bei zentrierter Position gemessen, ist mit einer Triggerrate von etwa 50 Hz zu rechnen. Für ein TRD-Supermodul, das sich zwischen den Trigger-Ebenen befindet, ist die kosmische Strahlung, für die ein Trigger-Signal geliefert wird, jedoch nicht gleichmäßig verteilt.

Zum einen ist der vom Trigger akzeptierte Raumwinkel begrenzt. Weder reicht dieser an den Seiten ganz bis zu den Rändern der TRD-Kammern, noch werden die Enden der Supermodule voll abgedeckt (siehe Abb. 6.4 und 6.5). Hierzu reicht die

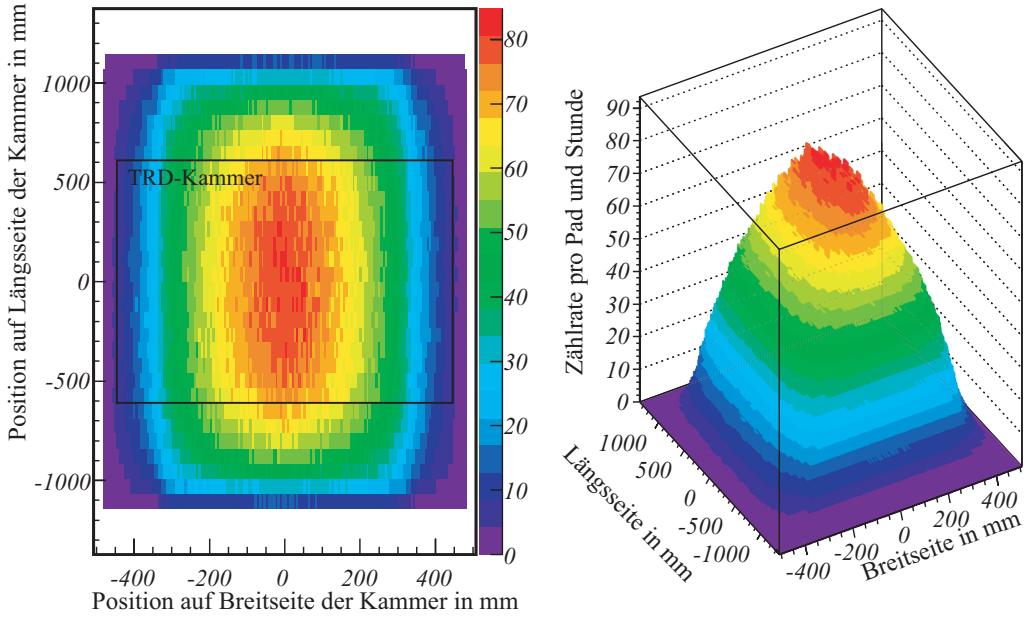


Abbildung 6.18: Verteilung der Zählrate pro Pad, wenn die untere Trigger-Ebene auf den Boden gelegt, die obere Trigger-Ebene um 50 cm herabgesetzt und das Supermodul für die Messungen um 10 cm angehoben wird.

Länge des Portalkrangs nicht ganz aus. Jedoch können auch in diesen Bereichen an den Rändern des TRD-Supermoduls Ereignisse aus Teilchenschauern gesehen werden. Reicht diese durch Teilchenschauer verursachte Zählrate nicht aus, muss das Supermodul eventuell für die Messungen mit kosmischer Strahlung angehoben oder seitlich verschoben werden. Eine weitere Alternative ist das Herabsetzen der Trigerebenen. Zum anderen werden aus der Geometrie resultierend vom Trigger mehr Teilchen kosmischer Strahlung akzeptiert, die das Supermodul mittig durchqueren, als Teilchen am Rand des Supermoduls.

In Abbildung 6.17 ist die Verteilung der Zählrate pro Pad einer TRD-Kammer, die mittig in der untersten Ebene (L0) des Supermoduls liegt, dargestellt. Die Daten resultieren aus einer Simulation für die Triggerung kosmischer Strahlung mit der gesamten oberen Trigger-Ebene und zwei Gruppen der unteren Ebene. Die TRD-Kammer und die beiden Trigger-Ebenen sind zueinander zentriert ausgerichtet.

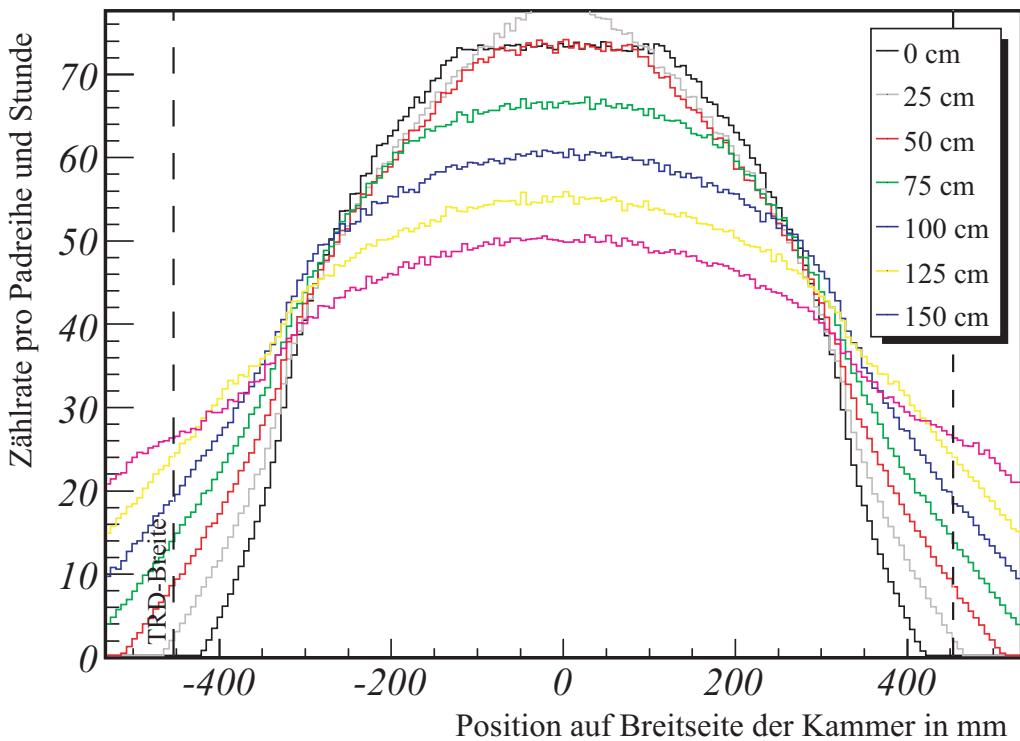


Abbildung 6.19: Vergleich der Zählrate einer Pad-Reihe einer L0-Kammer in Abhängigkeit der Höhe zur Montageposition.

tet. In der Simulation werden einzelne kosmische Teilchen gleichmäßig über die obere Trigger-Ebene verteilt generiert. Die generierten Teilchen folgen der angenäherten Winkelverteilung der kosmischen Strahlung von $\cos^2(\theta)$ mit dem Zenitwinkel θ . Für jedes generierte Teilchen wird, sofern es auch die untere Trigger-Ebene durchquert, die Position auf Höhe der Driftkammer von der TRD-Kammer berechnet. Die Ergebnisse der Simulation sind auf die erwartete Triggerrate von 50 Hz normiert.

Die Änderung der Verteilung durch die Anhebung des Supermoduls ist in Abbildung 6.19 gezeigt. Für die weitere Möglichkeit, die Szintillator-Ebenen tiefer zu setzen, ließe sich beispielsweise das untere Gestell auf den Boden legen und die obere Ebene um 50 cm herablassen. Die unteren Szintillatoren befinden sich in diesem Fall 10 cm über dem Boden. Mit einer bereits vorhandenen Hydraulikanlage könnte das Supermodul für die Messungen mit kosmischer Strahlung um etwa 10 cm angehoben werden. Die Simulationsergebnisse für diese Bedingung sind in Abbildung 6.18 dargestellt.

Koinzidenzmessungen zwischen zwei nebeneinanderliegenden Gruppen der oberen Trigger-Ebene haben eine Triggerrate von etwa 6 Hz ergeben. Ursache dieser Koinzidenzen sind Teilchenschauer. Die Rate für zufällige Koinzidenzen liegt zwei Größenordnungen darunter. Der Einfluss dieser Schauer auf die Zählrate wurde in den Simulationen nicht berücksichtigt. Ihr Einfluss wird sich bei ersten Messungen mit TRD-Supermodulen zeigen.

7. Erste Test-Messungen

Für erste Tests im Zusammenspiel zwischen dem Cosmic-Trigger und dem TRD wurde eine TRD-Kammer¹, mit einem Ar/CO_2 -Gemisch (70 : 30) gefüllt, zwischen den beiden Trigger-Ebenen platziert. Ein Teil der Ergebnisse wurde von Dr. Tom Dietel und Helge Grimm für diese Arbeit zur Verfügung gestellt.

In Abb. 7.1 ist die Ionisationspur eines Einzelereignisses zu sehen. Da die kosmische Strahlung aus der entgegengesetzten Richtung kommt als später die Kollisionsprodukte aus dem LHC und erst durch die Ionisationskammer gelangen, bevor sie den Radiator durchqueren, ist keine Übergangsstrahlung beobachtbar. In der Abbildung sind die 16 Padreihen jeweils einzeln in einem Diagramm dargestellt. Darin sind die 144 Pads gegen die Driftzeit aufgetragen. Die Driftzeit liefert effektiv eine Höheninformation über die Ionisation in der Driftkammer.

¹Verwendet wurde eine L0C1-Kammer.

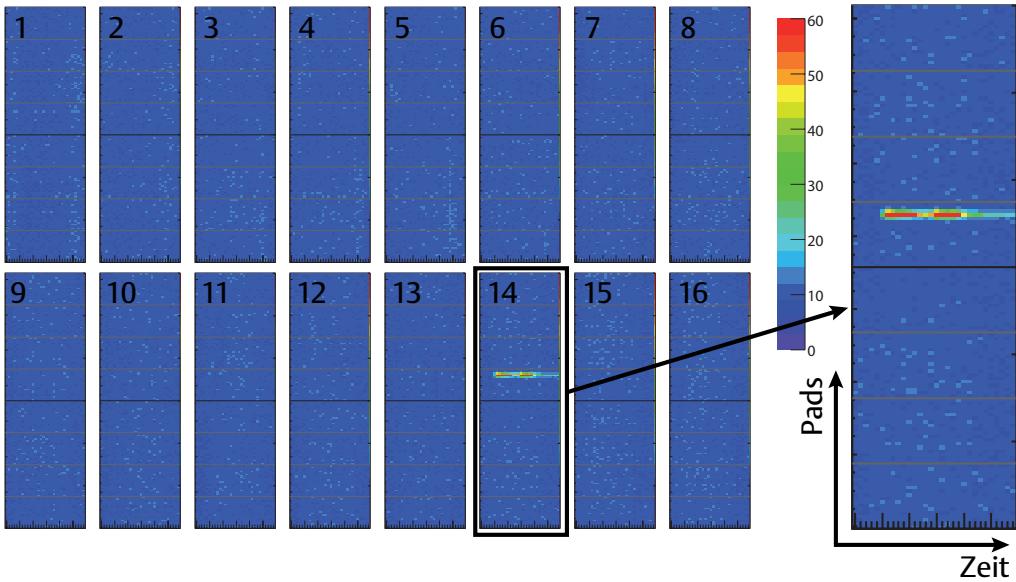


Abbildung 7.1: Eins der ersten aufgenommenen Signale in einer durch den Cosmic-Trigger getriggerten TRD-Kammer. Jeder Kasten stellt für eine Pad-Reihe von 144 Pads (Ordinate) das über die Driftzeit (Abszisse) gesampelte Signal dar [Die07].

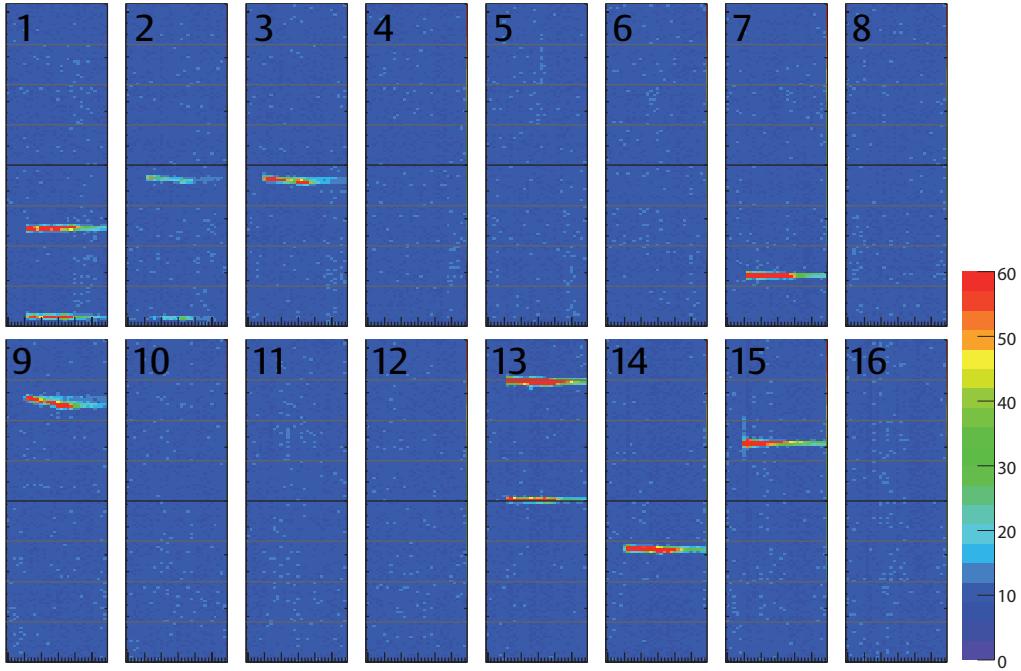


Abbildung 7.2: Ein Schauer an kosmischer Strahlung, aufgenommen in einer TRD-Kammer - unter Einsatz des Triggers [Die07].

Ein gemessener Schauer an kosmischen Teilchen ist in Abb. 7.2 dargestellt. Hier sind mit dem Triggersignal mehrere kosmische Teilchen gleichzeitig durch die TRD-Kammer geflogen und haben ihre Ionisationsspur hinterlassen. Einige Signale, wie zum Beispiel die benachbarten Signale in Padreihe 2 und 3, lassen vermuten, dass sie nicht von zwei verschiedenen Teilchen erzeugt wurden, sondern dass ein Teilchen im Bereich beider Padreihe die Kammer durchquert hat.

Für die Tests mit den fertigen Supermodulen sind noch Feinabstimmungen zu treffen. Die Verzögerungszeiten zwischen Trigger und TRD werden noch aufeinander abgestimmt und die Driftspannung zur Variation der Driftzeit wird eingestellt. Dieser erste Test kann als erfolgreich bewertet werden.

Ein komplettes Supermodul stand bisher für Tests nicht zur Verfügung. Dies wird in den nächsten Wochen folgen. Damit lässt sich dann feststellen, ob die durch die Schauer am Rand des Supermoduls verursachte Zählrate auch für Messungen, die eine relativ hohe Statistik erfordern, wie die Kalibrierung der Verstärkung, ausreicht. Sollte dies nicht der Fall sein, lässt sich einer der Überlegung umsetzen das Supermo-

dul nach der Montage für die Testmessungen mit kosmischer Strahlung höherzulegen oder die Trigger-Ebenen herabzusetzen.

8. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Aufbau eines Triggers für kosmische Strahlung beschrieben. Der Trigger wird am Institut für Kernphysik der Westfälischen Wilhelms-Universität für Tests mit kosmischer Strahlung an den TRD-Supermodulen verwendet. Wichtige Aspekte werden die Bestimmung der Ausrichtung der TRD-Kammern in den Supermodulen und die Kalibrierung der Verstärkung sein. Die getesteten Supermodule sollen im ALICE-Experiment am CERN bei Genf eingesetzt werden.

Der Trigger besteht aus zwei im Abstand von etwa 3 Metern übereinanderliegenden Ebenen mit insgesamt 90 Plastik-Szintillatorstreifen. Zwischen den beiden Ebenen werden die TRD-Supermodule zusammengebaut und getestet. Die untere Ebene ist mit einer Länge von etwa 5,70 Metern fest montiert. Die obere Ebene ist über eine Portallaufbahn von 8 Metern verschiebbar, um verschiedene Bereiche des Supermoduls zu testen. Die Signale der beiden Ebenen werden in Koinzidenz geschaltet, um ein Signal zu erhalten, wenn ein kosmisches Teilchen beide Ebenen und somit auch das Supermodul durchquert hat. Dieses Signal wird dem TRD-Supermodul als „Pre-Trigger“ zur Verfügung gestellt.

Zu der Koinzidenzschaltung gehören TREFI-Module, eine Logik- und eine Koinzidenz-Einheit. Die TREFI-Module dienen als Vorverstärker, diskriminieren die Photomultipliersignale und fassen die Szintillationszähler in 10er-Gruppen zusammen. Mit einer Logik-Einheit kann eine Auswahl der zu verwendenden Gruppierungen getroffen werden. Den Abschluss der Elektronik bildet eine Koinzidenzeinheit.

Zur Diskriminierung der Photomultipliersignale in den TREFI-Modulen wurde für jeweils eine 10er-Gruppe der Szintillationszähler eine Triggerschwelle bestimmt. Messungen haben gezeigt, dass 5-lagiges Teflon-Band im Vergleich zu weißem Papier, Aluminiumfolie und aluminisierter Mylarfolie die besten Reflexionseigenschaften aufweist und sich gut für die Verpackung von Szintillatoren eignet. Für die Konstellation des Cosmic-Triggers hat sich gezeigt, dass trotz des Überstands der Szintillationszähler über die Photokathode des Photomultipliers hinaus ein Lichtleiter keinen zusätzlichen Gewinn an Lichtausbeute bringt.

Erste Tests mit einer TRD-Kammer und dem Cosmic-Trigger waren erfolgreich. Weitere TRD-Kammern und das Equipment für das erste Supermodul, das am Institut für Kernphysik in Münster zusammengebaut wird, werden in den nächsten

Wochen erwartet. Insgesamt sollen in Münster 17 der 18 Supermodule zusammengebaut werden. An der Produktion und Entwicklung der TRD-Kammern sind die Universität Athen, das NIPNE aus Bukarest, die GSI aus Darmstadt, das JINR aus Dubna, die Universität Frankfurt, die Universität Heidelberg, die Fachhochschule Köln und die Fachhochschule Worms beteiligt.

A. Technische Zeichnungen

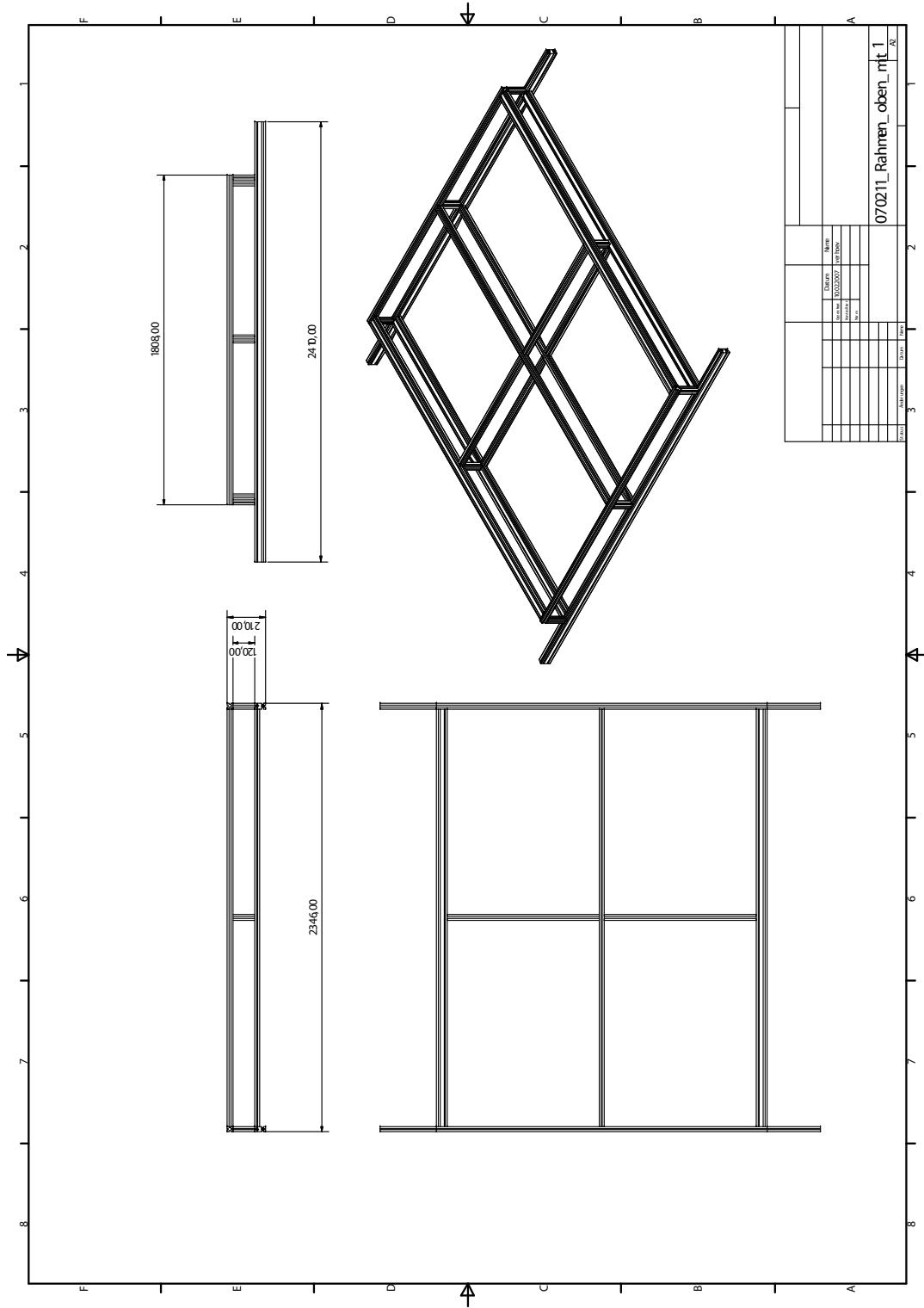


Abbildung A.1: Technische Zeichnung des Gestells für die obere Trigger-Ebene [Ver07].

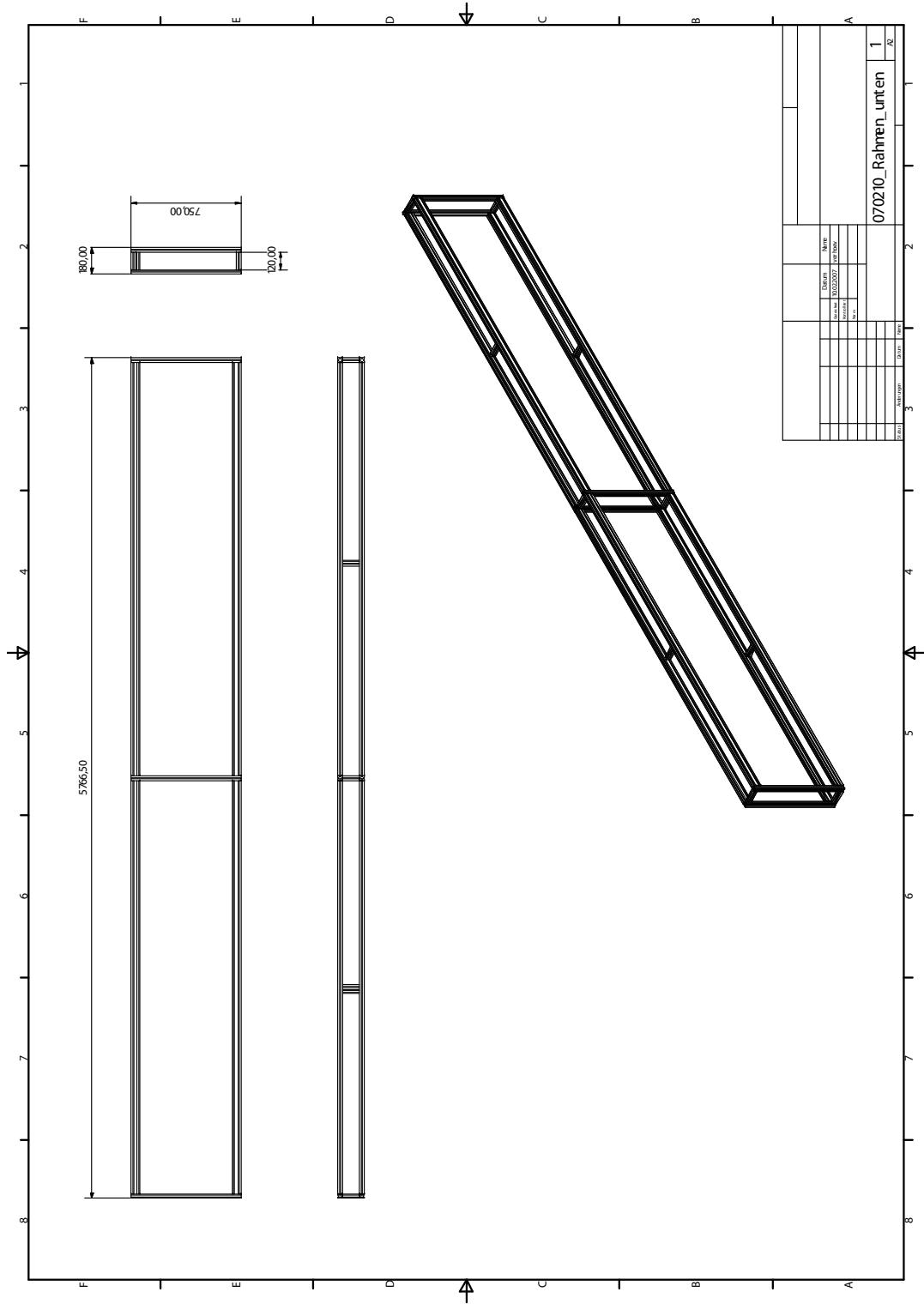


Abbildung A.2: Technische Zeichnung des Gestells für die untere Trigger-Ebene [Ver07].

© Dr. Leonid G. Efimov, LHE JINR – Dubna, 2006

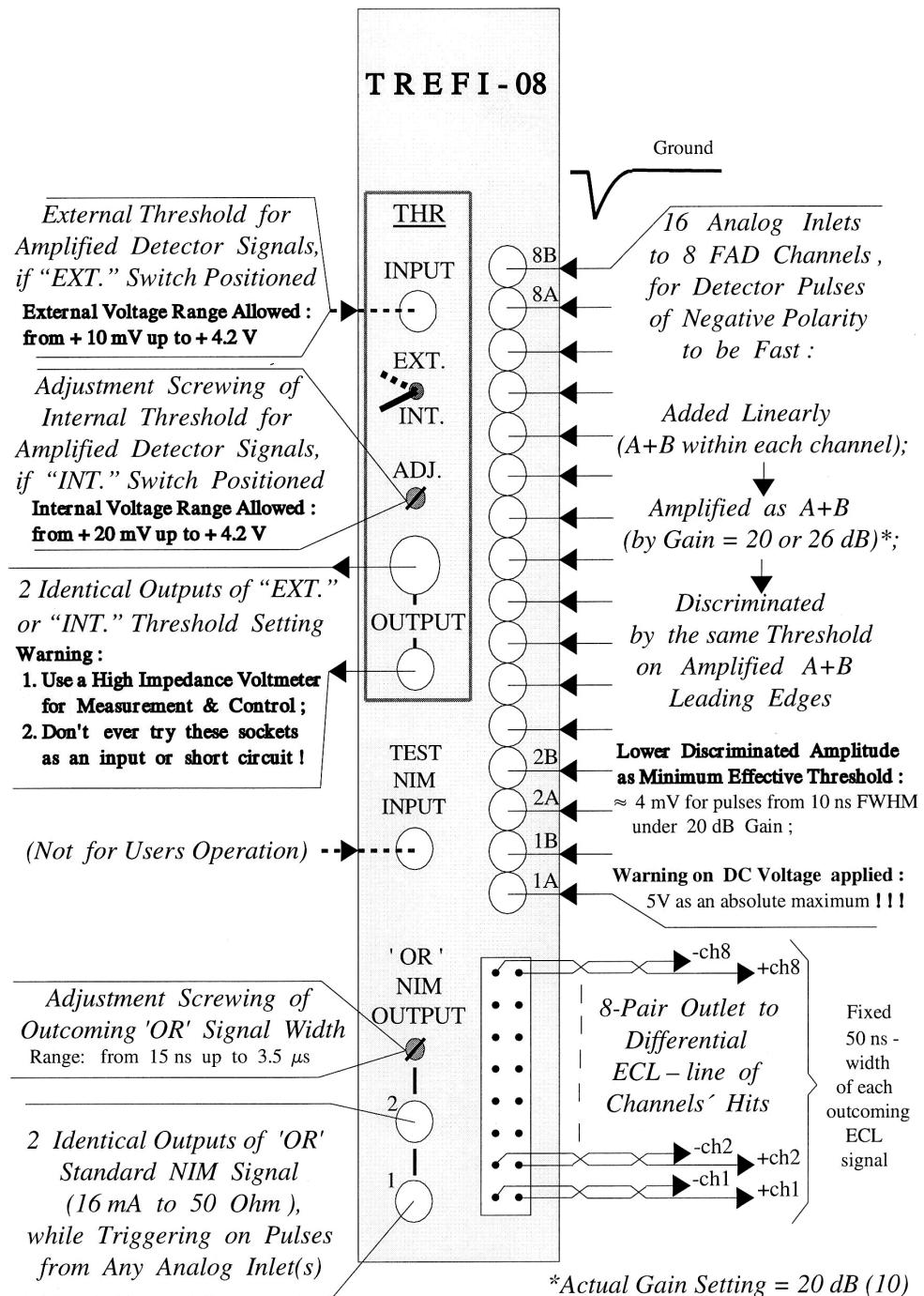


Abbildung A.3: Die Frontblende des TREFI-08-Moduls [Efi06].

B. Datentabellen

Tabelle B.1: Durchschnittliche Amplituden der Szintillationszähler aus der oberen Trigger-Ebene bei einer Hochspannung von -1500 V .

# Szintillationszähler	Amplitude [mV]	# Szintillationszähler	Amplitude [mV]
01	25	21	25
02	25	22	25
03	35	23	40
04	22	24	50
05	22	25	50
06	25	26	40
07	25	27	55
08	30	28	50
09	35	29	50
10	20	30	50
<hr/>			
11	35	31	55
12	35	32	25
13	35	33	35
14	35	34	50
15	35	35	35
16	35	36	35
17	40	37	40
18	30	38	35
19	35	39	35
20	30	40	35

Tabelle B.2: Durchschnittliche Amplituden der Szintillationszähler aus der unteren Trigger-Ebene (Zähler 01-40: -1400 V , Zähler 41-50: -1500 V).

# Szintillationszähler	Amplitude [mV]	# Szintillationszähler	Amplitude [mV]
01	25	26	18
02	35	27	16
03	37	28	21
04	25	29	18
05	28	30	14
06	25	31	12
07	35	32	12
08	28	33	15
09	40	34	16
10	30	35	17
11	22	36	16
12	22	37	12
13	35	38	15
14	37	39	13
15	30	40	17
16	27	41	11
17	35	42	19
18	23	43	25
19	18	44	20
20	18	45	16
21	18	46	18
22	25	47	18
23	22	48	18
24	15	49	20
25	18	50	15

Literaturverzeichnis

- [ALI95] ALICE Collaboration. ALICE - Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. *CERN/LHCC/95-71, LHCC/P3*, 15 December 1995.
- [ALI99] ALICE Collaboration. A Transition Radiation Detector for electron identification within the ALICE Central Detector - an addendum to the Technical Proposal. *CERN/LHCC/99-13, LHCC/P3-Addendum 2*, 7 May 1999.
- [ALI01] ALICE Collaboration. ALICE - Technical Design Report of the Transition Radiation Detector. *CERN/LHCC2001-021, ALICE TDR9*, 3 October 2001.
- [ALI04] ALICE Collaboration. ALICE: Physics Performance Report, Volume I. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 30, Seite 1517–1763, 2004.
- [ALI06] ALICE Collaboration. ALICE: Physics Performance Report, Volume II. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 32, Seite 1295–2040, 2006.
- [ATL94] ATLAS Collaboration. ATLAS - Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN. *CERN/LHCC/94-43; LHCC/P2*, 15 December 1994.
- [ATL99] ATLAS Collaboration. ATLAS detector and physics performance - Technical Design Report Vol. I. *ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14*, 25 May 1999.
- [Ava04] Avati, V., et al. The TOTEM experiment. *Eur Phys J C*, 34, 2004.
- [Bar05] Bargel, H.-J. und Schulze, G. *Werkstoffkunde*. Springer-Verlag, 9. Auflage, 2005.

- [Ber06] Berger, C. *Elementarteilchenphysik*. Springer Verlag, 2. Auflage, 2006.
- [BM06] Braun-Munzinger, P. und Wambach, J. Extreme Materie. *Physik Journal*, 10, Seite 41–47, 2006.
- [Brü04a] Brüning, O. S., et al. LHC Design Report Volume I: The LHC Main Ring. *CERN-2004-003-V1*, 2004. URL <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>.
- [Brü04b] Brüning, O. S., et al. LHC Design Report Volume II: The LHC Infrastructure and General Services. *CERN-2004-003-V2*, 2004. URL <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>.
- [CMS94] CMS Collaboration. CMS The Compact Muon Solenoid - Technical Proposal. *CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1*, 15 December 1994.
- [Dem02] Demtröder, W. *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*. Springer-Verlag, 2. Auflage, 2002.
- [Die07] Dietel, T. und Grimm, H. persönliche Kommunikation, 2007.
- [Dol92] Dolgoshein, B. Transition radiation detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 326, Seite 434–469, 1992.
- [Efi06] Efimov, L. G. persönliche Kommunikation. Joint Institute for Nuclear Research, 2006.
- [Ell04] Ellis, J. Physics at the LHC. *Eur. Phys. J. C*, 34, Seite 51–56, 2004.
- [Fra45] Frank, I. und Ginsburg, V. Radiation of a uniformly moving electron due to its transition from one medium into another. *Journal of Physics*, IX(5), Seite 353–362, 1945.
- [Gar60] Garibyan, G. M. Transition Radiation Effects in Particle Energy Losses. *Soviet Physics Jete*, 37(2), Seite 372–376, 1960.
- [Gru00] Grupen, C. *Astroteilchenphysik*. Vieweg, 2000.
- [Hol88] Holder, M. und Suhr, H. Separation of Electrons and Pions by a Transition Radiation Detector using Flash ADCs. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 263, Seite 319 – 324, 1988.

- [Hop04] Hoppe, M. *Aufbau und Inbetriebnahme einer Funkenkammer*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Institut für Kernphysik, 2004.
- [Kle05] Kleinknecht, K. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner-Verlag, 4. Auflage, 2005.
- [Kno00] Knoll, G. F. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, Inc., 3. Auflage, 2000.
- [Leo87] Leo, W. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [LHC98] LHCb Collaboration. LHCb - Technical Proposal. *CERN LHCC 98-4, LHCC/P4*, 20 February 1998.
- [Pei97] Peitzmann, T. *Kernmaterie unter extremen Bedingungen*. Habilitations-schrift, Westfälische Wilhelms-Universität, Institut für Kernphysik, 1997.
- [Per00] Perkins, D. H. *Introduction to High Energy Physics*. Cambridge University Press, 4. Auflage, 2000.
- [Pov06] Povh, B., et al. *Teilchen und Kerne*. Springer Verlag, 7. Auflage, 2006.
- [Rey99] Reygers, K. *Teilchenproduktion in ultrarelativistischen p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität, Institut für Kernphysik, 1999.
- [Rey04] Reygers, K. *Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma mit dem PHENIX-Expiment am RHIC*. Habilitation, Westfälische Wilhelms-Universität, Institut für Kernphysik, 2004.
- [ROO] URL <http://root.cern.ch/>.
- [The95] The LHC Study Group. The Large Hadron Collider - Conceptual Design. *CERN/AC/95-05(LHC)*, 20 October 1995.
- [TOT04] TOTEM Collaboration. TOTEM - Technical Design Report. *CERN LHCC-2004-02, TOTEM-TDR-001*, 07 January 2004.
- [Ver07] Verhoeven, W. persönliche Kommunikation, 2007.

- [Wes01] Wessels, J. P. The Alice Transition Radiation Detector, 2001. TRDs for the 3rd Millenium, Bari, Sept.19-23, 2001.
- [Wes03] Wessels, J. P. The Alice Transition Radiation Detector, 2003. Advanced Technology and Particle Detectors, Como, Oct. 6-10, 2003.
- [Wil04] Wilk, A. *Elektronen-Pionen-Separation im ALICE TRD*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Institut für Kernphysik, 2004.
- [Win06] Windelband, B. persönliche Kommunikation. Universität Heidelberg, Physikalisches Institut, 2006.
- [Wom97] Womersley, J. The LHC PHYSICS PROGRAM, 1997. To be published in the proceedings of 20th International Workshop on Fundamental Problems of High-Energy Physics and Field Theory, Protvino, Russia 24-26 Jun 1997.
- [Yao06] Yao, W.-M. et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33, 2006. URL <http://pdg.lbl.gov>.
- [Yur06] Yurevich, V. I. persönliche Kommunikation. Joint Institute for Nuclear Research, 2006.
- [Zau03] Zaudtke, O. *Simulation einer TRD-Driftkammer des ALICE-Experiments mit GARFIELD*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Institut für Kernphysik, 2003.

Danksagung

An dieser Stellen möchte ich allen Leuten danken, die mich während des letzten Jahres und der gesamten Studienzeit unterstützt haben.

Ich danke Herrn Prof. Dr. J. P. Wessels, dass er mir den Aufbau des Cosmic-Triggers im Rahmen dieser Diplomarbeit anvertraut hat, ebenso für seine fürsorgliche Betreuung. Prof. Wessels hat mir mit dieser Arbeit einen Einblick in ein interessantes Fachgebiet mit direkter Beteiligung an einem aktuellen wissenschaftlichen Großprojekt ermöglicht.

Besonderer Dank gilt Wolfgang Verhoeven, der die mechanischen Konstruktionen designt und den Aufbau des Triggers entschieden mitgetragen hat. Allen Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt, unter Leitung von Herrn Bourichter, und der elektrischen Werkstatt, unter Leitung von Roland Berendes, danke ich für die stets zuverlässige und zügige Arbeit. Volodya Yurevich und Leonid Efimov aus Dubna haben sich die Zeit genommen nach Deutschland zu kommen, um bei der Montage des Cosmic-Triggers mitzuwirken. Dafür haben sie meinen ausgesprochenen Dank.

Ich danke Dr. Klaus Reygers, der immer für Fragestellungen offen war. Insbesondere für die Hilfestellungen bei der Gestaltung des Posters und bei der Simulation mit ROOT. Ebenso danke ich Dr. Richard Glasow, der mir bei Fragen zu elektronischen Standards im Zusammenhang der LeCroy HV-Powersupplys immer geholfen hat. (Leider sind die HV-Geräte nun doch nicht zum Einsatz gekommen.)

Christoph Baumann, Holger Gottschlag, Henning Hünteler und Jan-Frederik Pietschmann danke ich für die nette, aufmunternde - manchmal auch ablenkende :) - Büroatmosphäre. Sie waren für meine Fragen häufig die erste Anlaufstelle und zeigten zur Problemlösung immer aktiven Einsatz. Dr. Tom Dietel, Helge Grimm und Uwe Westerhoff danke ich für die freundliche Zusammenarbeit in der Montage-Halle.

Dr. Klaus Reygers, Dr. Tom Dietel, Alexander Wilk und Christoph Baumann danke ich für die kritische und konstruktive Durchsicht dieser Arbeit. Meiner Mutter Marion Bathen-Reicher und Benno Reicher danke ich für das Korrekturlesen.

Nicht minder möchte ich mit Jan Auffenberg, Katharina Büscher, Jan Fiete Grosse-Oetringhaus, Norbert Heine, Dr. Christian Klein-Bösing, Melanie Klein-Bösing, Ansgar Kumpmann, Robert Lüchtenborg, Markus Rammler, Baldo Sahlmüller und Oliver Zaudtke für ihre freundliche Aufnahme und selbstverständliche Hilfsbereitschaft danken. Ein Dank geht auch an die Arbeitsgruppe von Prof. Weinheimer. Insbesondere danke ich Kim Temming, Raphael Jöhren und Björn Hillen für die Unterstützung während der Studien- und Freizeit.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichen und immer volles Vertrauen in mich setzten.

Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere, diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt zu haben.

Münster, 13. Februar 2007

Bastian Bathen

