Institut für Kernphysik

Westfälische Wilhelms-Universität
Münster

Aufbau und Test eines alternativen Teilchenspurdetektors für das Opera-Experiment

Diplomarbeit
vorgelegt von

James Kückmann

März 2001

Experimentelle Kernphysik

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Aus der Möglichkeit einer nicht verschwindenden Neutrinomasse ergibt sich eine der zur Zeit wichtigsten Fragen moderner Hochenergiephysik. Lange Zeit galt das Neutrino als masselos, da ein direkter kinematischer Nachweis einer Neutrinomasse bisher nicht gelungen ist. Ein Defizit in der Anzahl beobachteter Sonnenneutrinos ließ die Vermutung aufkommen, daß die bisherigen Annahmen im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung über die Eigenschaften der Neutrinos nicht korrekt sind. Eine endliche Neutrinomasse impliziert Neutrinooszillation und ist eine mögliche Erklärung für die fehlenden Sonnenneutrinos. Neutrinooszillation bedeutet, daß ein Neutrino mit dem Eigenzustand der schwachen Wechselwirkung ν_e, welches eine Linearkombination von Massenneutrinos darstellt, in einer bestimmten Entfernung von der Quelle als ein anderes ν_x $(x = \mu, \tau)$ wechselwirkt.

Ein Experiment zur Untersuchung der $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ Oszillation ist das OPERA[1]-Experiment [OPE00]. Gesucht wird bei OPERA nach τ-Zerfällen, welche durch *Charged Current*-Reaktionen des ν_τ im Detektor vermittelt werden. OPERA ist der Nachfolger des CHORUS[2]-Experiments und ebenfalls ein *appearance*-Experiment. Es ist jedoch im Gegensatz zu diesem als *long baseline* Experiment ausgelegt. Voraussetzung für ein solches Experiment ist ein reiner ν_μ Strahl. Dieser Neutrinostrahl wird am CERN erzeugt und ist auf den im 731 km entfernten Gran Sasso Tunnel in Italien aufgebauten Detektor ausgerichtet. Wegen des kleinen Wechselwirkungsquerschnitt wird eine große Detektormasse benötigt. Da das *ct* des τ einer Fluglänge von etwa 1 mm entspricht und somit ein hochauflösender Detektor benötigt wird sind das Kernstück des Detektors die *Emulsion Cloud Chambers* (ECC). Sie bestehen aus abwechselnd aufeinandergeschichten Kernspuremulsionen, die eine Auflösung von einigen μm besitzen, und Bleiplatten, die den Großteil der Masse beisteuern. Da es inzwischen möglich geworden ist, in Kernspuremulsionen Teilchenspuren computergesteuert zu identifizieren, können sie als großflächig einsetzbares hochauflösendes Detektionssystem eingesetzt werden. Elektronische Teilchenspurdetektoren lokalisieren mögliche Ereignisse in den Kernspuremulsionen.

[1]**O**scillation **P**roject with **E**mulsion-t**R**acking **A**pparatus
[2]**C**ern **H**ybrid **O**scillation **R**esearch Aparat**us**

Der für das OPERA-Experiment geplante elektronischer Teilchenspurdetektor, besteht aus Plastikszintillatorstäben besteht und über *Wavelength Shifting Fibers* **(WSF)** durch *Photomultiplier Tubes* **(PMT)** ausgelesen wird. Die Fläche dieses Teilchenspurdetektors wird mehr als 3000 m^2 betragen. Eine Alternative hierzu ist eine mit Flüssigszintillator befüllte langgezogene Wabenstruktur aus Polykarbonat die über WSF durch ein ***E**lektron **B**ombarded **C**harge **C**oupled **D**evice* (EBCCD-Kamera) ausgelesen wird. Ein solcher Detektor ist deutlich preiswerter als herkömmliche Systeme und besitzt gleichzeitig eine höhere Auflösung. Ein solcher Teilchenspurdetektor ist in Zusammenarbeit mit dem IHEP[3], Protvino/Rußland am CERN aufgebaut und getestet worden.
Die Untersuchung dieses Detektors war das Ziel dieser Diplomarbeit. Zunächst erfolgt eine kurze Einführung in das Phänomen der Neutrinooszillation und das OPERA-Experiment. Nach Erklärung der physikalischen Vorgänge im Detektor und der einzelnen Detektorkomponenten folgt die Beschreibung von Aufbau und Test eines solchen Teilchenspurdetektors. Anschließend werden die Ergebnisse der Analyse vorgestellt.

Die Kernspuremulsionen aus Hybridexperimenten, wie dem OPERA-Experiment, werden von computergesteuerten Mikroskopen automatisch gescannt. Somit beschränkt sich das manuelle Scannen von Kernspuremulsionen in erster Linie auf Präzisions- und Verifizierungsmessungen. Daher ist im Rahmen dieser Diplomarbeit auch ein Programm zum manuellen Scannen von Kernspuremulsionen am Münsteraner Mikroskop [Bru98, Nau00, Rum00] implementiert worden. Die Grundlage dafür bildet ein von der Universität Neapel entwickeltes Programm, welches sich bei den Messungen an Verfahren hält, wie sie in der CHORUS-Kollaboration üblich sind. Mit dem Programm zum manuellen Scannen sollte sich intuitiv und ohne viel Vorwissen die gesamte das Mikroskop betreffende Hardware steuern lassen. Die Vermessung, Dokumentation und Präsentation interessanter Ereignisse sollte dabei auch unerfahrenen Benutzern möglich gemacht werden. Im 5. Kapitel werden daher kurz das Münsteraner Mikroskop und das Programm zum manuellen Scannen von Kernspuremulsionen vorgestellt.

[3]**I**nstitute for **H**igh **E**nergy **P**hysics

Kapitel 1

OPERA

Im Folgenden werden das OPERA-Experiment und sein physikalischer Hintergrund kurz vorgestellt. Weitergehende Informationen können [OPE00] entnommen werden.

1.1 Neutrinooszillation

Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung beschreibt die Wechselwirkungseigenschaften der elementaren Fermionen (siehe Tabelle 1.1).

	Ladung	1. Familie	2.Familie	3.Familie
Quarks	+2/3	u	c	t
	-1/3	d	s	b
Leptonen	-1	e	μ	τ
	0	ν_e	ν_μ	ν_τ

Tabelle 1.1: Quarks und Leptonen im Standardmodell.

Im minimalen Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung wird die Masse der Neutrinos auf Null festgelegt. Falls Neutrinos dennoch eine Masse besitzen, so ist diese unterhalb der Nachweisgrenze kinematischer Messungen.
Die ersten Anzeichen für die Existenz von Neutrinooszillation lieferte ein Defizit im beobachteten ν_e-Fluß von der Sonne. Die SUPER-KAMIOKANDE Kollaboration schlug später Neutrinooszillation als Erklärung für die beobachtete Differenz zwischen der Rate atmosphärischer Myonneutrinos und Elektronneutrions in Abhängigkeit vom Zenithwinkel vor. Die unmittelbare Konsequenz aus Neutrinooszillation ist, daß die Masse der Neutrinos ungleich Null ist. Nach aktuellen Ergebnissen der SUPER-KAMIOKANDE Kollaboration sind die zu erwartenden Parameter für $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ Oszillation $\Delta m^2 = 1,5 - 5 \times 10^{-3}\mathrm{eV}^2$ und $\sin^2 2\theta > 0,8$ (90% *confidence level*) ([SKA00]).

Damit ergibt sich analog zum Mischungsverhalten der Quarks eine 3×3 Mischungsmatrix. Im vereinfachten Bild zweier Neutrinos ergibt sich

$$\nu_\mu = \sin\theta\nu_2 + \cos\theta\nu_3$$

und

$$\nu_\tau = -\sin\theta\nu_2 + \cos\theta\nu_3$$

mit ν_τ und ν_μ Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung und ν_2 und ν_3 Eigenzustände der Masse. Die beiden Neutrinos (ν_2 und ν_3) befinden sich bei der Entstehung eines ν_μ oder eines ν_τ in einer festen Phasenbeziehung zueinander. Bei gleichem Impuls und verschiedenen Massen ändert sich diese Phasenbeziehung mit der zurückgelegten Wegstrecke.
Für die Oszillationswahrscheinlichkeit gilt folgender Zusammenhang:

$$P(\nu_\mu \to \nu_\tau, L) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(1,27 \cdot \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu}\right)$$

mit Δm^2 als Massendifferenz zwischen den Massenneutrinos in eV^2, L als Propagationsstrecke in Kilometern, E_ν als Neutrinoenergie in GeV und θ als Mischungswinkel [Sch97].
Entsprechend der unterschiedlichen Annahmen bezüglich der Werte für die Massendifferenz und des Mischungswinkels gibt es *short* (~1 km), *medium* (~10 km) und *long* (~1000 km) *baseline* Experimente, die jeweils für verschiedene Parameterbereiche sensitiv sind.

1.2 Das OPERA-Experiment

Da das OPERA-Experiment den von der SUPER-KAMIOKANDE-Kollaboration erwarteten Parameterraum abdecken soll (siehe hierzu auch Abbildung 1.1), ist OPERA als *long baseline* Experiment geplant. Der für dieses Experiment am CERN erzeugte Neutrinostrahl (CNGS[1]) ist auf den 731 km entfernten Gran Sasso Tunnel in Italien ausgerichtet, in dem der Detektor aufgebaut wird. Da der Neutrinostrahl nach der großen Distanz einen Durchmesser von ~ 800 m haben wird und Neutrinos einen äußerst kleinen Wechselwirkungsquerschnitt haben, ist sowohl ein intensiver Neutrinostrahl als auch eine große Detektormasse erforderlich, um ausreichend viele Neutrinoreaktionen zu erhalten (siehe Tabelle 1.2).
Während es sich beim SUPER-KAMIOKANDE-Experiment um ein *disappearance*-Experiment handelt, also ein Defizit an Neutrinos einer Sorte gemessen wird, handelt es sich beim OPERA-Experiment um ein *appearance* Experiment. Dies bedeutet, daß in einem Neutrinostrahl mit bekannter Zusammensetzung nach Spuren von τ Neutrinos, die das Ergebnis von Oszillation sein können, gesucht

[1] **C**ern **N**eutrino beam to **G**ran **S**asso

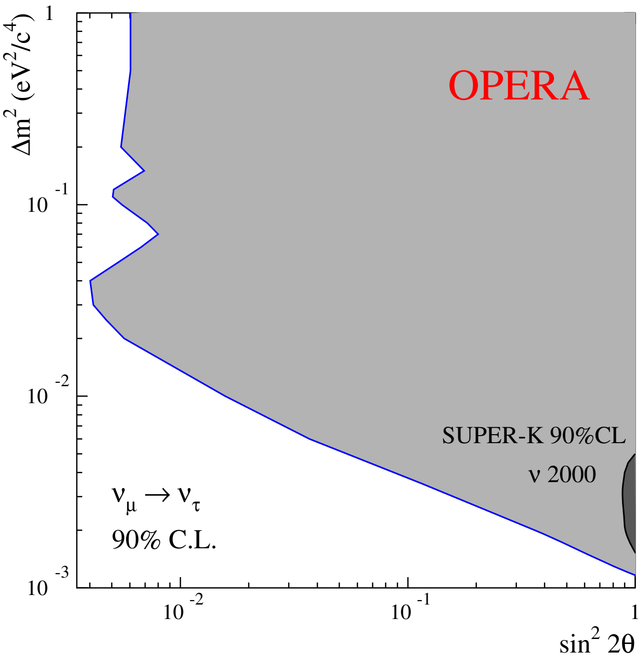

Abbildung 1.1: Der grau unterlegte Teil zeigt den durch das OPERA-Experiment meßbaren Parameterraum. Dabei ist der vom SUPER-KAMIOKANDE-Experiment nahegelegte Parameterraum mit eingeschlossen [OPE00].

Δm^2	ν_τ CC Reaktionen/kTonne/Jahr
$1 \cdot 10^{-3}\mathrm{eV}^2$	$2,48$
$3,5 \cdot 10^{-3}\mathrm{eV}^2$	$30,4$
$5 \cdot 10^{-3}\mathrm{eV}^2$	$62,0$

Tabelle 1.2: Erwartete gesamte Anzahl von ν_τ Reaktionen im Detektor für verschiedene Massendifferenzen [OPE00].

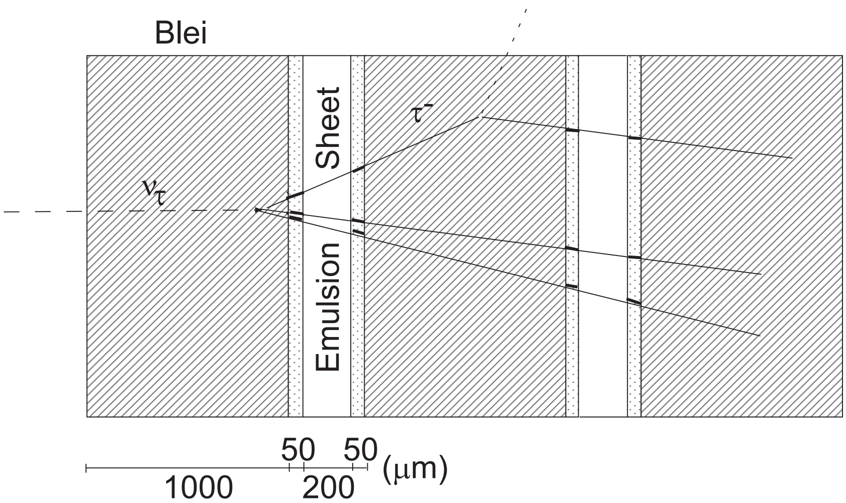

Abbildung 1.2: τ-Zerfall. Bei diesen Zerfällen ist der Knickwinkel besonders einfach rekonstruierbar. Die hierbei in den Kernspuremulsionen gefundenen Spursegmente sind ebenfalls angedeutet.

wird. Dies erfordert einen reinen ν_μ Strahl mit Neutrinoenergien, die oberhalb der Produktionsschwelle des τ liegen. Damit das τ^- einen für den Nachweis ausreichenden Impuls besitzt, ist für den CNGS eine mittlere kinetische Energie von 17 GeV geplant[OPE00].
Durch eine geladene Stromreaktion (*Charged Current*) entsteht aus einem ν_τ ein τ^-. Der Nachweis dieses τ^- erfolgt durch Identifikation der Zerfallskanäle

$$\tau^- \to e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e \text{ (Elektron)}, \quad \tau^- \to \mu^-\nu_\tau\bar{\nu}_\mu \text{ (Myon)}, \quad \tau^- \to h^-\nu_\tau(n\pi^0) \text{ (Hadron)}$$

mit den Verzweigungsverhältnissen von 17,8%, 17,7% und 49,5%. Hierbei ist das τ^- über den beim Zerfall entstehenden Knick in der Flugbahn (siehe Abbildung 1.2) und die Summe der Impulse aller entstandenen Zerfallsprodukte identifizierbar. Die Auflösung des Detektors muß fein genug sein, um den Zerfallsknick des kurzlebigen τ nachweisen zu können. Hierfür eigenen sich Kernspuremulsionsplatten (*Emulsion Sheets*), die eine Auflösung in der Größenordnung von 1 μm besitzen.
Von den möglichen Zerfallskanälen ist der myonische besonders einfach nachzuweisen, da das entstandene Myon den gesamten Detektor durchdringt. Der elektronische Zerfallskanal wird durch das Aufschauern der Elektronen nachgewiesen. Hierbei sind für die Ermittlung der Gesamtenergie des Elektrons über das Aufschauern 3-4 X_0 (Strahlungslängen) erforderlich. Der hadronische Kanal bietet zwar die größte Zerfallswahrscheinlichkeit, allerdings ist die mittlere freie Weglänge der Hadronen im Blei so gering, daß sie stark gestreut werden. Hierdurch wird eine zuverlässige Identifizierung erschwert.

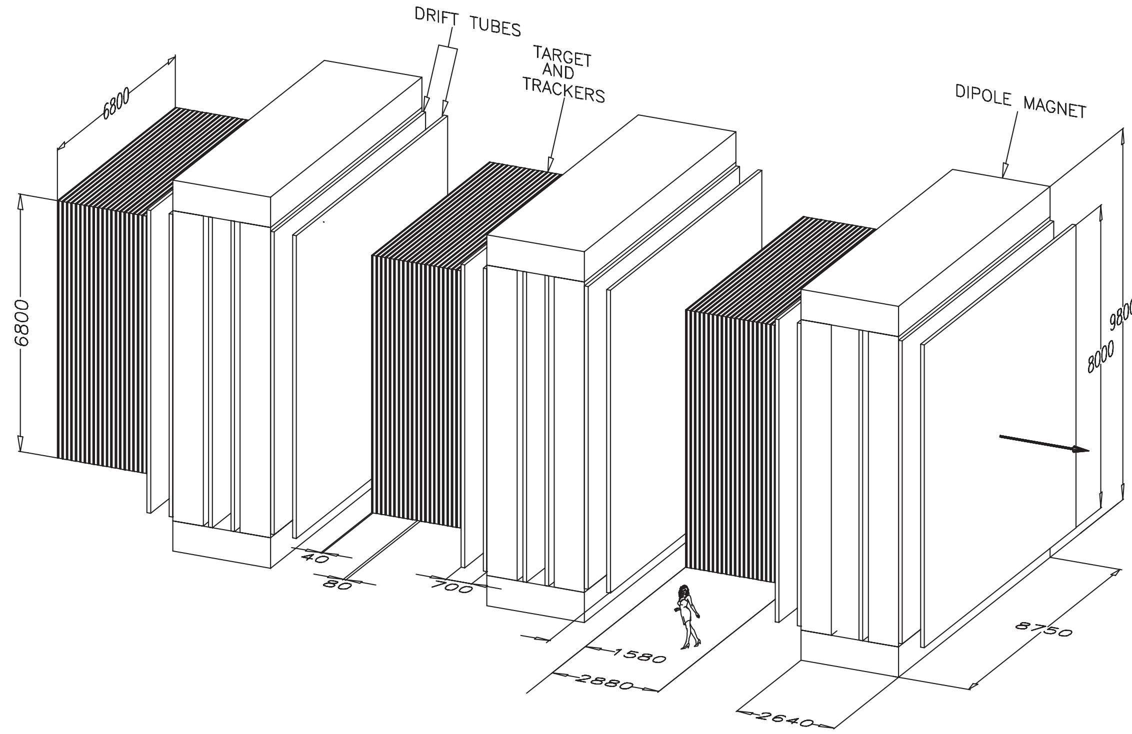

Abbildung 1.3: Der Opera-Detektor. Zu sehen sind die drei geplanten Supermodule aus je 24 Modulen und dem Myonspektrometer. Die Maßangaben sind in mm.

1.3 Der Aufbau des Opera-Detektors

Der Opera-Detektor ist modular aufgebaut (siehe Abbildung 1.3). Die kleinste Einheit ist ein *brick* (siehe Abbildung 1.4). Ein *brick* besteht aus 56 abwechselnd aufeinandergeschichteten 1 mm dicken Bleiplatten und Kernspuremulsionsplatten mit einer Fläche von $4'' \times 5''$. Die Kernspuremulsionsplatten bestehen aus einer 200 μm dicken durchsichtigen Kunststoffplatte mit 50 μm Emulsion auf beiden Seiten. Auf die letzte Bleiplatte eines *bricks* in der dem Strahl abgewandten Richtung (*downstream*) folgt eine Emulsionsplatte, eine 2 mm dicke Kunststoffplatte und eine weitere Emulsionsplatte, um für τ Zerfälle, die sich in der letzten Bleiplatte ereignen, eine bessere Winkelauflösung zu bekommen. Somit befinden sich in einem *brick* 58 Kernspuremulsionsplatten. Ein *brick* hat eine Tiefe von etwa 8 cm (dies entspricht 10 Strahlungslängen für Elektronen) und wiegt 8,3 kg. 3264 *bricks* bilden eine Wand von $6{,}75 \times 6{,}75$ m^2 Größe. Jede *brick*-Reihe liegt auf einer Art Fließband, so daß ein Roboter unmittelbar nach einem Neutrinoereignis die Reihe anfahren und den entsprechenden *brick* aus der Wand entfernen kann. So ist es möglich bereits während des Experiments Neutrinoereignisse auszuwerten. Gegebenenfalls können zur detaillierteren Analyse auch benachbarte *bricks* oder *bricks* einer nachfolgenden Wand entfernt und ausgewertet werden. Um zu

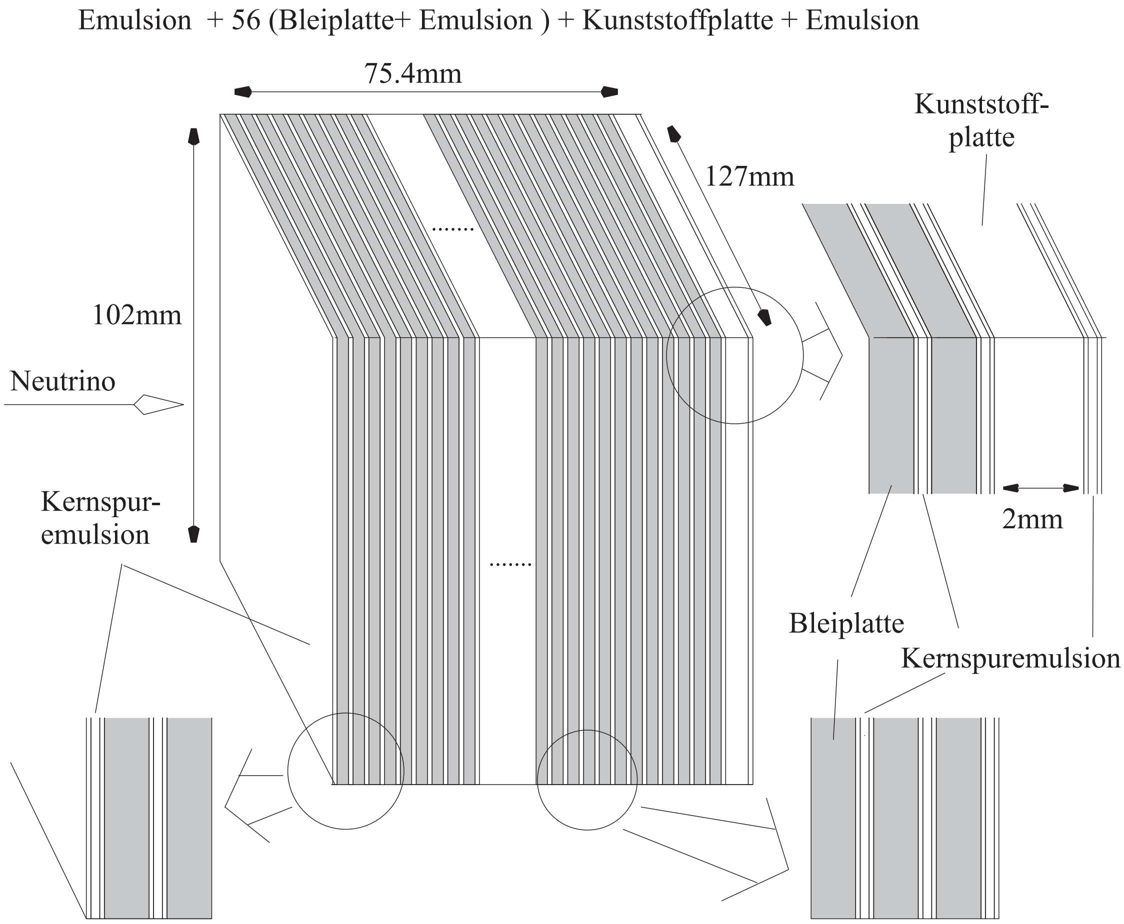

Abbildung 1.4: Schematischer Aufbau eines OPERA ECC-*brick*

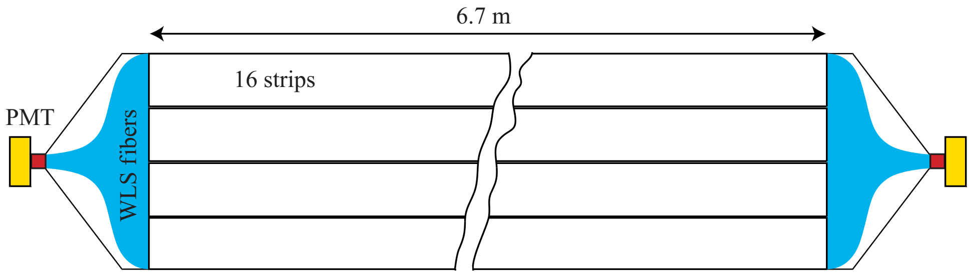

Abbildung 1.5: Schematisches Layout der elektronischen Spurdetektoren.

ermitteln, in welchem *brick* ein Ereignis stattgefunden hat, folgt auf jede Wand mit *bricks* eine Wand mit elektronischen Teilchenspurdetektoren. Dieser elektronische Detektor ist Thema des folgenden Kapitels.
Eine Kombination von *brick*-Wand und elektronischem Detektor heißt Modul. 24 Module bilden ein Supermodul, auf welches jeweils ein magnetischer Dipol mit Driftkammern folgt. Geplant sind für den Opera-Detektor drei Supermodule.
Die aus magnetischen Dipolen mit Driftkammern bestehenden Myonspektrometer dienen zur Impulsbestimmung der Myonen. Eine weitere Möglichkeit zur Impulsbestimmung liefert die Analyse des *multiple scattering* in den ECC [Kel00]. Für eine Impulsbestimmung durch *multiple scattering* sind fünf Strahlungslängen erforderlich. Da eine vollständige Untersuchung der Hälfte aller Ereignisse noch in demselben *brick* möglich sein soll, ist für die *bricks* eine Dicke von 10 Strahlungslängen (X_0) gewählt.

1.4 Der elektronische Teilchenspurdetektor

Die Aufgabe des elektronischen Detektors ist es das Ereignis im *brick* zu lokalisieren. Simulationen zufolge ist hierfür eine Orts-Auflösung von 2,6 cm in x- bzw. y-Richtung ausreichend. Geplant sind für den Opera-Detektor Plastikszintillatorstäbe, die 2,6 cm breit, 1 cm dick und etwa 6,7 m lang sind. Somit besteht eine Wand aus 2×256 einzeln lichtdicht verpackten Plastikszintillatorstäben. Da es zu aufwendig[2] und kostspielig[3] wäre, jeden Stab einzeln auszulesen, leiten WSF mit 1,2 mm Durchmesser das Szintillationslicht zu den 64 Pixel PMT (siehe Abbildung 1.5). Damit ist es möglich, 64 Stäbe mit einer PMT auszulesen. Da die WSF auf beiden Seiten ausgelesen werden sollen, sind 16 PMT pro Wand nötig (siehe Abbildung 1.6).
Aufgrund der großen Fläche von etwa 3000 m^2 und der langen Laufzeit des Experimentes von 5 Jahren ist der Einsatz kostengünstiger und ausgereifter De-

[2]Jede PMT benötigt eine eigene Hochspannungsversorgung.
[3]Eine PMT kostet etwa 1000,-DM.

tektortechnologien unumgänglich. Für das MINOS-Experiment [MIN98] ist ein vergleichbarer elektronischer Teilchenspurdetektor geplant. Im dortigen R&D-Programm ist dieser Technik eine ausreichende Reife attestiert worden. Dort wird auch ausführlich beschrieben, wie eine industrielle Massenproduktion der benötigten Detektorkomponenten, insbesondere das Einkleben der WSF, vonstatten gehen kann. Des weiteren findet man dort auch viele Informationen zu den physikalischen Eigenschaften der eingesetzten Detektorkomponenten.

Zu dem geplanten Konzept sind allerdings auch Alternativen denkbar. Eine Möglichkeit besteht in der Verwendung einer EBCCD-Kamera anstelle einer PMT. Sie ist ebenfalls in der Lage einzelne Photoelektronen nachzuweisen. Durch Einsatz einer EBCCD-Kamera mit 40 mm Photokathode ist das Auslesen von mehr als 500 WSF pro Kamera möglich. Bei dieser kostengünstigen Alternative handelt es sich jedoch um eine neue Technik, die noch nicht hinreichend erprobt ist.
Anstelle von Plastikszintillatorstäben ist auch der Einsatz von Flüssigszintillatorkammern mit vergleichbaren Dimensionen möglich. Diese sind sowohl preiswerter als auch einfacher herzustellen, als die Plastikszintillatorstäbe. Dadurch ist bei gleichem Aufwand eine höhere Auflösung erreichbar, und die Wahrscheinlichkeit, daß aufgrund von Unsicherheiten in der Positionsbestimmung das Entfernen von zwei oder vier *bricks* notwendig ist, sinkt. Der Einsatz von Flüssigszintillatoren ist jedoch umstritten, da sich der OPERA-Detektor in einem Tunnel im Gran Sasso Gebirge befindet und Flüssigszintillatoren sowohl giftig sind als auch viele Kunststoffe auflösen. Um die Sicherheit zu gewährleisten muß garantiert sein, daß kein Flüssigszintillator auslaufen kann.

1.5 Erwartete Ergebnisse

Um eine hinreichende Statistik zu erhalten, ist für das OPERA-Experiment eine Detektormasse von ca. 2000 Tonnen geplant. Man erwartet im OPERA-Detektor etwa 20,8% des elektronischen, 15,3% des myonischen und 4,6% des hadronischen Zerfallskanals nachweisen zu können. Dies sind insgesamt etwa 8,7% aller im Detektor stattfindenden ν_τ-Wechselwirkungen [OPE00] (siehe Tabelle 1.3). Bei einer Laufzeit von 5 Jahren wird aufgrund des bekannten ν_μ-Flusses mit einer Fehlinterpretation (=Untergrund) von insgesamt 0,57 Ereignissen gerechnet [Str00].

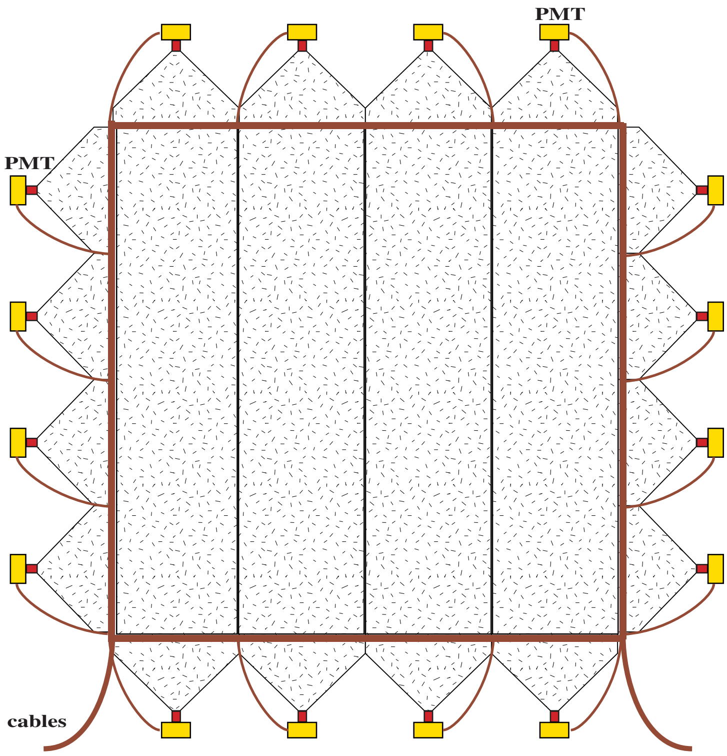

Abbildung 1.6: Schematische Darstellung einer gesamten Wand. Erkennbar ist, daß die X- und die Y-Richtung durch je acht PMT ausgelesen werden.

Δm^2	erwartete detektierte ν_τ Ereignisse	Untergrund
$1 \cdot 10^{-3}\mathrm{eV}^2$	$2,16$	0,57
$3,5 \cdot 10^{-3}\mathrm{eV}^2$	$26,4$	0,57
$5 \cdot 10^{-3}\mathrm{eV}^2$	$53,9$	0,57

Tabelle 1.3: Erwartete gesamte Anzahl von detektierbaren ν_τ Reaktionen im geplanten Detektor für verschiedene Massendifferenzen und die gesamte Laufzeit.

Kapitel 2

Detektoren auf Szintillator-Basis

Die Aufgabe von Detektoren ist der Nachweis von Teilchen, die Spurrekonstruktion oder die Ermittlung der Teilchenenergie (Kalorimeter). Je nach benötigter Auflösung kommen dabei verschiedene Detektortypen zum Einsatz. Viele davon arbeiten mit szintillierenden Materialien, die die Energie von Teilchen oder Strahlung in Lichtblitze umwandeln, die dann von empfindlichen optischen Auslesegeräten detektiert werden können.

2.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Geladene Teilchen, die schwerer sind als Elektronen, übertragen ihre Energie fast ausschließlich über inelastische Stöße mit der Elektronenhülle der Atome. Den Energieübertrag eines solchen Teilchens beschreibt die Bethe Bloch Formel:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_A Z z^2}{A\beta^2} \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2}{((1-\beta^2)\,I)}\right) - \beta^2\right] \qquad \text{[PDG00]} \qquad (2.1)$$

mit	N_A	Avogadro-Zahl
	Z/A	Ordnungszahl/Massenzahl
	$z \cdot e$	Ladung des Teilchens
	$v = \beta \cdot c$	Geschwindigkeit des Teilchens
	m_e	Elektronenmasse
	r_e=2,8 fm	klassischer Elektronenradius
	I	effektives Ionisationspotential des Materials .

Bei Teilchengeschwindigkeiten um $v \simeq 0,96c$ nimmt dE/dx ein Minimum an. Trotz relativistischer Effekte und somit einer erneuten Energiezunahme bei höheren Energien kann man den Energieübertrag geladener Teilchen mit Geschwindigkeiten $v \geq 0,96c$ als annähernd konstant betrachten. Solche Teilchen heißen minimal ionisierende Teilchen (*Minimum Ionizing Particle*, MIP). Bei den im

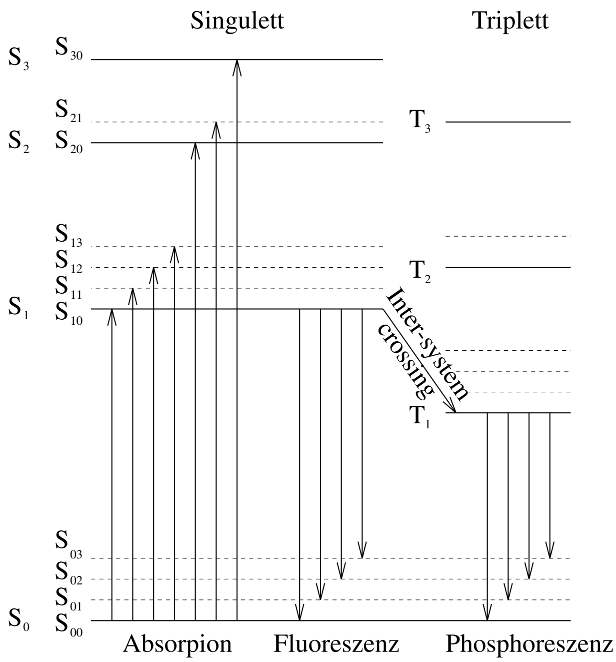

Abbildung 2.1: Energieniveauschema eines organischen Moleküls mit π-Elektronenstruktur [Roe95][Kno89].

Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Versuchen wurden 70 GeV Myonen verwandt. Bei 70 GeV liegt der aus der oben angegebenen Näherung resultierende Fehler bei etwa 5,5%.

2.2 Organische Szintillatoren

Die von MIPs im Szintillator deponierte Energie kann in Form von sichtbarem oder UV-Licht wieder abgegeben werden. Hier unterscheidet man zwischen Fluoreszenz und Phosphoreszenz (siehe Abbildung 2.1). Fluoreszenz beschreibt den direkten Übergang vom angeregten Molekülzustand in den Grundzustand, der innerhalb weniger Nanosekunden erfolgt. Bei der Phosphoreszenz geht der S_1 Zustand zunächst strahlungslos in den stabileren T_1 Zustand über, und die Lichtemission erfolgt erst nach einigen Millisekunden.
Die Umwandlung dieser Photonen in elektrische Impulse geschieht beispielsweise durch PMT. Bei einer PMT kann ein eintreffendes Photon aus der Photokathode ein Photoelektron herausschlagen, welches dann durch die angelegte Spannung von einigen Kilovolt zur Anode hin beschleunigt wird. Das beschleunigte Elektron schlägt aus der Anode eine Vielzahl von Elektronen und man erhält so ein verwertbares elektrisches Signal.

Für die gemessene Intensität von Strahlung in Abhängigkeit von der in einem Medium zurückgelegten Wegstrecke gilt allgemein folgender Zusammenhang:

$$I(l) = I_0 e^{-\dfrac{l}{\lambda}} \tag{2.2}$$

mit I_0 Anfangsintensität
l Zurückgelegte Wegstrecke
λ Abschwächlänge im Medium.

Somit läßt sich durch Messen der Intensität der Lichtemission in verschiedenen Entfernungen vom Ursprungsort die Abschwächlänge bestimmen. Ein Grund für den Intensitätsverlust ist die Selbstabsorption. Um diese möglichst gering zu halten ist es wichtig, daß das Absorptionsspektrum und das Emissionsspektrum so wenig wie möglich überlappen und der Szintillator für das emittierte Licht transparent ist. Bei kleinen Dimensionen ist die aus dieser Überlappung resultierende Selbstabsorption vernachlässigbar. Da der Intensitätsverlust aber exponentiell mit der zurückgelegten Weglänge zusammenhängt, hat er bei großen Szintillatortanks oder -kammern eine deutliche Signalschwächung zur Folge. Daher arbeitet man in solchen Fällen oft auch mit einem zusätzlichen Wellenlängenschieber, der das vom primären Szintillator emittierte Licht absorbiert und mit niedrigerer Frequenz wieder emittiert. Die daraus resultierende geringere Energie pro Photon ist nicht mehr ausreichend um den Szintillator erneut anzuregen. Daher findet keine Selbstabsorption statt. Im Optimalfall ist dieser sekundäre Szintillator so gewählt, daß er das vom Szintillator emittierte Licht besonders effektiv absorbiert und anschließend mit einer Wellenlänge emittiert, die dem Absorptionsmaximum der optischen Auslesekette (Photomultiplier/Bildverstärker) entspricht.

2.3 Flüssigszintillatoren

Flüssigszintillatoren eignen sich besonders, um große Volumina zu füllen. Sie bestehen aus einem organischen Szintillator in einem geeignetem Lösungsmittel. Dabei ist eine hohe Reinheit des Lösungsmittels erforderlich, denn bereits geringe Verunreinigungen führen dazu, daß die angeregten Moleküle durch Stöße mit den Fremdatomen ihre Energie strahlungslos abgeben. Dieser als *quenching* bezeichnete Vorgang kann beispielsweise bei Kontakt von Flüssigszintillatoren mit Luft zu einer Abschwächung der Lichtausbeute um $\sim 20\%$ [RD46A] führen.

In dieser Arbeit kam ein Flüssigszintillator auf Mineralölbasis (BC-517L) der Firma Bicron (jetzt Saint Gobin) zum Einsatz. Der Vorteil von Flüssigszintillatoren auf Mineralölbasis ist ihre hohe Lichtdurchlässigkeit und die daraus resultierende große Abschwächlänge.

Das Dotieren dieses Flüssigszintillators mit einer weiteren Substanz erhöht die Lichtausbeute um 13% [Gol00].

Bicron BC 517L	
Abschwächlänge	> 5 m
Abklingzeit	2,0 ns
Emissionsmaximum	425 nm
Brechungsindex	1,471
spezifisches Gewicht	0,86
Zahl der Kohlenstoffatome [1/cm^3]	$3,68 \cdot 10^{22}$
Verhältnis (H:C) Atome	2,01
Flammpunkt	102°C
Kosten	3-5$/Liter

Tabelle 2.1: Eigenschaften des Flüssigszintillator Bicron BC-517L [Bi00L].

2.4 Plastikszintillator

Bei Plastikszintillatoren wird ein Styrol mit einem organischem Szintillator dotiert und anschließend polymerisiert. Sie finden in Verbindung mit einer PMT häufig in Triggersystemen oder als einfache Teilchenzähler Verwendung. Die Verfügbarkeit in verschiedenen gängigen Formen und die Festigkeit von Plastikszintillatoren sorgen für eine einfach Handhabung. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Plastikszintillatorstäbe mit 9×25 mm^2 Querschnitt und einem Brechungsindex von 1,59 aus russischer Herstellung verwendet. Die szintillierenden Dotiersubstanzen waren PTP[1] (1,5%) als primärer Szintillator und POPOP[2] (0,01%) als Wellenlängenschieber. Eine Ummantelung aus dünner schwarzer Kunststofffolie schützt die Plastikszintillatorstäbe vor einfallendem Licht. Bei dem im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Experiment wurde nicht reflektierende Tyvek® Folie verwendet.
Ein MIP deponiert in einem typischen Plastikszintillator 1,8 - 2 MeV/cm und erzeugt dabei 10 Photonen/keV [Bic93] mit einem Emissionsmaximum bei ~425 nm. Somit sollte ein MIP bei dem Durchqueren von 9 mm Plastikszintillator ungefähr 18.000 Photonen erzeugen, von denen jedoch aufgrund der Verluste nur wenige detektiert werden.
Um Plastikszintillatoren zusammenzukleben, verwendet man einen speziellen optischen Zwei-Komponenten-Kleber auf Epoxydharzbasis, der besonders lichtdurchlässig ist. In diesem Experiment wurde der Kleber BC600 der Firma Bicron verwendet, der bei einer Stärke von 125 μm weniger als 2% der Photonen absorbiert. Mit einem Brechungsindex von 1,56 ist er besonders für das Verkleben der hier verwendeten Stäbe geeignet.

[1] Para-Terphenyl; Emissionsmaximum bei 343 nm[Win97]
[2] 1,4-bis-[5phenyl-2oxazolyl]benzol; Absorbtionsmaximum bei 358 nm
(etwa 330-375 nm) und Emissionsspektrum in Polystyrol bei 350-560 nm[Bei85]

Brechungsindex	1,56
Klebefestigkeit	>125 kg/cm^2
Lichtdurchlässigkeit bei 125 μm	$> 98\%$

Tabelle 2.2: Physikalische Eigenschaften des optischen Klebers BC600 [Bi00C].

2.5 *Wavelength Shifting Fibers*

Bei großen Szintillatoren oder komplizierten Formen besteht ein Problem darin, daß es nicht immer möglich ist das Szintillationslicht per PMT oder anderem optischen Auslesegerät direkt zu detektieren. Eine Lösung für dieses Problem stellt die Auskopplung des Lichtes durch optische Fasern dar.
Um Licht durch Totalreflexion in einer optischen Faser zu übertragen, müssen folgende Voraussetzungen erfüllt sein:

- ein transparenter Kern mit einem hohen Brechungsindex,
- ein Mantel mit einem niedrigeren Brechungsindex, um einen kleinen Winkel für die Totalreflexion (θ_c) zu erhalten,
- Photonen mit einem Winkel zur optischen Achse $< \theta_c$.

Die in diesem Experiment eingesetzten Fasern sind doppelt ummantelt (siehe Abbildung 2.2). Sie besitzen einen Kern mit einem Brechungsindex von 1,6, einen ersten Mantel mit einem Brechungsindex von 1,49 und einen weiteren Mantel mit einem Brechungsindex von 1,42 zur Erhöhung der Lichtausbeute. Bei doppelt ummantelten Fasern kann man zur Berechnung des Winkels für Totalreflexion

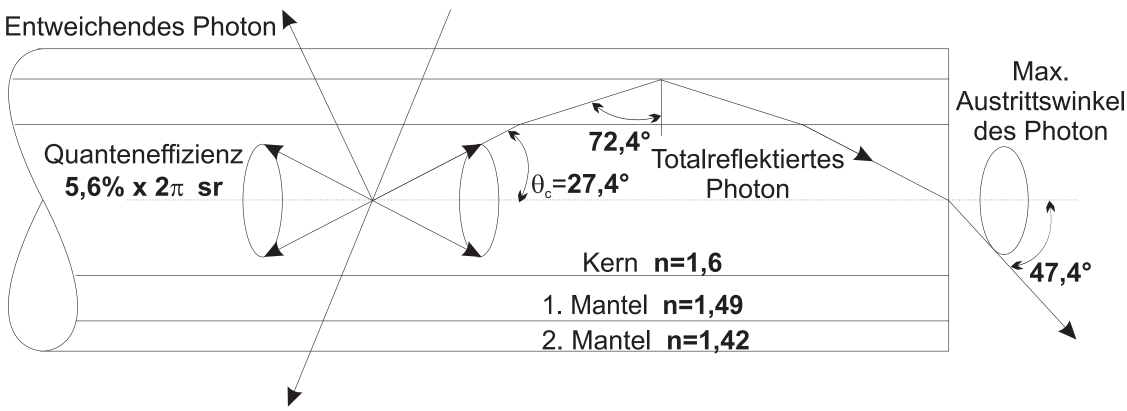

Abbildung 2.2: Schema einer doppelt ummantelten *Wavelength Shifting Fiber* [Bi00F].

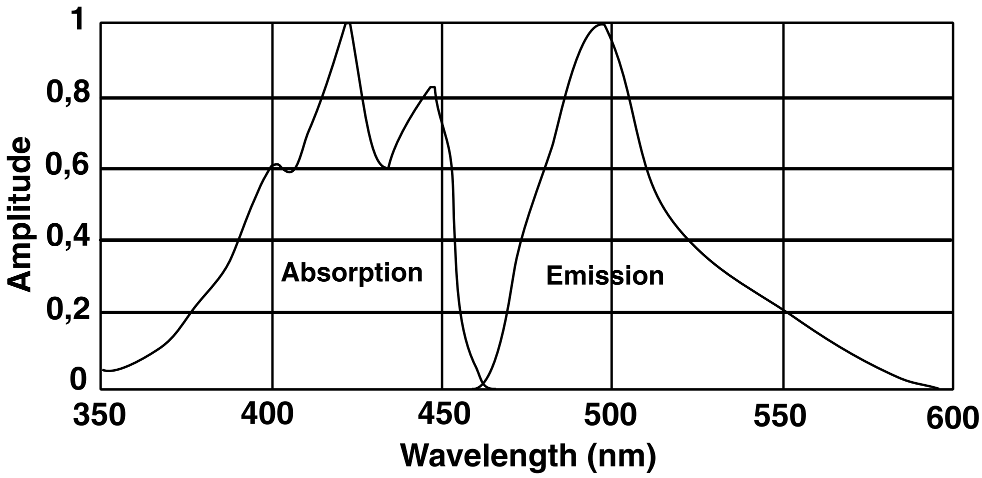

Abbildung 2.3: Absorptions-/Emissionsspektrum der WSF Bicron BCF91A[Bi00F].

den mittleren Mantel ignorieren, denn es gilt:

$$\sin\theta_{cKern} = \sin\theta_{cMantel} \cdot \frac{n_{Mantel1}}{n_{Kern}} = \frac{n_{Mantel2}}{n_{Mantel1}} \cdot \frac{n_{Mantel1}}{n_{Kern}} = \frac{n_{Mantel2}}{n_{Kern}}$$

Somit werden Photonen mit einem Winkel von weniger als 27,4° zur optischen Achse durch Totalreflexion zu dem jeweiligen Ende geleitet. Von außen in eine optische Faser einfallende Photonen erfüllen per Definition nicht die Bedingung für Totalreflexion und verlassen sie somit wieder. Wenn der Kern jedoch mit einem Szintillator dotiert ist, so absorbiert dieser einige Photonen und emittiert sie unter einem anderen Winkel. Somit erfüllen einige der emittierten Photonen auch die Bedingung für Totalreflexion. Um zusätzlich eine große Abschwächlänge zu erreichen, bedient man sich eines Wellenlängenschiebers. Bei den in in dieser Diplomarbeit untersuchten WSF liegt das Absorptionsmaximum bei $\sim$400-450 nm und das Emissionsmaximum bei $\sim$480-520 nm. Damit wird die Selbstabsorption vernachlässigbar (siehe Abbildung 2.3).

2.6 EBCCD

Zur elektronischen Auswertung von besonders lichtschwachen Ereignissen sind Bildverstärker nötig. In einem Bildverstärker kann ein auf die Photokathode eintreffendes Photon ein Elektron herausgeschlagen, welches dann durch das angelegte elektrische Feld von etwa 5-20kV zum Phosphorschirm hin beschleunigt wird und dort Photonen erzeugt. Bei einem EBCCD-Bildverstärker (siehe Abb. 2.4) ist dieser Phosphorschirm durch einen rückseitig eingebauten CCD-Chip ersetzt. Rückseitig eingebaut bedeutet, daß die auf etwa 8 μm verdünnte Rückseite

Bicron BCF-91A		
Abschwächlänge	> 3,5 m	
Abklingzeit	12,0 ns	
Szintillator	K27 Fluor	[Sci97]
Emissionsmaximum	494 nm	
Brechungsindex Kern	1,6	
Brechungsindex innerer Mantel	1,49	
Brechungsindex äußerer Mantel	1,42	
Numerische Apertur	0,74	
Material Kern	Polystyrol	
Material innerer Mantel	Acryl (3% vom Durchmesser)	
Material äußerer Mantel	Fluoro Acryl (1% vom Durchm.)	
Quanten-Effizienz	min. 5,6%	
Betriebstemperatur	-20° C bis +50° C	
Kosten	0.81 $/m für 1.0 mm 1.16 $/m für 1.2 mm	[MIN99]

Tabelle 2.3: Tabelle der physikalischen Eigenschaften des WSF BCF-91A [Bi00F].

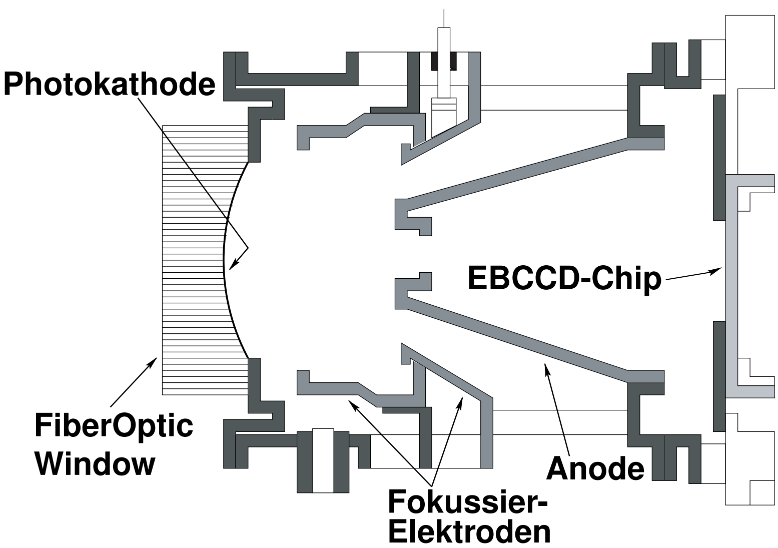

Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines EBCCD-Bildverstärkers [Wol96].

des CCD-Chips der Photokathode zugewandt ist. Somit gelangen die beschleunigten Elektronen direkt in die sensitive Region des CCD-Chips (daher '*Electron Bombarded*' CCD) und produzieren dort Sekundärelektronen. Würde man den CCD-Chip auf der lichtempfindlichen Vorderseite mit den 15 keV Elektronen bestrahlen, so würden die meisten Elektronen von der Elektrodenstruktur auf der Vorderseite absorbiert, und diese dadurch innerhalb von wenigen Minuten zerstören. Die einzige verbleibende Schädigung des CCD-Chips bei rückseitigem Einbau entsteht durch die Bremsstrahlung der Elektronen. Weitere Informationen zu Herstellung und Funktionsweise eines EBCCD-Bildverstärkers finden sich in [Wol96].

Die Vorteile eines EBCCD-Bildverstärkers sind:

- Hohe Verstärkung: bis zu 4000 Elektronen pro Photoelektron bei 15 kV Beschleunigungsspannung
- Keine unnötige Mehrfachkonversion von Photonen in Elektronen, wie dies durch Hintereinanderschaltung von Bildverstärkern zum Erreichen so hoher Verstärkungen nötig wäre, und somit weniger Rauschen.
- Möglichkeit des Nachweises einzelner Photoelektronen.
- Hohe örtliche Auflösung von etwa 24 μm.
- Gutes Signal/Rausch Verhältnis von 10:1.
- Deutlich getrennter Signal- und Rausch-*peak*. (siehe Abbildung 2.5)

In diesem Experiment kam ein EBCCD-Bildverstärker der Firma Geosphaera mit einer 40 mm Durchmesser Photokathode mit *Fiber Optic Window* zum Einsatz. Der 1024 $\times$ 1024 Pixel EBCCD-Chip mit einer Pixelgröße von 13,1 $\times$ 13,1 μm^2 wird durch eine *programmable logic unit* von Altera angesteuert. Das Auslesen des CCD-Chips erfolgt durch einen rauschunterdrückenden analogen Vorverstärker. Ein 12-bit *Analog to Digital Converter* digitalisiert das analoge Signal, und ein TTL zu RS-422[3] Treiberbaustein wandelt das digitale in ein differentielles Signal, für die langen Kabelwege bis zur *Framegrabber*-Karte des PC.

Die EBCCD-Kamera ist nicht selbsttriggernd und wird nicht kontinuierlich ausgelesen, weshalb ein externer Trigger nötig ist. Durch das Signal von dem Trigger wird in der EBCCD eine Gatterspannung aktiviert, und nur die während dieser Zeit aus der Photokathode geschlagenen Elektronen erfahren eine Beschleunigung

[3]RS-422 ist ein differentielles spannungsgekoppeltes serielles Signal mit einer Spannung von $\pm$ 1,5 bis 5 Volt pro Leitung. Damit sind Kabellängen von 100 m bei Datenübertragung von 1 Mbit/Sekunde und 10 m bei 100 Mbit/Sekunde möglich [Sie98].

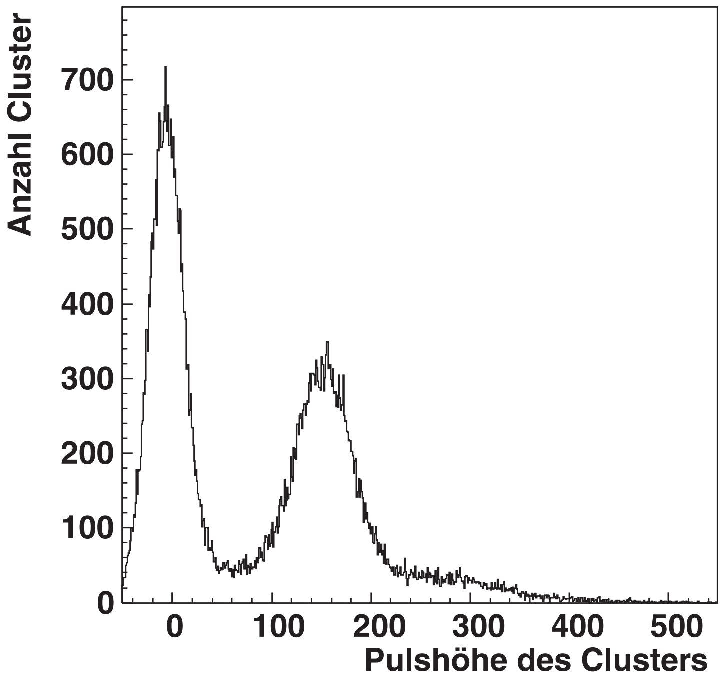

Abbildung 2.5: *Cluster*-Pulshöhenspektrum. Der Einzelphotoelektron-*peak* ist deutlich vom Rausch-*peak* (links) getrennt [RD46B].

auf den EBCCD-Chip. Anschließend wird das über diese Zeit integrierte Bild ausgelesen.
Die Abklingzeit der eingesetzten Szintillatoren beträgt etwa 5ns. Aufgrund der Tatsache, daß der externe Trigger eine Latenzzeit in der Größenordnung einiger μs besitzt, muß das Bild ebenfalls verzögert werden. Zur Verzögerung dient in diesem Experiment ein Bildverstärker mit einem K67-Phosphorschirm, der eine Abklingzeit von wenigen μs besitzt. Dieser Bildverstärker befindet sich vor der EBCCD-Kamera (siehe Abbildung 2.6). Die Quanteneffizienz der Photokathode beträgt 20 % bei 510 nm. Die mit Faktor 20 angegebene Verstärkung bedeutet nicht, daß jedes Photoelektron, welches auf den Phosphorschirm trifft 20 Photonen produziert, sondern ist ein gemittelter Wert, der auf einen ausgeprägten Exponentialschwanz zurückzuführen ist. Die überwiegende Anzahl an Photoelektronen schlägt eine niedrigere Zahl Photonen aus dem Phosphorschirm. Die Quanteneffizienz der Photokathode der EBCCD-Kamera beträgt $\sim$ 10%. Im Mittel werden somit pro Photoelektron im Bildverstärker etwa 1,5 bis 2 Photoelektronen aus der Kathode der EBCCD geschlagen. Um eine hohe örtliche Auflösung zu gewährleisten, wird der Abstand zwischen Phosphorschirm des Bildverstärkers und Photokathode der EBCCD-Kamera so gering wie möglich gehalten. Die in diesem Experiment benutzte Einheit von EBCCD und Bildverstärker befindet sich zusammen mit den beiden Hochspannungsversorgungen und der Elektronik

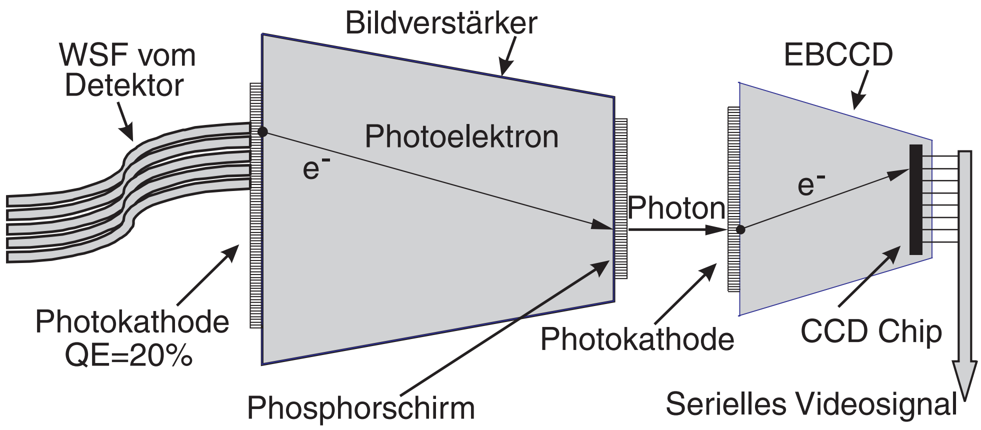

Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der EBCCD + Bildverstärker Kette [RD46B].

in einem kompakten Gehäuse (siehe Abbildung 2.7). Der Preis einer solchen Einheit liegt bei etwa 7.500$. Da das Auslesen von mehr als 500 1,2 mm WSF mit einer EBCCD möglich ist, liegen die Kosten somit unter 20$ pro Kanal.
Um das thermische Rauschen des CCD-Chips zu minimieren, ist dieser mit einem wassergekühlten Peltierelement gekühlt.
Die mit mehr als 2000 Stunden angegebene Lebensdauer (siehe Tabelle 2.4) bezieht sich auf eine ständige Bildauslese. Da jedoch im Opera-Experiment maximal einige 100 Bilder pro Tag genommen werden, kann davon ausgegangen werden, daß sich im Laufe der 5 Betriebsjahre von Opera keine Alterungserscheinungen der EBCCD-Kamera bemerkbar machen werden.

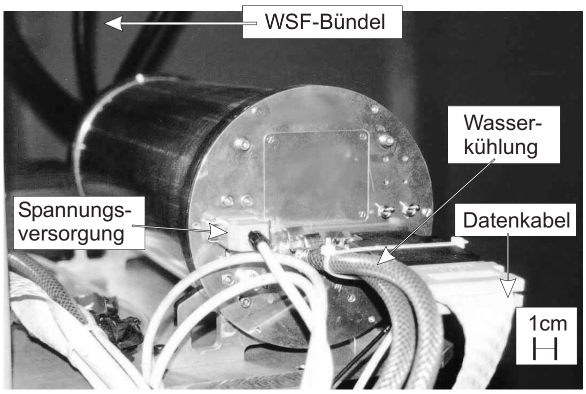

Abbildung 2.7: Photo der EBCCD-Einheit.

EBCCD	
Chip : Pixel	1024 × 1024
Chip : Pixelgröße	13,1 × 13,1 μm^2
Photokathode	40 mm
Bildverkleinerung	1,3-1,6
Verstärkung	1000-4000
Integrationszeit	0,1-112 ms
Quanteneffizienz bei 500 nm	$8-10\%$
Hochspannung	5-14 kV
Lebensdauer	> 2000 Stunden
Bildverstärker	
Durchmesser der Photokathode	40 mm
Bildverkleinerung	1,6
Verstärkung	20
Photokathodenmaterial	K67 Phosphor
Maximale Quanteneffizienz	460-520 nm
Quanteneffizienz bei 500 nm	$15-20\%$
Elektronik	
Pixelfrequenz	10 MHz
Vertärkung	100-500
Maximale Transferrate	8 frames/sec
AD Wandler	12-bit

Tabelle 2.4: Eigenschaften der EBCCD-Einheit [Nov00].

Kapitel 3

Aufbau des Detektors

Um ein alternatives Layout für den elektronischen Teilchenspurdetektor des Opera-Experiments zu testen, wurden am Cern im X5-Strahl (70 GeV Myonen) verschiedene über WSF ausgelesene Teilchenspurdetektoren aufgebaut.
Der X5 Myon Strahl wird am Super Proton Synchrotron (SPS) des Cern erzeugt. In Abständen von etwa 14 Sekunden werden aus dem SPS für die Dauer von 1,5 Sekunden Protonen extrahiert (*spill*) und auf ein *Target* geleitet. Aus den dabei stattfindenden Reaktionen entstehen hochenergetische Myonen, die in Richtung der verschiedenen Experimente gebündelt werden. Einer dieser Teilchenstrahlen ist der X5 Strahl, der daher ebenso gepulst ist.
In vorangegangenen Versuchen fanden mehrere Tests verschiedener Plastikszintillatorstäbe, die über verschiedene Sorten WSF durch eine EBCCD-Kamera ausgelesen wurden, statt. Da die Eigenschaften der in diesen Experimenten getesteten Plastikszintillatorstäbe wohlbekannt sind und sie daher als Referenzobjekt geeignet sind, bestand einer der im Rahmen dieser Diplomarbeit getesteten Teilchenspurdetektoren aus zwei Plastikszintillatorstäben. Weitere Detektoren, die dort getestet wurden, bestanden aus verschieden großen mit Flüssigszintillator befüllten Polykarbonatplatten (*panel*). Um ein *panel* wie geplant als Detektor einzusetzen, sind vor allem zwei Dinge wichtig:

- Das *panel* muß dicht verschlossen sein, da der Flüssigszintillator bei Kontakt mit Luft unbrauchbar wird, ätzende Dämpfe entwickelt, er giftig ist und Kabel angreifen kann.

- Die chemische Stabilität des Systems muß gewährleistet sein, das heißt, daß der Flüssigszintillator weder das *panel* noch die WSF angreifen darf.

Da man lange Zeit davon ausgegangen war, daß sich WSF im Flüssigszintillator auflösen würden, ist noch nie zuvor ein durch WSF ausgelesener Flüssigszintillator-Detektor gebaut worden. Inzwischen wurden sowohl die chemische Stabilität von WSF in Flüssigszintillator, als auch die Dichtheit des *panel*, durch Langzeit-Tests am IHEP in Protvino bestätigt.

In den im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Experimenten galt es vor allem die für den praktischen Einsatz eines solchen Detektors wichtigen Größen wie Abschwächlänge, totale Lichtausbeute und Effizienz zu ermitteln. Dafür wurde ein langer Teilchenspurdetektor konstruiert (hier 6,50 Meter), der quer zum Myonstrahl ($\approx$ 0,6 m Durchmesser) aufgebaut und längs verschiebbar war, so daß Messungen bei verschiedenen Abständen von der Photokathode des Bildverstärkers möglich sind.
Thema der folgenden Unterkapitel sind die einzelnen Detektorkomponenten und der Aufbau der im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Experimente.

3.1 Präparation der *Wavelength Shifting Fibers*

Nach dem Schneiden der WSF wird eine Seite in einen etwa 10 cm langen schwarzen aluminiumummantelten Kunststoffblock (optischer Flansch) eingeklebt, so daß die Fasern noch einige Millimeter auf der gegenüberliegenden Seite herausragen. Diese Seite wird mit einer Diamantsäge abgesägt und anschließend poliert, um Absorptionsverluste bei der Lichtauskopplung zu minimieren. Unmittelbar hinter diesem optischen Flansch folgt ein 1,40 m langer Kunststoffschlauch mit 25 mm Außen- und 9 mm Innendurchmesser als Knick- und Lichtschutz (siehe Abbildung 3.1). Jeder Teilchenspurdetektor verfügt über einen eigenen optischen Flansch, der jeweils 1/4 der Photokathode bedeckt, so daß ein Test von bis zu vier verschiedenen Teilchenspurdetektoren gleichzeitig möglich ist.

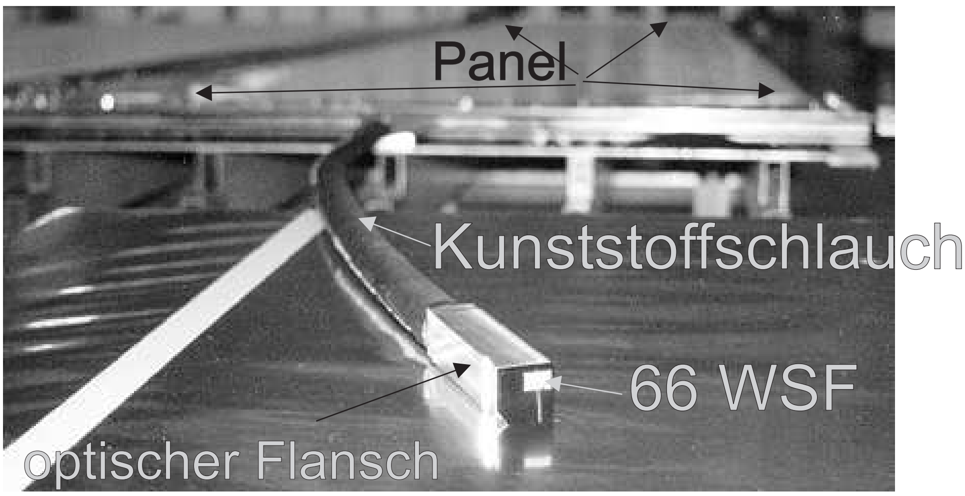

Abbildung 3.1: Lichtauskopplung per WSF. Die etwa 8 m langen WSF durchqueren zunächst den Detektor, anschließend den lichtdichten Kunststoffschlauch und enden schließlich an der Front des optischen Flansches, der etwa 10 cm lang ist. Der Abstand zwischen *panel* und Lichtauskopplung beträgt etwa 1,40 m.

Bei einigen WSF wurde auf die dem optischen Flansch abgewandte Seite nach Politur zur Erhöhung der Lichtausbeute ein kleiner Spiegel geklebt.
In vielen Experimenten, wie z.B. MINOS [MIN99] oder ATLAS [ATL96], sind WSF der Typen Bicron BCF91A und Kuraray Y11 getestet worden. Diesen Experimenten ist gemeinsam, daß beide WSFtypen nahezu dieselben physikalischen Eigenschaften bezüglich Effizienz, Antwortzeit, Brechungsindex und Abschwächlänge haben. In den im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Experimenten kamen ausschließlich doppelt ummantelte Kuraray Y11 WSF des Typs J (1 mm und 1,2 mm Durchmesser) zum Einsatz. Während in den Datenblättern die Abschwächlänge noch mit >3,5 m angegeben ist, ist sie bei diesen WSF nochmals vergrößert worden.

3.2 Plastikszintillatorstäbe

Die in vorangegangenen Versuchen durchgeführten Tests ergaben, daß mit einem Plastikszintillator mit 1,5% PTP und 0,01% POPOP in Verbindung mit den WSF Y11 die größte Lichtaubeute erzielt wird.

In die zunächst 0,5 m langen Teilstücke mit einem Querschnitt von $9 \times 25\ \text{mm}^2$ wurde der Länge nach in die 25 mm breite Seite eine 1,3 mm breite und 1,3 mm tiefe Mulde gefräst (siehe Abbildung 3.2). Anschließend wurden die Stäbe mit optischem Epoxydharz (Bicron BC600) zu zwei 6 m langen Stäben zusammengeklebt und dann jeweils eine fertig präparierte WSF von 1,2 mm Durchmesser in die Mulde eingeklebt. Im nächsten Schritt wurden nach Aushärtung des Klebers beide Stäbe zum Lichtschutz einzeln mit schwarzer Tyvec® Folie ummantelt und mit der Seite, in der die WSF eingeklebt ist, aufeinandergelegt.

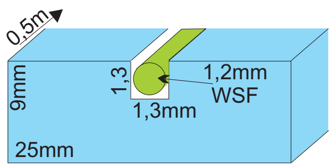

Abbildung 3.2: Querschnitt der Plastikszintillatorstäbe.

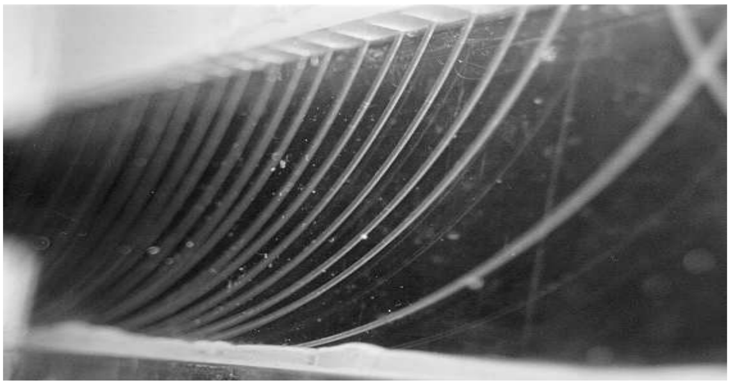

Abbildung 3.3: Hinteres Endstück eines großen *panel* mit der Spiegelseite der WSF. Die Zellenstruktur der *panels* ist hier deutlich zu erkennen.

3.3 Flüssigszintillator-Teilchenspurdetektor

3.3.1 Allgemeiner Aufbau

Hergestellt werden die Flüssigszintillator-Teilchenspurdetektoren aus weißen, $1 \times 200 \times 650$ cm^3 großen Polykarbonatplatten mit einer Zellenstruktur[1]. Jede dieser Zellen ist $1 \times$ 1cm^2 im Querschnitt und 6,50 m lang.
Untersucht wurden im Rahmen dieser Arbeit sowohl ein 1 m hohes *panel* mit 64 1 mm Durchmesser WSF und zwei 1,2 mm Durchmesser WSF (siehe Abbildungen 3.3 und 3.4), als auch ein kleines *panel* mit drei Zellen, die je von einer 1 mm Durchmesser WSF ausgelesen wurden. Dieses Experiment fand im Mai 2000 am CERN statt. Ein zweites Experiment fand im September 2000 statt. Dort wurden vier in Strahlrichtung hintereinanderliegende große *panels*, welche mit 1,2 mm Durchmesser WSF bestückt waren, getestet.

3.3.2 Präparation des *panels*

Zunächst wird an beiden Enden des *panels* ein Endstück angeklebt. Beide Endstücke verfügen über einen Zu- und Ablaufstutzen für den Flüssigszintillator, und eine Seite besitzt einen zusätzlichen Stutzen, um die WSF herauszuführen. Vor dem Einführen der WSF werden beide Endstücke zugeklebt und das *Panel* anschließend mit Ethanol durchspült, um Verunreinigungen zu entfernen. Bei diesem Vorgang ist schon eine erste Prüfung der Dichtheit durch einen Unterdruck im *panel* möglich. Um in jede Zelle eine WSF einzuführen, werden beide Endstücke nach Abfluß des Alkohols wieder geöffnet. Bei der Handhabung der WSF ist ein Beschädigung durch Knicken oder chemische Verunreinigungen (durch Berühren)

[1] Hierzu dienen einfache Platten aus einem Baumarkt, wie sie auch als Dächer für Schrebergartenlauben Verwendung finden.

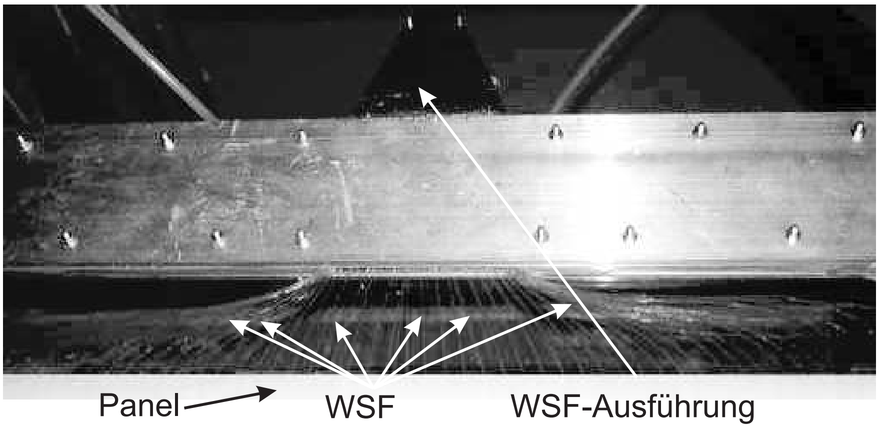

Abbildung 3.4: Ausführung der WSF aus dem *panel* zum optischen Flansch.

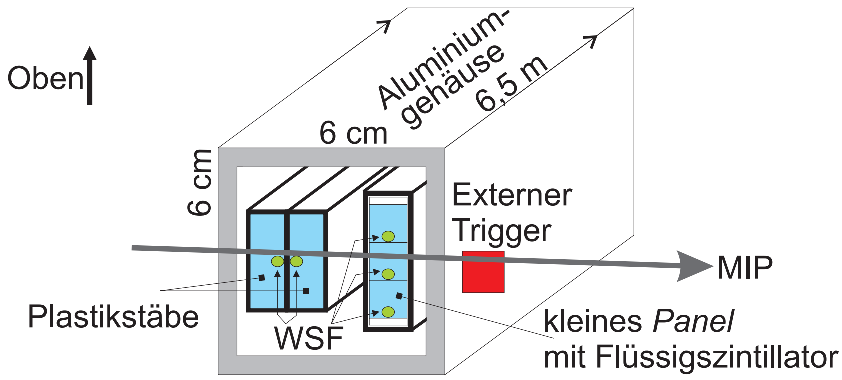

Abbildung 3.5: Querschnitt der Aluminium-Stütze mit stilisiertem Trigger.

unbedingt zu vermeiden. Nun befindet sich in jeder Zelle eine etwa 8 m lange WSF. Nach nochmaliger Versiegelung beider Enden wird das *Panel* mit Argon gespült und anschließend durch Ansaugen mit einer Unterdruckpumpe mit dem Flüssigszintillator befüllt. Durch das am Ablaufstutzen befindliche Manometer ist eine ständige Überwachung der Dichtheit des *panels* möglich. Bekleben mit Aluminiumbeschichteter Mylar®-Folie schützt das *Panel* schließlich vor einfallendem Licht.

3.3.3 Aufbau des Versuchs

Die Plastikszintillatorstäbe und das kleine Flüssigszintillator-*panel* wurden zur Stabilisierung in ein 6,50 m langes Aluminiumgehäuse eingebaut (siehe Abbildung 3.5). *Upstream* (dies ist die Richtung aus der der Strahl kommt) befand sich in 14 cm Entfernung von diesem Aluminiumgehäuse das große *panel*, welches

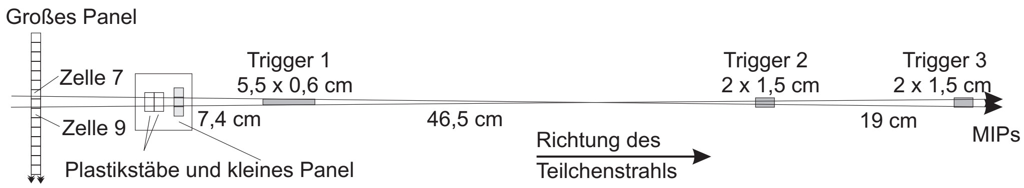

Abbildung 3.6: Schematische Seitenansicht des externen Triggers.

ebenso wie das kleine senkrecht zum Strahl auf einem etwa 7 m langem verschiebbarem Wagen montiert war. Ein MIP durchquert somit zunächst das große *panel*, anschließend nacheinander beide Plastikszintillatorstäbe, dann das kleine *panel* und schließlich den externen Trigger (siehe Abbildungen 3.7 und 3.6). Die EBCCD-Kamera war an einem Ende dieses Wagens montiert, so daß der komplette Aufbau verschoben werden konnte. Dadurch war die Entfernung zwischen dem Ort, an dem das MIP die Detektoren durchquert, und der Photokathode der EBCCD-Kamera einstellbar.
Die Zellen der großen *panels* sind von oben nach unten durchnumeriert (siehe Abbildung 3.6). Die beiden 1,2 mm WSF des großen *panel* aus den Versuchen im Mai 2000 befanden sich in den Zellen 8 und 9. Das Aluminiumgehäuse war so angebracht, daß die mittlere Zelle des kleinen *panel* auf Höhe der Zelle Nummer 8 (von oben gezählt) des großen *panels* lag, da sich dieser Bereich als optimale Höhe bezüglich der Teilchendichte herausgestellt hatte. Der 7 cm von dem Aluminiumgehäuse in *downstream*-Richtung befindliche externe Trigger bestand aus einer Koinzidenzschaltung von drei in Strahlrichtung hintereinanderliegenden, durch PMT augelesenen, schmalen Plastikszintillator-*panels*. Durchquerte ein MIP alle drei Szintillator-*panels*, so wurde durch einen Spannungspuls zur EBCCD-Kamera die Datennahme gestartet. Der Trigger war so aufgebaut, daß er etwa eine Zelle eines *Panels* abdeckt. Um den Trigger auf verschiedene Zellen zentrieren zu können, war der Aufbau höhenverstellbar.
Die Daten des großen *panels* waren aufgrund technischer Probleme bei der Datennahme (Fehler im Programm) nicht verwertbar. Daher fanden in einem weiteren Experiment Versuche mit 4 großen, in Strahlrichtung hintereinander liegenden *panels* statt. Bei diesen Experimenten war der externe Trigger etwa 2 m in *downstream*-Richtung entfernt.
Durchquert innerhalb eines gewissen Zeitfensters (gegeben durch die Abklingzeit der Szintillatoren und des Phosphorschirmes) außer dem den Trigger auslösenden MIP noch ein weiteres das *panel*, so registriert die Kamera auch einige der von diesem MIP erzeugten Photonen. Diese zufällige Koinzidenz muß als Untergrund bei der Auswertung berücksichtigt werden. Aufgrund der hohen Teilchendichte im unteren Bereich des großen *panels* (Strahlzentrum) gab es dort so viele zufällige Koinzidenzen, daß keine brauchbare Messung möglich war.

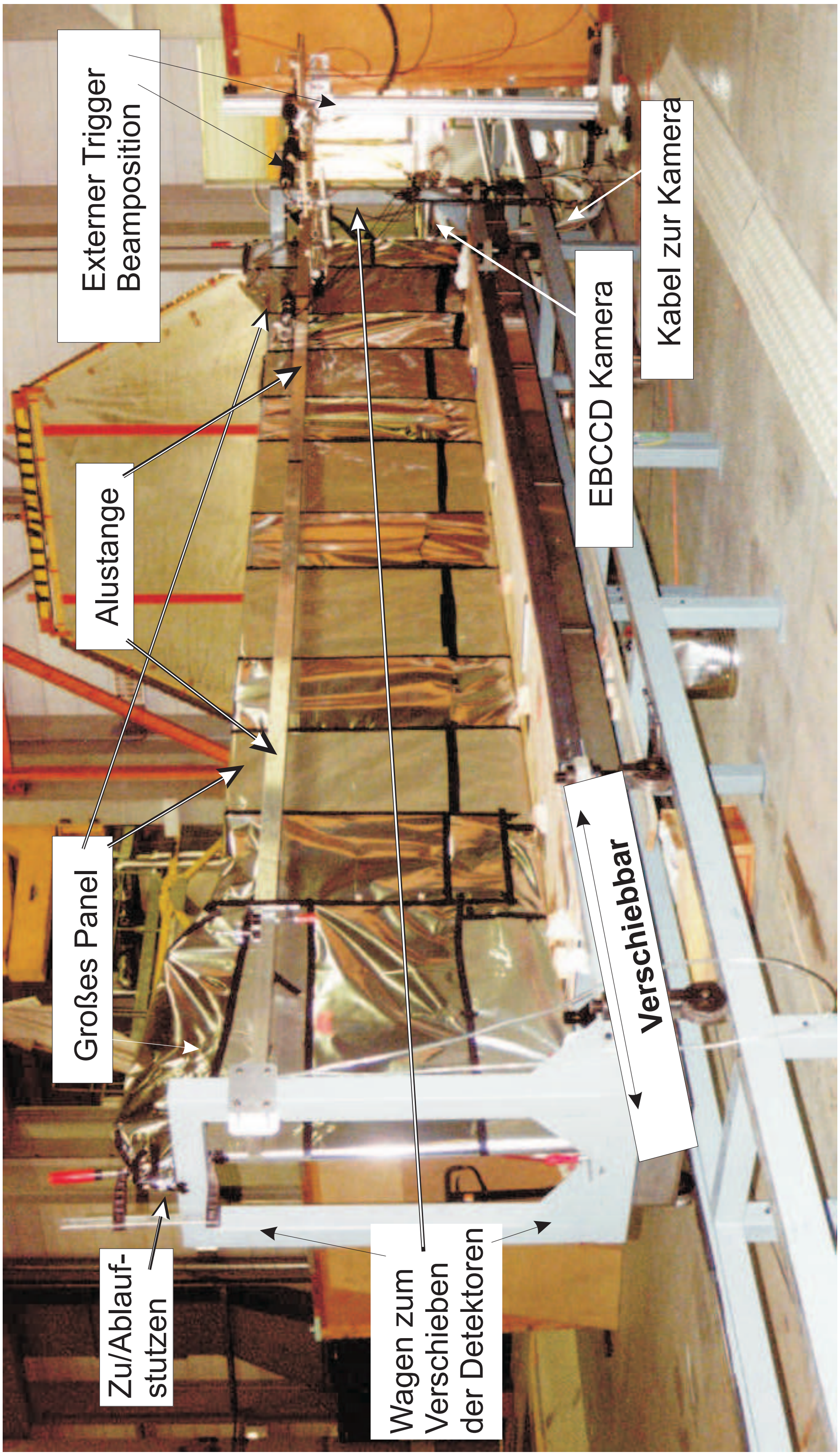

Abbildung 3.7: Photo des Versuchsaufbaus.

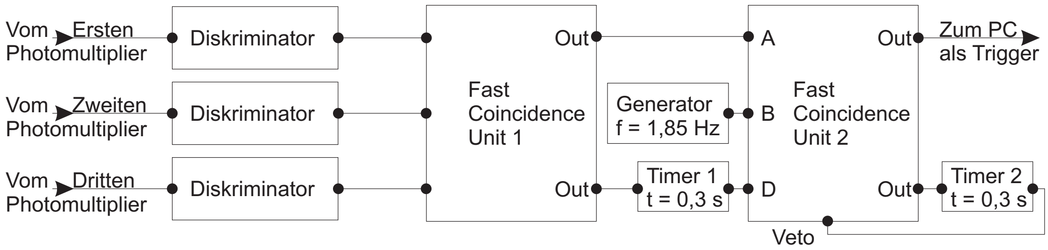

Abbildung 3.8: Triggerelektronik.

3.4 Externer Trigger

Durchquert ein MIP alle drei Trigger-*panels*, so gibt es ein Signal von der ersten Koinzidenzeinheit (siehe Abbildung 3.8). In einem *spill* von etwa 1,5 Sekunden lösen etwa 10 bis 20 MIP den Trigger aus. Der PC benötigt zum Speichern eines Bildes etwa 250 ms. Kommt während dieser Zeit ein weiterer Triggerpuls zum PC, so kann es zu Fehlern bei der Datennahme kommen. Da also bis zu 20 Ereignisse/Sekunde zu viel sind, liefert der 'Timer 2' nach jedem Triggerpuls ein 300 ms Veto für die 'Koinzidenzeinheit 2' (Totzeit).
Um echte Ereignisse aufzunehmen, wird auf den Eingang A der Koinzidenzeinheit 2 getriggert. Die vom Generator erzeugten Trigger dienen dazu, den Untergrund durch zufällige Koinzidenz mit kosmischer Strahlung einerseits und Myonen aus dem Strahl andererseits zu ermitteln. Der Untergrund durch kosmische Strahlung wird außerhalb der *spill*-Zeiten (Trigger $B\bar{D}$ der Koinzidenzeinheit 2, im Folgenden C genannt) und zufällige Koinzidenz mit Strahl-Myonen während des *spills* (Trigger BD der Koinzidenzeinheit 2, im Folgenden B genannt) gemessen. Hierbei markiert ein positives Ausgangssignal des Timers 1 die *spill*-Zeit. Die dabei eingestellten etwa 300 ms für den Timer 1 sind ein Kompromiß zwischen einem ununterbrochenem Signal und schnellem Abfallen nach Ende des *spills*, da bei dieser Zeit maximal ein Ereignis nach *spill*-Ende aufgenommen wird und ein Abfallen des Ausgangssignals während des *spills* nur selten passiert.

3.5 Auslesen der EBCCD-Kamera

Bei einem Triggerimpuls startet der PC das Auslesen des EBCCD-Chips. Vor jeder Datennahme (*run*) wird angegeben, mit welcher Integrationszeit der CCD, welcher Bildausschnitt und wieviele Ereignisse aufgezeichnet werden sollen. Die Integrationszeit betrug in allen Experimenten 0,3 ms.
Zu Anfang einer solchen Datennahme werden 36 Bilder ohne angelegte Gatterspannung (*dark frames*) aufgenommen und gemittelt (Untergrundbild). Lediglich in den Versuchen im September wurden 16 *dark frames* aufgenommen, da dies für ausreichend befunden wurde. Um bei Messungen über einen langen Zeitraum

Schwankungen im Untergrund oder einen Drift desselben zu kompensieren, wurde jede halbe Stunde eine erneute Untergrundmessung durchgeführt. Das aktuelle Untergrundbild wurde während der Datennahme von jedem Bild nach Addition eines *Offset* von 80 Grauwerten subtrahiert. Dadurch werden Differenzen im Untergrund, der nicht auf der gesamten CCD-Fläche gleichmäßig ist, ausgeglichen. Durch Definieren eines Schwellenwertes könnte bereits an dieser Stelle die anfallende Datenmenge reduziert werden. In diesem Experiment wurde jedoch ohne einen Schwellenwert gearbeitet und jedes Bild zusammen mit einer Zeitmarke Pixel für Pixel abgespeichert. Diese Zeitmarke beinhaltet in den Versuchen vom Mai und den ersten 72 Versuchen im September das sekundengenaue Datum des jeweiligen Ereignisses. Danach wurde das Format auf Millisekunden seit Beginn der Datennahme umgestellt, damit eine nachträgliche Synchronisierung mit weiteren unabhängig von der EBCCD-Kamera getriggerten Detektoren möglich ist. Die genaue Definition des Datenformates der *runfiles* befindet sich im Anhang.
Zur Justierung und Überprüfung der Höhe wurden jeweils 50 Bilder und zur vollständigen Auswertung 400 bis 2000 Bilder gespeichert. Diese Bilder werden nach der Datennahme (*offline*) ausgewertet.

3.6 Drahtkammern

Um die Position eines MIP mit der Genauigkeit einiger 100 μm zu ermitteln, finden zum Beispiel Drahtkammern Verwendung. Durchquert ein MIP eine Drahtkammer, so entstehen entlang der Flugbahn ionisierte Gasmoleküle und freie Elektronen. Die Elektronen erfahren durch die angelegte Hochspannung eine Beschleunigung in Richtung der Drähte (20 μm Durchmesser) und produzieren auf ihrem Weg Sekundärelektronen. Diese erzeugten einen Spannungspuls auf dem Anodendraht. In einer XDWC[2] wird nicht das Signal der einzelnen Anodendrähte ausgewertet, sondern das Signal der über Verzögerungsstrecken miteinander verbunden Kathodendrähte. Die Signale der Anodendrähte werden 'Oder' verknüpft. Das Ergebnis dieser Verknüpfung wird als Anodenausgang herausgeführt. Somit entsteht durch ein MIP ein 'Start-Signal' am Anodenausgang der XDWC und an beiden Enden der Verzögerungsstrecke ein verzögertes 'Stop-Signal'. Ein *Time to Digital Converter* (TDC), wandelt diese Information über die Verzögerungszeit jeder Richtung (Rechts, Links, Oben, Unten) in ein digitales Signal um, welches von einem Computer gespeichert werden kann. Die räumliche Auflösung ist dabei < 200 μm in x- und in y-Richtung [Spa98].
Damit eine Vieldrahtkammer fehlerfrei funktioniert, benötigt sie ein spezielles Gasgemisch. Im Falle der XDWC ist dieses Gasgemisch Argon/CO_2 im Verhältnis 1:1. Der empfohlene konstante Gasfluß beträgt 10 cm^3/min.
Um eine Effizienzanalyse in Abhängigkeit von der Teilchentrajektorie durchführen zu können, wurden bei den Versuchen im September zwei XDWC aufgestellt. Sie

[2]Delay Wire Chamber

befanden sich in Strahlrichtung hintereinander und waren jeweils 40 cm vom *panel* entfernt. Die Mitte der 10×10 cm^2 großen XDWC befand sich auf Höhe des externen Triggers, so daß jedes MIP, welches den Trigger auslöst, vorher die XDWC passiert. Der schematische Aufbau des XDWC-Triggers ist in Abbildung 3.9 dargestellt.
Da nur Informationen über die von der EBCCD-Kamera aufgenommenen MIP für die Auswertung interessant sind, wurden die Daten der VMEbus[3]-Einheiten TDC und CIRQ[4] nur gespeichert, sofern auf dem CIRQ-Eingang 'in 1' ein positives Signal anliegt.
Bei jedem Triggersignal speichert der PC

- den Status der Eingänge (in1, in2, in3)
- den Zeitpunkt, an dem die Datennahme begonnen wurde
- die Zeitdifferenz in Millisekunden zwischen dem Beginn der Datennahme und dem Ereignis
- die Zeitinformationen der acht TDC-Kanäle.

Durch die Zeitdifferenz in Millisekunden ist bei der *offline* Analyse eine Zuordnung der Ergebnisse der EBCCD-Kamera und der XDWC möglich.
Die Datenakquisitions-Software für die XDWC läuft auf einem Linux PC. Sie besteht aus einer abgewandelten Version des Programmes Daq3 [Daq99], welches die aus dem VMEbus ausgelesenen Daten an einen Dispatcher sendet, der sie an einen *handler* weitersendet, der schließlich PAW-kompatible N-Tupel-Dateien abspeichert.

[3]**V**ersa **M**odule **E**uropa ist ein standardisiertes Bussystem, welches von mehreren Firmen (in erster Linie Motorola) entwickelt wurde. Dieser Standard ist auch unter dem Namen IEEE 1014 bekannt.

[4]Dieses Gerät stellt acht Eingänge und acht Ausgänge zur Verfügung.

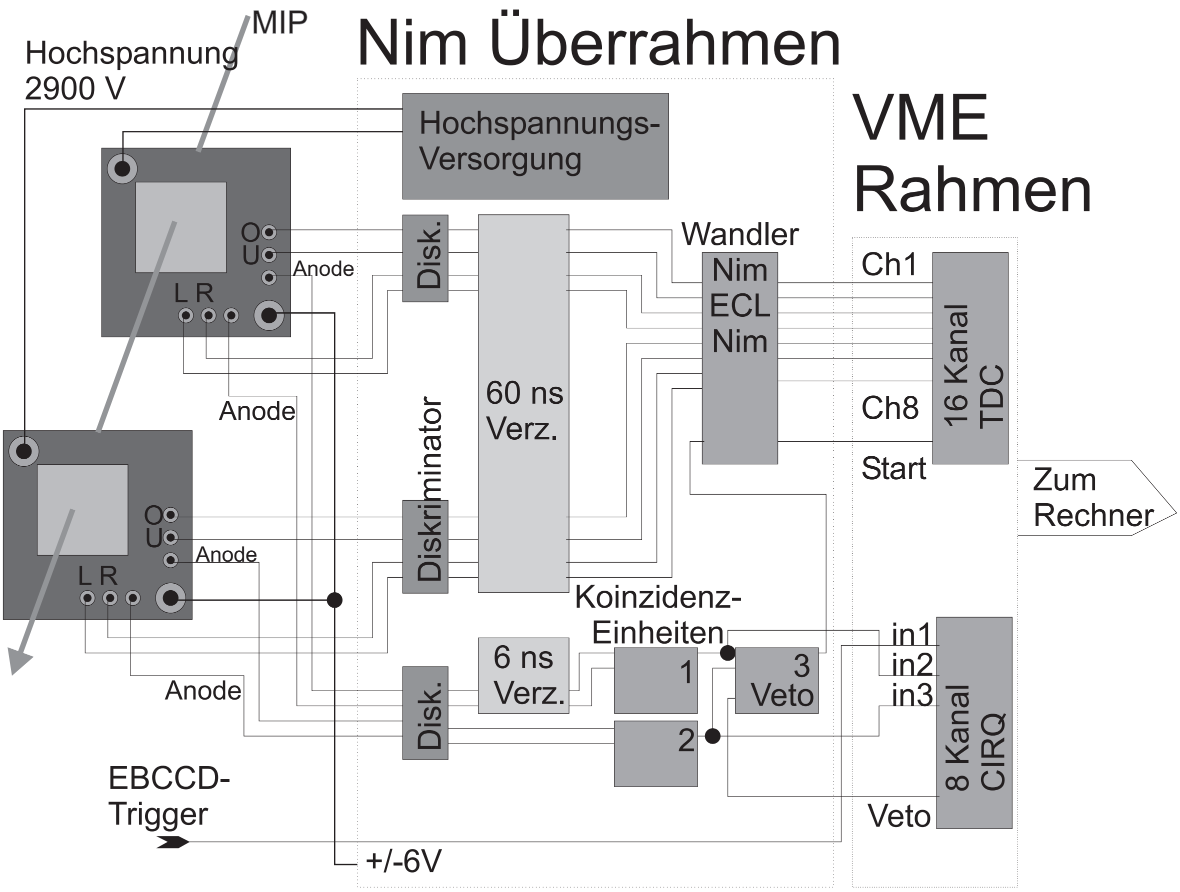

Abbildung 3.9: Trigger Elektronik für die XDWC-Datennahme.

Kapitel 4

Analyse der Daten

Bei der Analyse der Daten werden durch Bildverarbeitungsalgorithmen die durch einzelne Photoelektronen entstandenen schwachen Lichtspuren im Bild der EBCCD-Kamera identifiziert. Der erste Teil dieses Kapitels widmet sich der Vorgehensweise bei der Identifikation der Photoelektronen und speziell der Rauschunterdrückung. Im zweiten Teil wird auf verschiedene Effekte eingegangen, die vor der Auswertung berücksichtigt werden müssen, und das Verfahren der Auswertung erläutert. Anschließend erfolgt die Vorstellung der aus den einzelnen Experimenten gewonnenen Ergebnisse.

4.1 Detektieren einzelner Photoelektronen mittels *clustering*

Trifft ein energiereiches Elektron auf den EBCCD-Chip, so entstehen am Auftreffpunkt eine Vielzahl Elektron/Loch Paare. Die Position des Auftreffpunktes auf dem Chip entspricht dabei der Position des primären Photons auf der Kathode des Bildverstärkers. Das Photoelektron wird im Bild der EBCCD-Kamera durch eine erhöhte Helligkeit des dem Auftreffpunkt zugeordneten Pixels deutlich (siehe Abbildung 4.1, links). Die dort entstandene Elektronenwolke wird durch Diffusionsprozesse auf etwa 4 bis 10 Pixel 'verschmiert' [Kre98]. Eine Gruppe benachbarter Pixel, die sich durch eine erhöhte Helligkeit vom Untergrund abheben, wird im folgenden *cluster* genannt. Da *cluster* jedoch nicht nur durch Photoelektronen, sondern auch durch thermisches Rauschen entstehen, ist es wichtig, diese voneinander zu unterscheiden.
Der wichtigste Parameter bei der Suche nach *clustern* (siehe auch A.3.2) ist die untere Helligkeitsschwelle, ab der ein Pixel das Zentrum eines *clusters* bilden kann. Jeder dieser Pixel, der ein lokales Maximum darstellt, wird als Zentrum eines Clusters gewertet. Ein weiterer Parameter ist die untere Helligkeitsschwelle umliegender Pixel, die zusätzlich zum *cluster* gezählt werden. Der dritte Parameter ist der maximale Abstand der umliegenden Pixel vom lokalen Maximum. Die

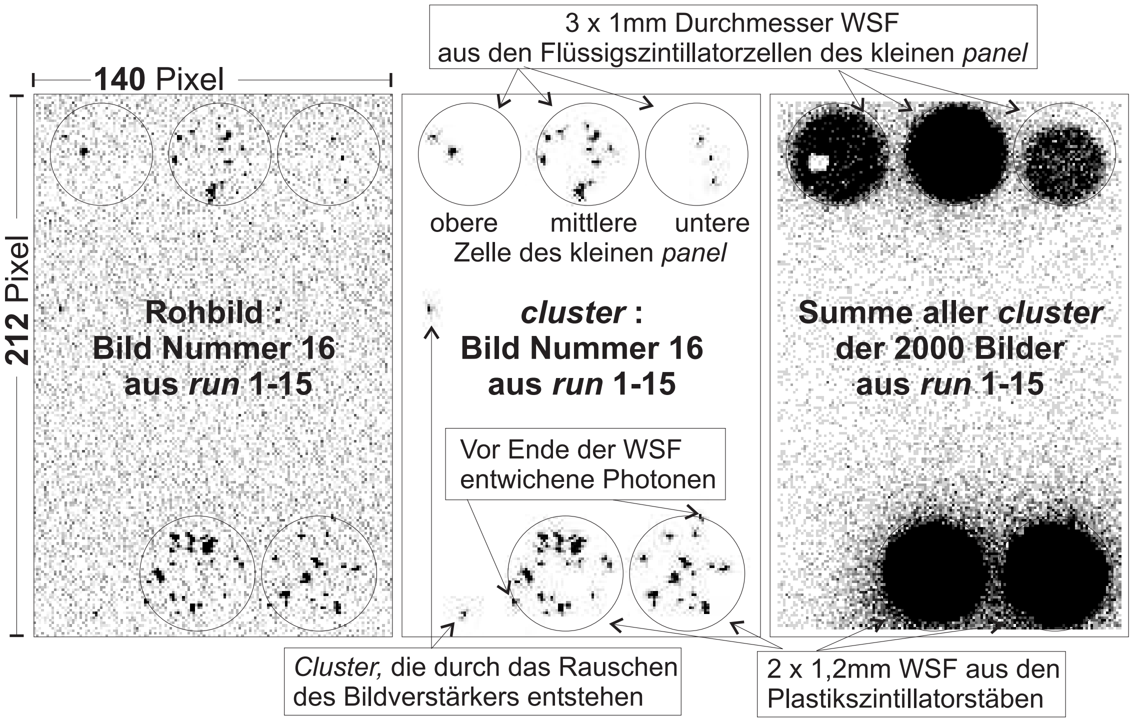

Abbildung 4.1: Die Bilder sind invertiert dargestellt und ihr Dynamikbereich ist auf die unteren 60 von 4095 Grauwerten eingeschränkt. Dadurch sind Rauschen und einzelne Photoelektronen deutlicher zu erkennen. Die Schwärzung (Helligkeit) ist ein Maß für die durch beschleunigte Elektronen im jeweiligen Pixel des EBCCD-Chips deponierte Energie. Die Kreise markieren die Positionen der WSF.
Links befindet sich das Rohbild des Ereignisses 16 aus dem Experiment 1-15, in der Mitte die in diesem Bild bei optimalen Parametern gefundenen *cluster* und rechts die Summe aller *cluster* dieses Experiments.

charakteristischen Eigenschaften eines *clusters* sind seine Helligkeit und Größe. Der Effekt des *clustering* ist in Abbildung 4.1 bei Vergleich des linken Bildes mit dem mittleren Bild zu sehen. Nach Analyse mehrerer Bilder und Aufsummieren der gefundenen *cluster*-Positionen wird die Position der WSF auf dem Bildschirm deutlich (siehe Abbildung 4.2). Dabei ist zu erkennen, daß auch Photoelektronen außerhalb dieser Positionen zu finden sind. Diese sind zum einen thermisch aus der Kathode des Bildverstärkers gelöste Elektronen und zum anderen am Ende der WSF gestreute Photonen. Die WSF befinden sich in einem schwarzen Kunststoffblock, welcher direkt auf die Photokathode des Bildverstärkers montiert ist. Da dieser Kunststoff jedoch nicht ganz lichtundurchlässig ist, führen einige am Ende und seitlich der WSF ausgetretene Photonen zu einem Lichthof. Weitere Tests zur Minimierung dieses Lichthofes und der zusätzlichen Rausch-*cluster* werden zur Zeit durchgeführt [Kre01].

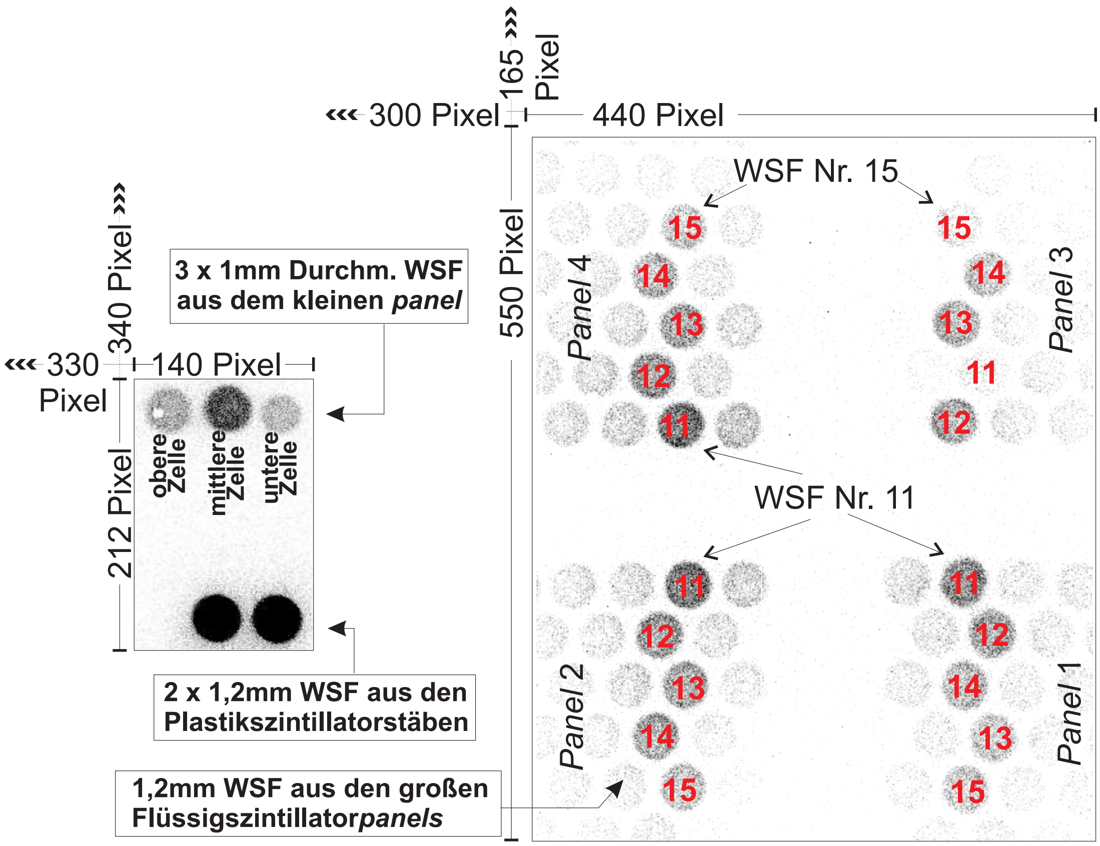

Abbildung 4.2: Beide Bilder zeigen die Summe aller *cluster* von mehreren Ereignissen. Die Bilder sind invertiert dargestellt und ihr Dynamikbereich ist eingeschränkt. Die Maßangaben in Pixeln geben die Größe und die Position (Abstand von links und von oben) des Bildbereiches auf der EBCCD-Kamera an. Beide Ausschnitte befinden sich in der Mitte der Kamera. Dieses Detail wird erwähnt, da die Effizienz der EBCCD-Photokathode zum Rand hin abnimmt.
Links: Bild der Summation von 2000 Ereignissen aus den Versuchen im Mai. Der Dynamikbereich ist in diesem Bild auf die unteren 200 Grauwerte beschränkt. Die zwei 1,2 mm Durchmesser WSF aus den Plastikszintillatorstäben im unteren Bildbereich sind im rechten Bild deutlich zu erkennen. Ebenfalls zu erkennen sind die drei 1 mm Durchmesser WSF des kleinen Flüssigszintillator-*panel* im oberen Bildbereich. Der externe Trigger war bei dieser Messung auf Höhe der mittleren Zelle, somit haben die meisten den Trigger auslösenden MIP diese Zelle und anschließend die Plastikszintillatorstäbe durchquert. Einige MIP haben vor dem Durchqueren der Plastikszintillatorstäbe auch die obere oder die untere Zelle durchquert. Die linke WSF ist zum Teil von einem Staubkorn verdeckt (weißer Fleck), während die rechte WSF in den optischen Flansch zurückgerutscht ist (kleinere Fläche).
Rechts: Bild der Summation von 2700 Ereignissen aus den Versuchen im September. Der Dynamikbereich ist auf die unteren 150 Grauwerte beschränkt. Alle WSF haben einen Durchmesser von 1,2 mm. Bei den 7 hier aufsummierten *runs* war der Trigger auf unterschiedlichen Höhen (WSF Nummer 11-15). Das *panel* 3 ist nicht ausgewertet worden, da es aufgrund einer Undichtigkeit nur bei wenigen *runs* angeschlossen war.

4.1.1 Die Parameter für die Bildanalyse

Wie bereits erwähnt, wird bei der Aufzeichnung der Daten zu jedem Pixel eines Bildes ein *Offset* von 80 Grauwerten addiert und anschließend ein Untergrundbild subtrahiert. Der *Offset* verhindert aus dieser Subtraktion resultierende negative und somit nicht definierte Grauwerte. Die Amplitude des thermischen Rauschens ist im Allgemeinen $< \pm 35$ Grauwerte und in Einzelfällen auch > 40 Grauwerte. Da sich das Rauschen der aufgezeichneten Bilder somit um den Grauwert 80 bewegt, bietet sich dieser Wert als minimale Helligkeit für weitere zum *cluster* gehörende Pixel an. Der bedeutendste Parameter bei der Suche nach *clustern* ist der Schwellenwert (*cut*), ab dem ein Pixel das Zentrum eines *clusters* bilden kann. Der maximale Abstand weiterer zum *cluster* gehörender Pixel vom lokalen Maximum beträgt drei Pixel. Dadurch kann es zwar passieren, daß zwei separate *cluster* als eines detektiert werden, jedoch ist dies im allgemeinen vernachlässigbar. Bei einer Distanz von 3 Pixeln läßt sich zudem aufgrund der größeren Fläche im Vergleich zu einer Distanz von 2 Pixeln das Signal erfahrungsgemäß besser vom Rauschen trennen. Als Helligkeit eines *Clusters* bezeichnet man die Summe der um den *offset* verringerten Helligkeiten der zugehörigen Pixel (siehe auch A.3.2).

Bei der Wahl eines Schwellenwertes von 115 für die minimale Helligkeit des zentralen Pixel ist das Rauschen deutlich sichtbar. Zunächst wurde nur die durch die zwei 1,2 mm WSF aus dem Plastikszintillatorstäben abgedeckte Fläche (zwei Kreise, wie in Abbildung 4.1 markiert, mit einer Gesamtfläche von 3250 Pixeln) analysiert. Bei Betrachtung des Helligkeitsspektrums der dort gefundenen *Cluster* in 2000 mit Trigger A aufgenommenen Ereignissen im Vergleich zu 2000 Ereignissen zufälliger Koinzidenzen mit Myonen aus dem Teilchenstrahl (Trigger B) erwartet man, daß das Rauschen gleich bleibt, während das Signal stark abnimmt. Bei 2000 Bildern einer gleich großen Fläche der CCD außerhalb der WSF (in der Mitte des Bildes in Abbildung 4.1) sollte dann nur noch das Rauschen zu sehen sein. In Abbildung 4.3 ist deutlich zu erkennen, daß der linke *peak* unverändert bleibt, während der Rest des Spektrums mit dem Signal abnimmt. Der Grund für den kleinen Signal-*peak* in der Fläche außerhalb der WSF in Abbildung 4.3 (rechter Plot) sind die in Abbildung 4.1 sichtbaren *cluster*, die sich außerhalb der WSF befinden. Da dieser *peak* bei ausreichender Statistik dieselbe Form annimmt, wie der in der Fläche der WSF gefundenen *cluster*, kann ausgeschlossen werden, daß es sich um ein Rauschen der EBCCD-Kamera handelt.

Bei einem Vergleich mit dem in der Theorie vorgestellten Plot (siehe Abbildung 2.5 auf Seite 21) wird deutlich, daß bei dieser EBCCD-Kamera der Signal- und der Rausch-*peak* stärker überlappen. Dieser Rausch-*peak* wird allerdings kleiner und verschwindet schließlich, wenn man den *Cut* anhebt, während der Signal-*peak* davon zunächst unberührt bleibt (siehe Abbildung 4.4). Erst ab einem *cut* von etwa 140 wird auch der Signal-*peak* kleiner.

Durch Subtraktion eines Spektrums mit geringem Rauschen (*cut* 140) von einem

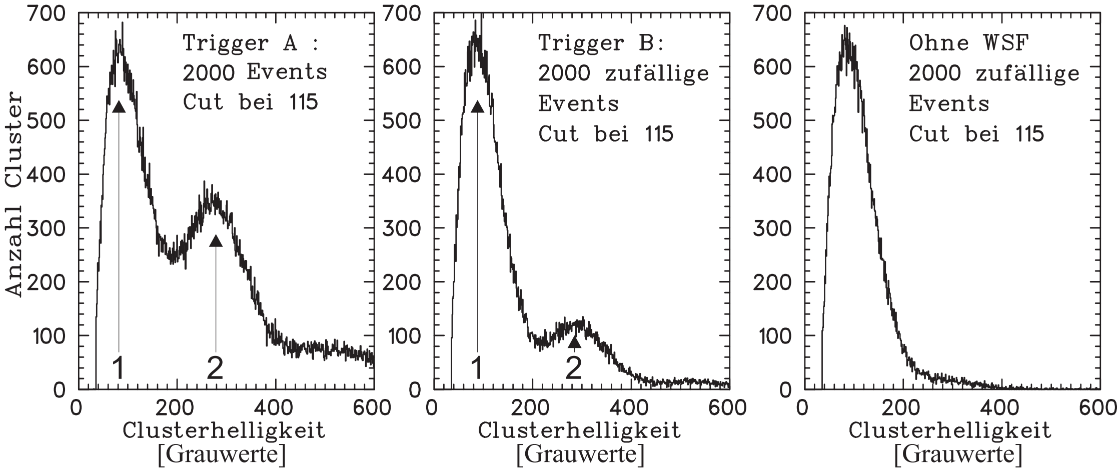

Abbildung 4.3: Vergleich des Helligkeitsspektrums der in 2000 verschiedenen Bildern (Fläche=3250 Pixel) gefundenen *cluster*. Der hellste Pixel eines *clusters* besaß jeweils einen Grauwert von mindestens 115 (*cut* bei 115). Bei den beiden linken Bildern wurde nur die durch die WSF aus dem Plastikszintillatorstäben abgedeckte Fläche analysiert und bei dem rechten Bild eine ebenso große Fläche an einer anderen Stelle des Bildschirmes. Es ist deutlich zu erkennen, daß trotz Abnahme des Signals der *peak* 1 gleich bleibt, während der *peak* 2, wie das Signal, stark abnimmnt. Somit ist der *peak* 1 dem Rauschen und der *peak* 2 dem Signal zuzuordnen.

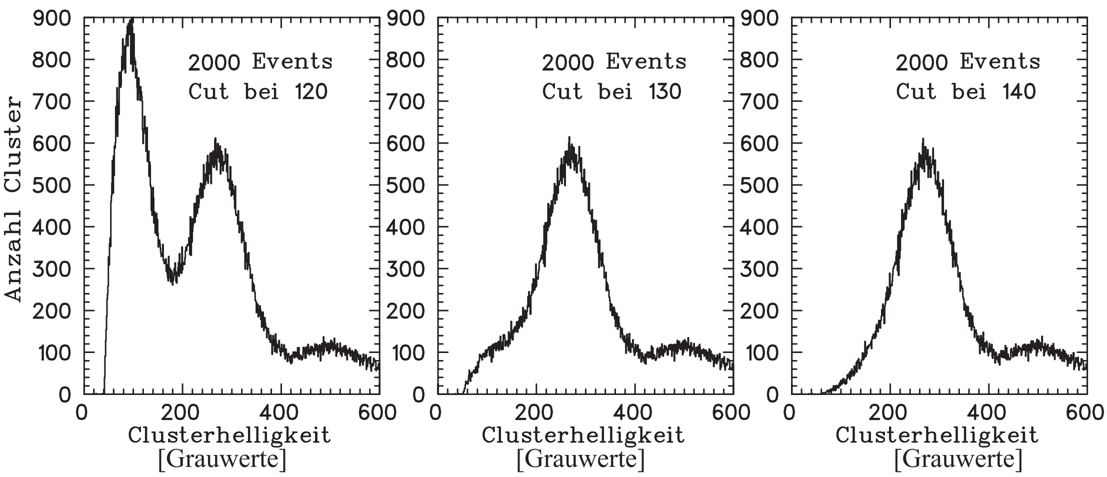

Abbildung 4.4: Vergleich des Helligkeitsspektrums der bei verschiedenen Schwellenwerten in der gesamten Fläche (140×212 Pixel) von 2000 Bildern der Messung 1-15 gefundenen *cluster*. Während bei einem *cut* von 120 noch ein deutlicher Rausch-*peak* zu erkennen ist, ist dieser bei einem *cut* von 130 nur noch klein und bei 140 schließlich nicht mehr zu erkennen, während der Signal-*peak* bis dahin unberührt bleibt. Somit läßt sich das Rauschen durch einen ensprechenden *cut* bei der *cluster*-Helligkeit minimieren.

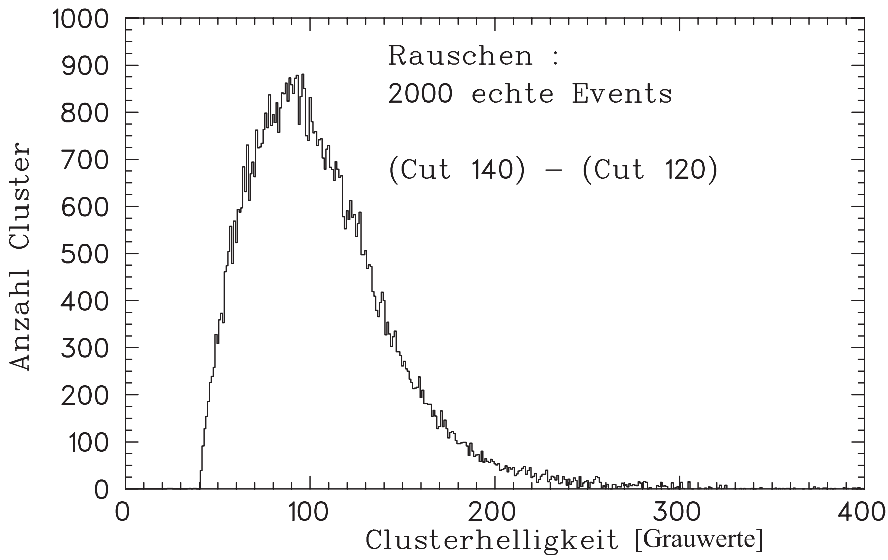

Abbildung 4.5: Helligkeitsspektrum der dem Rauschen zuzuordnenden *cluster*.

Spektrum mit großem Rauschanteil (*cut* 120) erhält man den isolierten Rausch-*peak* (siehe Abbildung 4.5). Die Ursachen für das Rauschen finden sich in der Elektronik und im EBCCD-Chip.
Durch weitere eingrenzende Parameter, wie eine minimale *cluster*-Größe, läßt sich die Form der linken Flanke des Signal-*peaks* verändern. Eine anschließende Analyse (wie in Abbildung 4.6) des verbleibenden Signals gibt Aufschluß darüber, ob die gewählten Parameter sinnvoll sind. Als optimale Parameter für die Daten aus den Experimenten, die im Mai 2000 am Cern stattgefunden haben (kleines *panel* und Plastikszintillatorstäbe) haben sich ein Minimum von 140 für die Helligkeit des zentralen Pixels eines *clusters* und eine *cluster*-Größe von mindestens 5 Pixeln erwiesen (für die September-Daten beträgt der optimale Schwellenwert aufgrund einer anders eingestellten Elektronik 160). Das mit Hilfe dieser Parameter vom Rauschen bereinigte Helligkeitsspektrum der in 2000 Ereignissen gefundenen *Cluster* ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Es setzt sich aus mehreren Gauß-*peaks* zusammen, die mit steigender Ordnung eine zunehmende Halbwertsbreite aufweisen. Der erste *peak* repräsentiert *cluster*, die von einem einzelnen aus der Photokathode der EBCCD-Kamera geschlagenen Photoelektron stammen, der zweite entsprechend zwei Photoelektronen. Analog sind die weiteren *peaks* zu interpretieren. Die von dem Programm Fit bestimmten charakteristischen Größen der *peaks* sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.
Auffällig ist, daß die Maxima der *peaks* (x_0) denselben Abstand (Δ_{x_0}) zueinander besitzen. Dieser gleiche Abstand läßt sich dadurch erklären, daß die Helligkeit der *cluster* mit der im CCD-Chip deponierten Energie und somit der Anzahl an Photoelektronen skaliert. Dasselbe gilt entsprechend für die Halbwertsbreite.

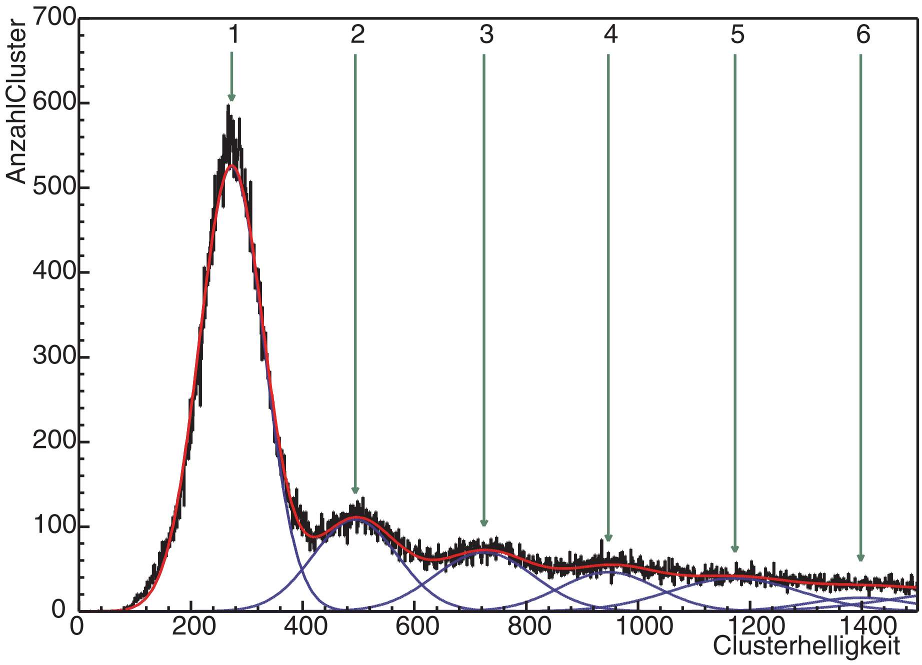

Abbildung 4.6: Helligkeitsspektrum der in der gesamten Fläche (140×212 Pixel) von 2000 Bildern der Messung 1-15 gefundenen *cluster* bei optimalen Parametern. Die Interpretation (eingezeichneten Gauß-*peaks* und Summe) nahm das Programm Fit [Str95] vor. Deutlich ist links der Ein Photoelektron-*peak* zu erkennen. Ebenfalls noch zu erkennen sind die zu zwei und drei Photoelektronen gehörenden *peaks*.

peak	x_0	Δ_{x_0}	Halbwertsbreite	Fläche
1	272,8$\pm$ 0,3		136,0$\pm$ 0,6	76.000$\pm$ 365
2	494,0$\pm$ 2,4	221,2$\pm$ 2,7	178,3$\pm$ 6,4	20.592$\pm$ 878
3	724,6$\pm$ 6,1	230,6$\pm$ 8,5	207,7$\pm$20,7	15.407$\pm$1996
4	947,0$\pm$26,5	222,4$\pm$32,6	204,6$\pm$51,0	10.079$\pm$7556

Tabelle 4.1: Parameter der *peaks* in Abbildung 4.6, bestimmt mit Fit.

4.2 Auswertung der Daten

In den folgenden Unterkapiteln wird zunächst die allgemeine Vorgehensweise bei der Auswertung der Daten vorgestellt. So müssen die aufgezeichneten Daten zuerst von offensichtlichen Fehlern bereinigt werden. Im Anschluß findet die *offline*-Analyse in Form der zuvor beschriebenen Suche nach *clustern* statt. Bei der Analyse wird von dem Programm *offline.exe* für jeden *run* und jede WSF ermittelt, wie viele *cluster* dort wie häufig auftreten. Dies wird in Form von Histogrammen abgespeichert, aus denen dann die mittlere *cluster*-Zahl pro WSF berechnet wird. Hieraus wird wiederum die mittlere *cluster*-Zahl pro MIP für die verschiedenen getesteten Detektoren und die Abschwächlänge der eingesetzten WSF ermittelt. Über die Betrachtung einzelner Ereignisse wird schließlich die Effizienz der getesteten Detektoren untersucht.

4.2.1 Vorverarbeitung der Daten

Verschiedene Faktoren können zu Fehlern in den Daten führen. Ein solcher Fehler ist die vorzeitige Beendigung der Datennahme, da dann die falsche Anzahl an Bildern im *runheader* angegeben ist. Des weiteren erfolgt bei zu großer CPU-Belastung des Rechners (z.B. CD-Brennen, kopieren großer Dateien über Netzwerk) keine Aufzeichnung neuer Daten. Da der Rechner jedoch aufgrund eines Programmfehlers ohne Fehlermeldung das letzte vollständig aus der Kamera ausgelesene Bild so oft abspeichert, bis ein Neues komplett ausgelesen werden konnte (in einigen *runs* bis zu 60 mal), ist während der Datennahme kein Unterschied feststellbar. Eine mehrfache Auswertung desselben Ereignisses verfälscht allerdings das Ergebnis und somit müssen diese überzähligen Bilder vor der Auswertung gelöscht werden.
Ein weiterer Faktor sind hochenergetische kosmische Schauer. Diese sind ebenfalls in der Lage, den Trigger auszulösen. Dabei wird nicht nur der Trigger, sondern auch der Detektor von mehreren hundert bis hin zu einigen tausend kosmischen Myonen durchflutet. Das Ergebnis ist im Extremfall ein Bild mit stark überbelichteten WSFs. Da diese Bilder eine signifikant höhere mittlere Helligkeit besitzen, ist eine Identifikation und ein anschließendes Löschen leicht möglich.
Um diese das Ergebnis verfälschenden Bilder aus den Daten auszusortieren, sowie weitere Informationen bezüglich der Zeit einzelner Ereignisse aus den Daten extrahieren zu können, entstanden mehrere Programme zur Voranalyse und Datenmanipulation, die im Anhang A.2 dokumentiert sind.

4.2.2 Erstellen einer Auswertungsmaske

Durch Erstellen einer Auswertungsmaske können beliebige Bereiche der aufgezeichneten Bilder gleichzeitig ausgewertet und anschließend verglichen werden. So kann in einem Auswertungvorgang die *cluster*-Zahl jeder einzelnen WSF oder be-

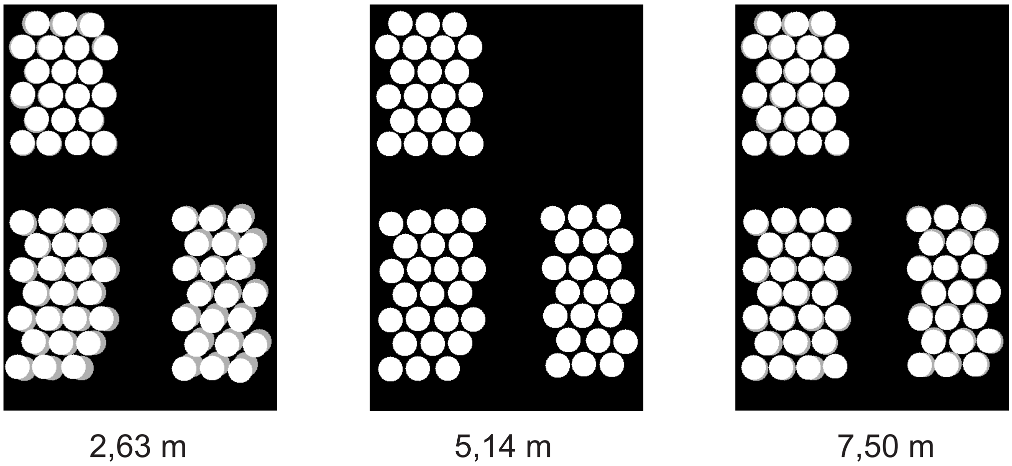

Abbildung 4.7: Diese Bilder zeigen die Auswertungsmasken aus den Experimenten im September für verschiedene Entfernungen von der Photokathode. Die Position der WSF im Bild bei der Entfernung von 5,14 m ist bei den beiden anderen Bildern nochmals in Grau angedeutet. Hierdurch wird deutlich, daß die Bilder der beiden anderen Entfernungen in Relation zu dem mittleren um 1° bis 3° im Uhrzeigersinn gedreht sind.

stimmter Gruppen von WSFs bestimmt werden. Grundlage für eine solche Maske liefert ein Bild von der Größe der aufgezeichneten Bilder mit beliebig geformten weißen Flächen. Dieses Bild wird erstellt, indem man mit Hilfe eines Grafikprogramms in einem Summenbild, wie in Abbildung 4.2, die Position der WSF mit einem weißen Kreis markiert. Diesen weißen Flächen weist man im Programm für die *offline* Auswertung eine Nummer zu, wobei es erlaubt ist, mehrere Flächen zu einer Gruppe zusammenzufassen und somit als eine Fläche zu betrachten. Dies ist beispielsweise sinnvoll, um zu untersuchen, ob ein MIP eine von drei nebeneinanderliegenden Zellen durchquert hat. Die Auswertungsmaske mußte für jede eingestellte Entfernung zwischen Teilchenstrahl und EBCCD-Kamera separat erstellt werden, da sich herausstellte, daß die bei verschiedenen Distanzen genommenen Bilder geringfügig gegeneinander verdreht sind (siehe Abbildung 4.7). Aufgrund der geringen Größe des Bildausschnittes bei den Experimenten mit dem kleinen *panel* und den Plastikstäben, spielt die Bildrotation dort keine Rolle. Bei den Experimenten mit den großen *panels* ist sie allerdings nicht vernachlässigbar, denn wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist, würde sonst bei einigen WSFs ein Teil der Fläche nicht ausgewertet.
Wie in Abbildung 3.7 auf Seite 31 zu sehen ist, befindet sich in ~ 5 m Entfernung vom Trigger in Richtung EBCCD-Kamera eine Stahlwand mit einer Öffnung. Der Wagen, auf dem die Kamera montiert ist, befindet sich bei Messungen mit einem größeren Abstand als ~ 5 m auf der gegenüberliegenden Seite dieser Wand. Da diese Stahlwand vermutlich durch frühere Experimente magnetisiert ist, werden die Photoelektronen bei ihrer Beschleunigung abgelenkt.

4.2.3 Die *Offline* Analyse

Nach der Vorverarbeitung aller Daten findet mit der jeweiligen Maske und den optimalen Parametern im Programm *offline.exe* die eigentliche Analyse der Daten statt. Dabei wird ein Histogramm erstellt, in dem dargestellt ist, wie häufig eine gegebene *cluster*-Zahl in einer bestimmten Auswertungsfläche gefunden wurde. Dieses Histogramm muß für die die weitere Auswertung abgespeichert werden.

In Abbildung 4.8 sind die Häufigkeitsverteilungen der mit Trigger A bei zwei verschiedenen Entfernungen ermittelten *cluster*-Zahlen für die WSF der beiden Plastikszintillatorstäbe dargestellt. Das Signal nimmt aufgrund von Verlusten in der WSF bei steigender Distanz ab. Das mit der Triggereinstellung A aufgenommene Signal setzt sich aus vier Komponenten zusammen:

- die von dem den Trigger auslösenden MIP stammenden Photonen,
- die von zufälligen Koinzidenzen mit Strahlmyonen stammenden Photonen,
- zufällige Koinzidenzen mit kosmischen MIP,
- das Rauschen des Bildverstärkers.

Die mit Trigger B aufgenommenen Daten beinhalten den gesamten Untergrund, der sich aus den letzten drei Komponenten zusammensetzt. Aufgrund der Abklingzeit des Bildverstärker-Phosphorschirmes sind die zufälligen Koinzidenzen mit anderen MIP nicht vernachlässigbar. In Abbildung 4.9 ist zur Veranschaulichung das Signal von bei Trigger A aufgenommenen Daten und das von bei Trigger B aufgenommenen Daten dargestellt.
Die mit dem Trigger C aufgenommenen Daten setzen sich aus den letzten beiden Komponenten zusammen und beinhalten nur den von der Position des Detektorwagens unabhängigen Untergrund.

4.2.4 Bestimmung der mittleren *cluster*-Zahl pro MIP

Die für die weitere Auswertung interessante Größe ist zunächst die mittlere *cluster*-Zahl (Lichtausbeute) pro WSF. Diese berechnet sich als arithmetisches Mittel μ.

$$\mu = \frac{\sum_i^n x_i}{n} \qquad \text{mit der Standardabweichung } \sigma_x = \sqrt{\frac{\sum_i^n (x_i - \mu)^2}{n-1}}$$

Die in Abbildung 4.8 dargestellten Messungen besitzen eine gute Statistik, so daß die Form der Kurve klar erkennbar ist. Bei einer geringeren Statistik gibt es jedoch starke Schwankungen der Kurve, die sich nicht in der Standardabweichung bemerkbar machen. Daher kann die Unsicherheit des Mittelwertes in diesem Fall nicht durch die Standardabweichung ausgedrückt werden.

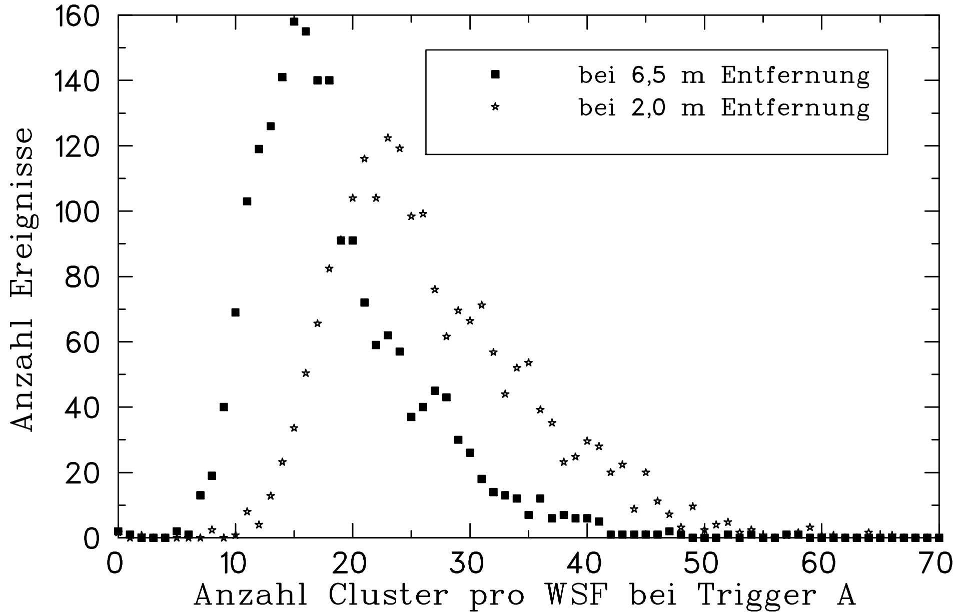

Abbildung 4.8: Häufigkeitsverteilung der gefundenen *cluster*-Zahlen bei 2 Metern und bei 6,50 Metern mit Trigger *A*. Die Daten stammen aus jeweils 2000 Ereignissen und stellen die gemittelten Werte beider WSF aus den Plastikszintillatorstäben dar.

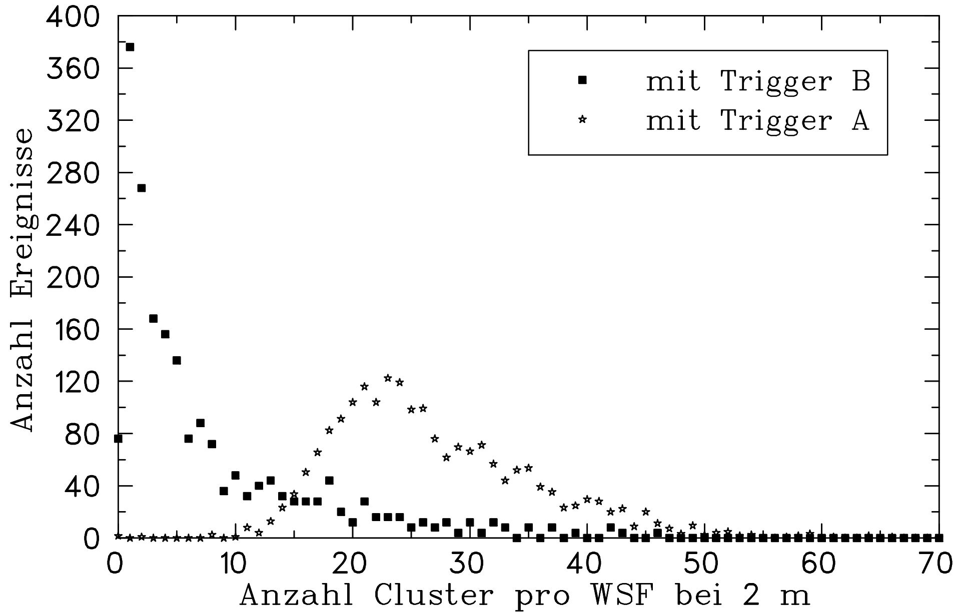

Abbildung 4.9: Häufigkeitsverteilung der gefundenen *cluster*-Zahlen mit Trigger A und mit Trigger B bei 2 Metern. Die Daten stammen aus jeweils 2000 Ereignissen und stellen die gemittelten Werte beider WSF aus den Plastikszintillatorstäben dar.

Als Abschätzung für diese Unsicherheit $\Delta\mu$ wurde

$$\Delta\mu = \frac{\sum_{i=\mu-\sigma_x}^{\mu+\sigma_x} |f(i) - f(i-1)|}{\sum_{i=\mu-\sigma_x}^{\mu+\sigma_x} f(i)} \qquad \text{mit } f(i) = \text{ Anzahl Ereignisse mit } i \text{ } \textit{clustern}.$$

verwendet, da es diese Schwankung berücksichtigt.
Die mittlere Lichtausbeute pro MIP ist aufgrund von Verlusten in der WSF und im Szintillatormaterial abhängig von der Distanz zwischen dem Punkt, an welchem das MIP den Detektor durchquert hat, und der Photokathode der EBCCD-Kamera. Die Distanz, nach welcher nur noch $\frac{1}{e}$ der Intensität des Ausgangssignals vorhanden ist, nennt sich Abschwächlänge.
Für die Bestimmung dieser Abschwächlänge darf weder ein zusätzlicher entfernungsunabhängiger Anteil im Signal vorhanden sein, noch ein prozentualer Anteil vom Signal abgeschnitten werden, da dies zu einer signifikanten Verfälschung des Ergebnisses führt. Der gesamte Untergrund wurde mit der Triggereinstellung B gemessen. Da die bei Trigger A gemessene Verteilung eine Faltung der Verteilung der Lichtausbeute pro MIP mit dem Untergrund darstellt, kann man die gemessenen Mittelwerte subtrahieren und erhält so die mittlere Lichtausbeute pro MIP.

$$\mu_{MIP} = \mu_A - \mu_B$$

Da der entfernungsunabhängige Anteil sowohl in der Untergrundmessung B (gesamter Untergrund), als auch in C (rein entfernungsunabhängiger Untergrund) enthalten ist, sind sowohl die Differenz $\mu_A - \mu_B$ als auch $\mu_A - \mu_C$ geeignet. Sind die Auswertungsparameter nicht optimal gewählt oder gab es Fehler bei den Messungen mit der Triggereinstellung B, so wird das an dieser Stelle durch eine signifikante Diskrepanz zwischen den Abschwächlängen, die mit Hilfe der beiden Differenzen ermittelt wurden, sichtbar.
In Tabelle 4.2 sind einige Ergebnisse aus den Versuchen mit den Plastikszintillatorstäben und dem kleinen Flüssigszintillator-*panel* aufgelistet.

Trigger /Entfernung	kleines *panel* links	mitte	rechts	$\sum$	Plastikzintillatorstäbe I	II	Mittel	leere Fläche
C	0,47	0,49	0,35	1,32	1,33	1,40	1,37	0,18
B / 2,0 m	1,42	1,64	1,32	4,42	7,10	7,64	7,37	0,17
A / 2,0 m	4,44	9,24	2,57	16,64	25,41	27,42	26,57	0,20
A / 7,0 m	2,03	5,91	1,51	9,76	16,24	17,42	17,04	0,19
A-B/2,0 m	3,03	7,60	1,26	12,23	18,31	19,78	19,19	0,02
A-B/7,0 m	1,02	4,79	0,56	6,71	11,03	12,21	12,22	-0,02

Tabelle 4.2: Mittlere Lichtausbeute pro Messung bei unterschiedlichen Triggereinstellungen / pro MIP bei verschiedenen Entfernungen und Detektoren.

Da es in dem kleinen *panel* ein geringes Übersprechen zwischen den Zellen gibt und nicht alle MIP die mittlere Zelle, auf die der externe Trigger zentriert war, durchquert haben, wurde zur Bestimmung der mittleren Lichtausbeute pro MIP die Lichtausbeute aller drei Zellen aufsummiert. Die mittlere Zelle trägt etwa 60%-80% zur mittleren Lichtausbeute pro MIP bei.

4.2.5 Totale Lichtausbeute und Abschwächlänge

Die Lichtausbeute $I(l)$ in Abhängigkeit von der Entfernung l vom Entstehungsort in der WSF ist gegeben durch

$$I(l) = I_0 e^{-\lambda l} \quad .$$

Somit läßt sich die Abschwächlänge der Photonen in der WSF $L = \frac{1}{\lambda}$ durch die Steigung einer Geraden im logarithmischen Plot bestimmen.
Bei den im Mai getesteten WSFs befindet sich jedoch auf der Seite der Faser, die der Photokathode abgewandt ist, ein Spiegel. Durch diesen Spiegel ergibt sich eine Erhöhung der Lichtausbeute um die Photonen, die zunächst in Richtung des Spiegels propagieren, dort reflektiert werden und anschließend ebenfalls zum Phosphorschirm gelangen. Bei einer WSF der Länge l_0 mit einem Spiegel der Reflektivität R ergibt sich für die Lichtausbeute $I(l)$ in Abhängigkeit von der Entfernung l

$$\begin{aligned} I(l) &= I_0 e^{-\lambda l} + I_0 R e^{-\lambda(2l_0 - l)} \\ &= I_0 (e^{-\lambda l} + R e^{-\lambda 2 l_0} e^{\lambda l}) \\ &= I_0 (e^{-\lambda l} + C e^{\lambda l}) \end{aligned}$$

Für die verwendeten Spiegel wird eine Reflektivität von etwa 60% angenommen. Die Plots zur Ermittlung der Abschwächlänge entstanden mit Physica [Chu98]. Der Fit entsteht hier durch eine *maximum likelihood estimation* der mit $\frac{1}{\sigma^2}$ ($\sigma =$ Meßfehler) gewichteten Datenpunkte.
Bei der Ermittlung der Abschwächlänge wurden die bei der Entfernung von 2 m genommenen Daten nicht berücksichtigt. Diese besitzen zwar die beste Statistik, jedoch befindet sich diese Position aufgrund der 1,40 m langen Strecke der WSFs vom Detektor bis zur Photokathode, nur etwa 60 cm vom Rand des Detektors entfernt. Dadurch, daß die Photonen, die auf ein Ende des Detektors treffen, absorbiert werden und nicht bei einer größeren Distanz noch in die WSF eindringen können, ist an beiden Enden des Detektors eine Abschwächung zu beobachten (siehe Abbildung 4.10).

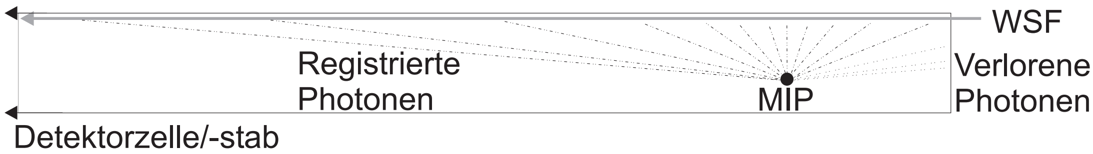

Abbildung 4.10: Ursache für Randverluste.

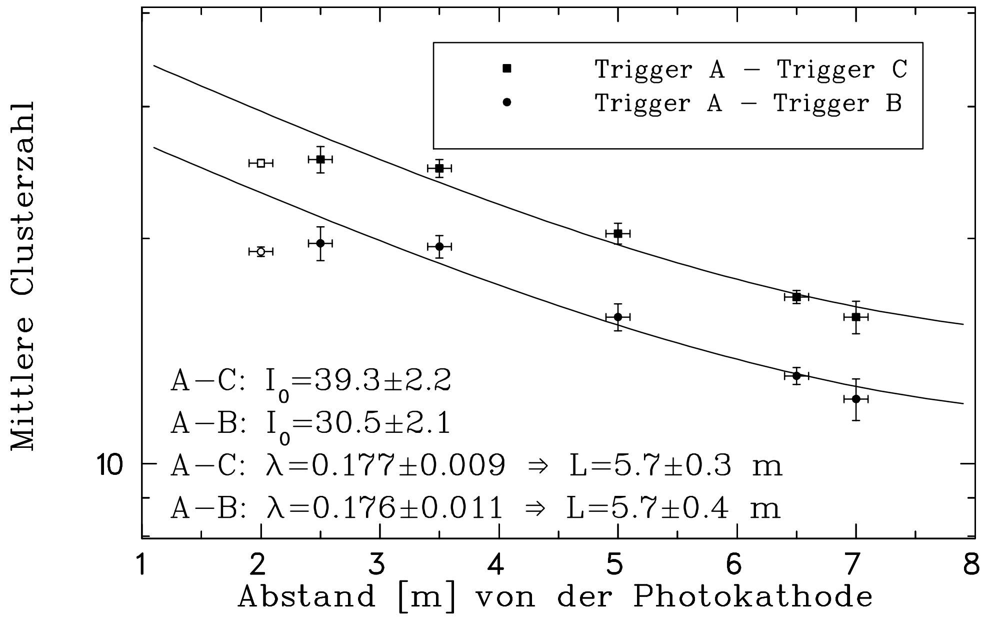

Abbildung 4.11: Abschwächlänge der 1,2 mm WSF aus den Plastikszintillatorstäben. Die bei 2 m durchgeführten Messungen (hohle Punkte) wurden nicht gewertet.

	Plastikszintillator		Flüssigszintillator drei Zellen		Flüssigszintillator mittlere Zelle	
	$A-B$	$A-C$	$A-B$	$A-C$	$A-B$	$A-C$
Anzahl *cluster* bei 7 m	∼12,3		∼6,7		∼4,8	
Anzahl *cluster* I_0 (errechnet)	30,5±2,1	39,3±2,2	20,4±1,4	24,7±1,4	14,0±1,4	15,7±1,4
Abschwächlänge [1/m]	5,7±0,4	5,7±0,3	4,8±0,3	4,9±0,3	4,8±0,5	4,9±0,4

Tabelle 4.3: Ergebnisse aus den Versuchen mit den Plastikszintillatorstäben und dem kleinen Flüssigszintillator-*Panel*.

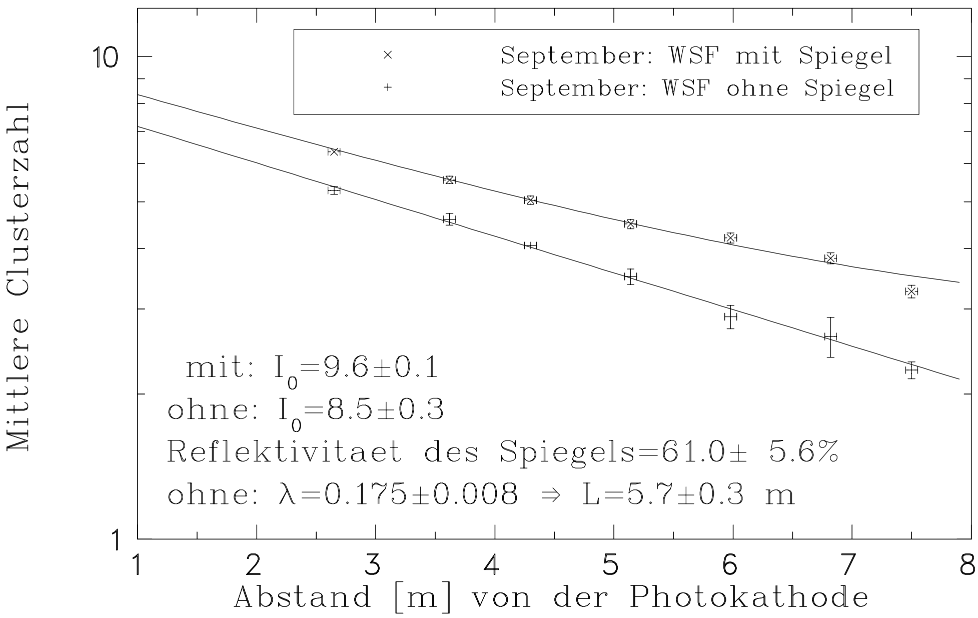

Abbildung 4.12: Abschwächlänge der 1.2 mm WSF aus den Flüssigszintillator-*panels*, die im September untersucht worden sind.

In der Abbildung 4.11 sind diese Daten für die WSF aus den Plastikszintillatorstäben aufgetragen. Deutlich sichtbar ist hierbei, daß für beide Differenzen dieselbe Abschwächlänge von $5,7 \pm 0,3$ m bestimmt wird. Somit kann davon ausgegangen werden, daß die Parameter und die Vorgehensweise korrekt sind. Die Ergebnisse aus der Analyse der Daten des kleinen *panels* und der Plastikszintillatorstäbe befinden sich in Tabelle 4.3.
Die Ergebnisse zeigen, daß es wie erwartet für die Ermittlung der Abschwächlänge irrelevant ist, ob lediglich die mittlere Zelle ausgewertet wird, oder ob auch die benachbarten Zellen mit einbezogen werden. Für die getesteten 1,2 mm WSFs ergibt sich eine Abschwächlänge von 5,7±0,4 m und für die 1 mm WSFs 4,8±0,5 m.

Im September fanden weitere Experimente statt, in denen aus drei großen Flüssigszintillator-*panels* je 4 WSFs eingehend untersucht worden sind. Zwei dieser WSFs besaßen keinen Spiegel. Die restlichen waren wie in den Versuchen im Mai mit einem Spiegel bestückt. Auch bei diesen Messungen betrug der Anteil der Zelle, auf die der Trigger zentriert war, an der gesamten Lichtausbeute pro MIP etwa 60-80%. Für die Auswertung ist bei jeder Messung nur die zentrierte Zelle betrachtet worden. Die Messungen bestehen aus jeweils 400 Ereignissen. Bei jeder Distanz fanden 1-2 Messungen pro WSF statt. Die aus diesen Messungen gewonnenen Lichtausbeuten pro WSF wurden für jede eingestellte Entfernung über alle WSFs mit und über die beiden WSFs ohne Spiegel separat gemittelt. Die Ergebnisse dieser Analyse befinden sich in Abbildung 4.12.

Somit ergibt sich für die 1,2 mm WSF ohne Spiegel eine Abschwächlänge von 5,7±0,3 m. Setzt man diesen Wert beim *fit* als Konstante und variiert I_0 und die Reflektivität R, so erhält man im Mittel eine Reflektivität von $61 \pm 5,6\%$. Diese stimmt mit der bei der Auswertung der Daten vom Mai zugrundegelegte Reflektivität von 60% im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Die Abschwächlänge entspricht der aus den Messungen vom Mai ermittelten Abschwächlänge für 1,2 mm WSFs. Die maximale Lichtausbeute I_0 bei den Messungen vom September beträgt etwa 9,6 Photoelektronen bei den WSF mit Spiegel und etwa 8,5 Photoelektronen bei den WSF ohne Spiegel. Somit ist die Lichtausbeute bei diesem Flüssigszintillator deutlich niedriger als bei dem im Mai getesteten kleinen *panel*.

4.2.6 Effizienz der getesteten Detektoren

Die Daten aus den Versuchen mit dem kleinen Flüssigszintillator-*panel* und den Plastikszintillatorstäben sind für eine Analyse der Effizienz besonders geeignet, da jedes MIP aus dem Strahl, welches den Trigger auslöst, zuvor die Stäbe durchquert hat. Bei dem *panel* durchqueren einige MIP die 0,5 mm dicken Stege, welche die Zellen voneinander trennen. Dies kann dazu führen, daß sie in keiner Zelle ein Signal hinterlassen. Bei einer Analyse der einzelnen Ereignisse wird deutlich sichtbar, daß es vorkam, daß beide Stäbe ein klares Signal zeigen und aus keiner Zelle des *panels* ein Photon detektiert wird.
Durch thermisches Rauschen des Bildverstärkers kommt es zu *Clustern* außerhalb der Fläche, die durch die WSFs abgedeckt wird. Daher muß bei einer Effizienzbetrachtung auch berücksichtigt werden, daß eine niedrige *cluster*-Zahl auf der Fläche einer WSF nicht bedeutet, daß in der zugehörigen Zelle ein Ereignis stattgefunden hat. Des weiteren muß berücksichtigt werden, daß der Trigger auch durch kosmische Schauer ausgelöst werden kann, ohne daß ein MIP den Detektor passiert. Dies wird deutlich, indem von keinem der getesteten Detektoren ein Photon registriert wird.
Die Ergebnisse der Analyse der einzelnen Ereignisse aus den Messungen bei 2 m und 6,5 m Entfernung befinden sich in Tabelle 4.4. In beiden Messungen wurden 2000 Bilder aufgenommen. In den Zeilen 'Leere Fläche' ist angegeben, in wie vielen Ereignissen mindestens die in der Spalte 'Anzahl' angegebenen *cluster* registriert wurden. In den Zeilen 'Plastikszintillator' findet sich die Häufigkeit, mit der weniger als die angegebenen *Cluster*-Zahl gefunden wurde. Bei dem Flüssigszintillator ist angegeben, wie häufig in der Summe aller drei Zellen eine geringere als die angegebene *cluster*-Zahl gemessen wurde.
Bei einigen Bildern der Mai-Daten kann man beobachten, daß die gefundenen *cluster* über den gesamten Bildschirm verstreut und nicht auf die Fläche der WSF gebündelt sind. Der optische Eindruck entspricht einem stark verschwommenen Bild. Der Grund hierfür ist unklar. Der Effekt ist bei den Messungen im September zu keiner Zeit beobachtet worden. In diesen Ereignissen findet sich eine deutlich erhöhte *cluster*-Zahl in der Fläche außerhalb der WSF.

Entfernung	Anzahl *cluster*	1	2	3	4	5	6
2 m	Leere Fläche Irrtümlich gezählte	70	18	3	2	2	2
2 m	Plastikszintillator nicht gefundene	3	3	3	3	3	4
2 m	Flüssigszintillator nicht gefundene	9	31	72	124	185	286
6,5 m	Leere Fläche Irrtümlich gezählte	73	11	4	1	1	1
6,5 m	Plastikszintillator nicht gefundene	3	3	3	5	8	12
6,5 m	Flüssigszintillator nicht gefundene	12	81	240	457	711	953

Tabelle 4.4: Nicht gefundene bzw. irrtümlich gezählte Ereignisse in den Versuchen mit den Plastikszintillatorstäben und dem kleinen Flüssigszintillator-*panel*.

In beiden Messungen finden sich drei Ereignisse, in denen auf keiner WSF ein Signal gemessen wurde (leere Ereignisse). Diese sind vermutlich auf kosmische Schauer zurückzuführen. Des weiteren finden sich in der 2 m Messung zwei und in der 6,5 m Messung ein Ereignis, welches besonders viele *cluster* außerhalb der WSF zeigt. Diese Ereignisse sind auf das oben angegebene Phänomen zurückzuführen. Die drei leeren und die verschwommenen Ereignisse werden in der folgenden Betrachtung vernachlässigt.

Werden bereits drei *cluster* auf der Fläche einer WSF als Ereignis gewertet, so ergibt sich durch Fehlinterpretationen (in leerer Fläche gefundene *cluster* eine zusätzliche Ineffizienz von etwa 0,15%. Werden bereits zwei *cluster* als Ereignis gewertet, so ergibt sich eine zusätzliche Ineffizienz von 0,8%. Bereits Ereignisse ab einem *Cluster* zu werten, ist angesichts der Misinterpretation von etwa 3,5% fragwürdig.
Im Plastikszintillator wurde bei einer Distanz von 6,5 m in keinem Ereignis weniger als vier *cluster* gemessen. Dies bedeutet für die Plastikszintillatorstäbe, daß mindestens 99,9% der Teilchen, die den externen Trigger auslösen, bei fehlerfrei arbeitender Kamera bis zu einer Distanz von 6,5 m detektiert werden können. Dort wurden im Mittel 13 *cluster* detektiert. Sinkt die mittlere *cluster*-Zahl unter 13, so steigt die Zahl der Ereignisse mit weniger als der minimal erforderlichen *cluster*-Zahl.
Bei einer Detektor-Wand entstünde eine zusätzliche Ineffizienz durch die Tatsache, daß einige MIP nur die Zwischenräume zwischen den einzelnen Stäben durchqueren, oder zwei Zellen durchqueren und somit in beiden ein reduziertes

Signal hinterlassen.
Für das kleine Flüssigszintillator-*panel*, das eine geringere Lichtausbeute als die Plastik-Stäbe aufweist, ergibt sich für den Fall, daß bereits zwei *clustern* als Ereignis zählen und einer Entfernung von 6,5 m eine Effizienz von 96,1% und bei drei *clustern* eine Effizienz von 88%. Bei Einsatz eines Flüssigszintillator-*panel* muß somit abgewägt werden, in wie weit überzählige Ereignisse akzeptabel sind, denn wenn bereits ein *cluster* als Ereignis gewertet wird, so beträgt die Effizienz bei einer Entfernung von 6,5 m immerhin noch 99,4% mit 3,5% überzähligen Ereignissen. Bei dieser Entfernung wurden im Mittel 6,6 *cluster* gezählt.

4.2.7 Positionsabhängige Lichtausbeute

Ist die Trajektorie eines MIP bekannt, so kann eine genauere Aussage bezüglich der Lichtausbeute und des Übersprechens gemacht werden. Dabei sollten für die Bestimmung der Lichtausbeute eines MIP nur solche gewertet werden, die eine Zelle ganz durchquert haben, ohne dabei auch eine weitere gestreift zu haben. So kann auch ermittelt werden wie stark das Übersprechen zwischen einzelnen Zellen ist. Des weiteren können die Verluste bestimmt werden, die dadurch entstehen, daß einige MIP auch die dünnen Stege zwischen den Zellen durchqueren.
Zur Ermittlung der Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Position, an der das MIP eine Zelle im *panel* durchquert hat, wurden bei den Experimenten im September zwei XDWC eingesetzt. Zuvor durchgeführte Kalibrierungen ergaben, daß die Summe beider Verzögerungszeiten (Links+Rechts und Oben+Unten) bei den eingesetzten XDWC je 220-230 ns beträgt.
Aufgrund von Problemen mit der Datenakquisitions-Software konnte zunächst keine Synchronisierung beider Trigger erfolgen. Gegen Ende der Strahlzeit funktionierte die Software schließlich insofern, als daß eine Aufzeichnung von Daten erfolgen konnte. Da es jedoch weitere Probleme mit dem Gassystem gab (ein zu hoher Gasfluß hatte dafür gesorgt, daß die Gasflaschen deutlich schneller als erwartet leer waren und ein Genfer Feiertag verhinderte die Beschaffung von neuem Gas), brachten die durchgeführten Messungen kein verwertbares Ergebnis.
Außerdem stellte sich heraus, daß der Trigger nicht einwandfrei funktioniert hat, denn es wurden auch Ereignisse aufgezeichnet, bei denen der EBCCD-Trigger Eingang (in 1) auf 0 lag. Des weiteren schwankt die Summe beider Zeiten einer Ebene zwischen 250 und 600 ns. Ein *Offset*, der bei jedem Ereignis unterschiedlich ist, könnte durch die Information über die Summe beider Zeiten im korrekten Betrieb und die Differenz beider Zeiten ermittelt werden. Allerdings führte auch dieser Ansatz nicht zum gewünschten Erfolg.
Diese Mängel stellten sich aufgrund der oben genannten Probleme erst im Nachhinein heraus. Es konnte jedoch gezeigt werden, daß über die Zeitinformation eine Zuordnung einzelner Ereignisse zweier separat getriggerter Detektoren erfolgen kann.

4.3 Zusammenfassung und Ausblick

Der für das OPERA-Projekt geplante Teilchenspurdetektor ist vom Aufbau dem für das MINOS-Experiment geplanten ähnlich. Wie bereits erwähnt, ist das R&D-Programm des MINOS-Experimentes in diesem Punkt deutlich fortgeschrittener als das des OPERA-Projektes. Für das OPERA-Projekt fanden Tests mit Plastikszintillatorstäben bei einer Distanz von 84 cm von der Photokathode des Vielkanal-PMT statt. In diesen Tests wurden im Mittel 8 Photoelektronen detektiert. Die MINOS-Collaboration gibt an, bei einem 8 m langen Detektor und dieser Distanz 5 bis 6 Photoelektronen detektieren zu können. Die Abschwächlänge der von der MINOS-Collaboration getesteten WSFs beträgt 5 bis 6 m. Die in unseren Experimenten ermittelte Abschwächlänge der WSFs von $5,7 \pm 0,3$ m entspricht somit den Ergebnissen anderer Kollaborationen und den Angaben von Kuraray. Es wird auch deutlich, daß die Y11-WSFs mit einem Durchmesser von 1,2 mm eine größere Abschwächlänge besitzen als 1 mm Durchmesser WSFs.
Die Effizienz der Vielkanal-PMTs liegt aufgrund der geringen *cluster*-Zahl deutlich niedriger, als die mit einer EBCCD-Kamera erreichbare. Während die EBCCD-Kamera bei den Plastikszintillatorstäben bei Distanzen von 7 m noch 12 Photoelektronen detektiert, sind dies bei dem für das MINOS-Experiment geplanten Detektor lediglich 2 Photoelektronen. Aus diesem Grunde planen sowohl die MINOS- als auch die OPERA-Kollaboration, die WSF auf beiden Seiten auszulesen und die Signale zu addieren. Die OPERA-Kollaboration gibt an, daß bei beidseitiger Auslese die Lichtausbeute an jeder Detektorposition > 5 Photoelektronen ist. Bei einer Lichtausbeute von mehr als 4 Photoelektronen ist angegeben, daß die Effizienz >97% ist.
Da die EBCCD-Kamera kein selbst-triggernder Detektor ist, ist immer ein externer Trigger erforderlich und somit keine beidseitige Auslese möglich. Dies ist jedoch aufgrund der hohen Quantenausbeute und der hohen Abschwächlänge der WSF unkritisch. Die aus den Rausch-*clustern* resultierende Fehlinterpretation kann vermutlich noch weiter gesenkt werden, indem ein qualitativerer Kunststoff als bisher für den optischen Flansch verwendet wird.
Das Problem, daß bei zu hoher Belastung des Computers keine Aufzeichnung neuer Daten von der EBCCD-Kamera erfolgt, läßt sich durch Korrekturen an der Datenakquisitionssoftware lösen. Außerdem kann nun, da der Fehler bekannt ist, vermieden werden, daß während der Datennahme der Rechner noch für andere Zwecke genutzt wird.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die EBCCD-Kamera eine interessante und vielversprechende Alternative zu herkömmlichen Vielkanal-PMT darstellt. Die Lichtausbeute ist signifikant höher und die Komponenten (Szintillator, WSF, Bildverstärker, EBCCD) sind optimal aufeinander abgestimmt. Die EBCCD-Technik ist mittlerweile ausgereift und ausreichend zuverlässig. Des weiteren ist es in Experimenten mit niedriger Ereignisrate wichtig, die Effizienz jeder Komponente zu maximieren. Nachteil der EBCCD-Kamera ist, daß sie nicht selbsttriggernd ist und somit immer ein externer Trigger benötigt wird. Dieser kann aus einer einfachen PMT bestehen.

Die Flüssigszintillator-*panel* stellen eine preiswerte Alternative zu den Plastik-Stäben dar. Es bedarf hier allerdings noch weiterer Tests bezüglich der Effizienz und auch weiterer Erfahrung bezüglich der Abdichtung der *panel*, bevor ein so großflächiger Einsatz wie im OPERA-Projekt realistisch erscheint.

4.3.1 Ausblick auf weiterführende Experimente

Zunächst sollte in zukünftigen Versuchen das Auslösen des Triggers durch kosmische Strahlung ausgeschlossen werden. Hierzu kann ein großes viertes *panel*, welches sich oberhalb der anderen drei befindet, verwandt werden.
Es sollte ebenfalls darüber nachgedacht werden, in zukünftigen Experimenten per Timer ($\sim$1 ms) und einem weiteren externen *panel* zufällige Koinzidenzen zu minimieren, indem der Trigger entweder nicht ausgelöst, oder das Ereignis nachträglich als ungültig markiert wird.
Des weiteren sollte in einem weiteren Experiment die Effizienz der Flüssigszintillator-*panel* in Abhängigkeit von Flugbahn und gegebenenfalls auch Energie des MIP untersucht werden. So könnte in einer weiteren Messung mit den XDWC der Untergrund durch zufällige Koinzidenzen dadurch minimiert werden, daß alle XDWC-Ereignisse aufgezeichnet, und so Ereignisse mit zu kurzem Abstand als ungültig markiert werden.
Weitere Experimente mit modifizierten Flüssigszintillatoren sind geplant. So könnte ein Flüssigszintillator, der bei Raumtemperatur gelartig und erst bei etwa 80° flüssig wird, eine Lösung für Probleme mit der Abdichtung darstellen. Ein *panel*, welches mit so einem Flüssigszintillator befüllt ist, kann nicht auslaufen. Des weiteren wird der Flüssigszintillator durch eine Undichtheit nicht beschädigt. Ersten Experimenten zufolge ergibt sich bei einem milchigen Flüssigszintillator aufgrund der verstärkten Streuung der Photonen eine höhere Lichtausbeute. Auch hier sind weitere interessante Experimente geplant.

Kapitel 5

Manuelles Scannen von Kernspuremulsionen

Ziel dieses Teils der Arbeit war die Erweiterung des Computerprogramms zum manuellen Scannen von Kernspuremulsionen. Dabei sollten die besonderen Anforderungen bei der manuellen Bedienung des Mikroskops berücksichtigt und alle zum Schutz der Hardware nötigen Vorkehrungen getroffen werden. Anstelle mehrerer kleiner Programme für verschiedene Aufgaben und einzelne Hardwarekomponenten sollte mit dem Programm die Steuerung der gesamten das Mikroskop betreffenden Hardware möglich sein. Dafür wurden zahlreiche neue Funktionen implementiert. Teile der Umsetzung fanden in Zusammenarbeit mit Kellmann [Kel00] statt.
Zunächst wird ein kleiner Überblick über Kernspuremulsionen und das Münsteraner Mikroskop gegeben, da in vorangegangenen Arbeiten [Bru98, Nau00, Rum00] sowohl Emulsionen als auch die Hardware des Mikroskops bereits ausführlich behandelt wurden. Im Kapitel 5.3 werden dann die Besonderheiten des manuellen Scannens und ihre Umsetzung im Rahmen des "ManualScan" Programms vorgestellt. Hierbei werden auch einige Standardverfahren erläutert.

5.1 Emulsionen

Kernspuremulsionsplatten bestehen aus einer durchsichtigen Kuststoffplatte (*Base*) mit Silberbromid in Gelatine (Emulsion) auf beiden Seiten der *Base*. Um ein Austrocknen der Gelatine zu verhindern, ist eine Lagerung bei etwa 60%-70% rel. Luftfeuchtigkeit erforderlich. Die beiden Seiten der Emulsion bezeichnet man entsprechend ihrer Lage im Teilchenstrahl als *upstream* oder *downstream*. Durchquert ein geladenes Teilchen die Emulsion, so wird das Silberbromid entlang der Teilchenbahn ionisiert. Bei dem Entwickeln der Emulsionen bilden sich um die Silberionen Silberkörner (*Grains*), die anschließend mit einem Mikroskop betrachtet werden können. Die *Grain*-Dichte entlang der Spur eines MIP beträgt bei den

Chorus-Emulsionen etwa 300 *Grains*/mm bei einer Korngröße von etwa 0,6 μm. Emulsionen sind ein akkumulierender Detektor und nehmen alle Wechselwirkungen von ihrer Herstellung bis zur Entwicklung ohne Totzeit auf. Allerdings verblassen Spuren durch Rekombinationsprozesse bei zu hoher Temperatur.
Bei der Entwicklung wird ein bedeutender Anteil der Emulsionsmasse ausgewaschen. Dieser Massenverlust führt zu einer lokal unterschiedlichen Verzerrung, die bei der Analyse berücksichtigt werden muß.
Die Dicke der *Base* und der Emulsion hängt vom jeweiligen Zweck der Emulsionsplatte ab. Um den Winkel eines durchquerenden Teilchens mit einer Genauigkeit von wenigen mrad zu bestimmen, sind dünne Emulsionsschichten (~ 100 μm) in Kombination mit einer dicken *Base* (800 μm)(Chorus-*changeble-sheets*) vorteilhaft. Um in der Emulsion allerdings Teilchenspuren und Zerfallsvertizes sehen zu können, ist eine eher große Dicke der Emulsionsschicht, wie zum Beispiel 350 μm (Chorus *bulk-sheets*), erforderlich. Allerdings führt eine zu große Dicke zu einer Zunahme der Verzerrung und zu einer zu starken Verdunkelung der Emulsion.

5.2 Münsteraner Mikroskop

Im folgenden wird der Aufbau des Mikroskops kurz vorgestellt. Eine Übersicht des Aufbaus gibt Abbildung 5.1.

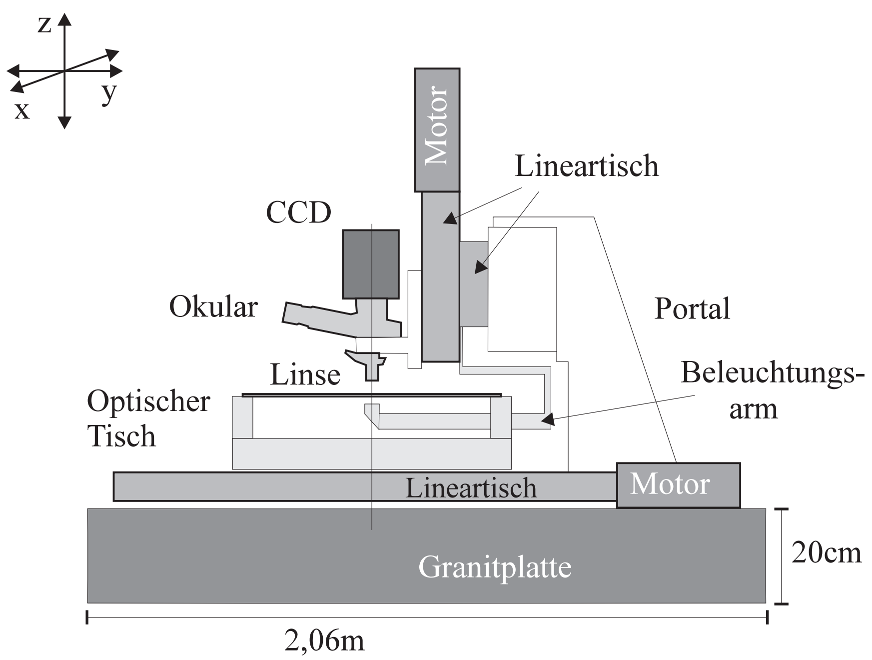

Abbildung 5.1: Aufbau des Münsteraner Mikroskops. Entnommen aus [Bru98].

5.2.1 *Stage*

Der optische Tisch besteht aus einer 40×80 cm^2 Glasplatte, auf die eine Plexiglasplatte mit Luftkanälen gelegt ist. Über diese Luftkanäle werden Emulsionsplatten mit Hilfe einer Vakuumpumpe auf dem optischen Tisch fixiert. Bewegt wird dieser Tisch in der y-Richtung durch eine Linearführung. Weitere Linearführungen verfahren die gesamte Optik in der X- und Z-Richtung. Der Beleuchtungsarm wird an der X-Achse mitgeführt. Der Antrieb der Linearführungen erfolgt durch Servomotoren, die über eine CNC (*Computer Numeric Control*) angesteuert werden. Dabei beträgt die Positioniergenauigkeit etwa 1 μm. Dieses für die Bewegungen zuständige System wird im folgenden *stage* genannt.
Zum Schutz der Hardware besitzt die *stage* mehrere Mechanismen, die eine Bewegung über den erlaubten Bereich hinaus verhindern. So darf es zum Beispiel nicht vorkommen, daß die Linse in die Glasplatte gedrückt und dadurch Teile des Mikroskops beschädigt werden. Die erste Grenze stellt der 'Software-Endschalter' dar. Bei Überschreiten einer Endposition werden die Motoren abgeschaltet und keine weiteren Positionierbefehle mehr entgegengenommen. Sollte dieser Mechanismus versagen, weil zum Beispiel durch einen Programmfehler zu hohe Werte für den Endschalter gespeichert wurden, schalten sich die Motoren spätestens bei Erreichen des 'Hardware-Endschalters' ab. In diesem Fall wird die komplette Hardware von der Spannungsversorgung getrennt. Dieser 'Not-Aus'-Mechanismus ist auch von verschiedenen Stellen des Kontroll- und des Mikroskopraumes aus manuell aktivierbar. Ein weiterer Schutzmechanismus besteht in einer automatischen Abschaltung für den Fall, daß der Motor eine zu große Kraft aufwenden muß. Da jedoch eine minimale Kraft erforderlich ist, damit sich die *stage* in Bewegung setzt, kann diese Grenze nicht so niedrig gewählt werden, daß eine Beschädigung einzelner Komponenten oder den Weg verstellender Teile (z.B. Körperteile) ausgeschlossen werden kann.
Mit dem Münsteraner Mikroskop ist es möglich, mit Geschwindigkeiten von bis zu 2 cm/s eine beliebige Position der Kernspuremulsion mit einer Genauigkeit von ~ 1 μm anzufahren.

5.2.2 Optik

Die Mikroskopoptik wird im Durchlichtverfahren betrieben. Dafür befindet sich unterhalb der Glasplatte eine 35 W starke Halogenlampe, die über den Beleuchtungsarm bei Bewegungen des Mikroskops mitgeführt wird. Da Emulsionen Teilchenspuren dreidimensional abbilden, werfen bei ungenügender Homogenität der Ausleuchtung tiefer liegende Spuren deutlich sichtbare Schatten, die eine Messung erschweren. Daher befindet sich zur Erhöhung der Homogenität oberhalb der Halogenlampe ein Diffusor. Ein Infrarotfilter verringert die Erwärmung der Emulsionen. Die mittlere Wellenlänge des Lichtes beträgt durch diesen Filter etwa $\langle\lambda\rangle$=450 nm. Um Beugungseffekte gering zu halten, ist monochromatisches

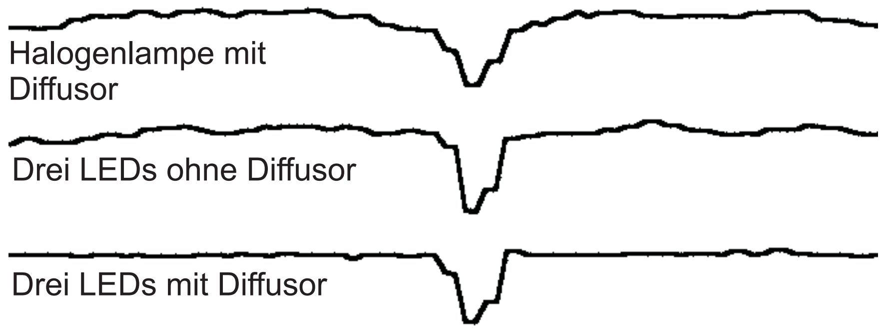

Abbildung 5.2: Helligkeitsprofil der Mitte eines Grains in willkürlichen Einheiten. Der deutlich bessere Kontrast und die signifikant niedrigere Schattenwirkung bei Einsatz einer LED-Beleuchtung sind deutlich sichtbar.

Licht vorteilhaft.
Bei dem Mikroskop sind zwei Objektive eingebaut, die von Hand gewechselt werden können. Dies sind zum einen ein 4× Objektiv zur groben Positionierung mit einem Sichtfeld von 3,6×3,6 mm^2, und zum anderen ein 50× Objektiv mit einem Sichtfeld von etwa 220×220 μm^2. Das 50× Objektiv besitzt eine Schärfentiefe von etwa 3-5 μm und ermöglicht das präzise Vermessen von Teilchenspuren. Hierbei handelt es sich um ein Immersionsobjektiv. Das notwendige Immersionsöl besitzt einen der Emulsion ähnlichen Brechungsindex (etwa 1,54). Um auch die Unterseite der Emulsion scannen zu können, besitzt es einen großen Arbeitsabstand von 1,2 mm. Die numerische Apertur beträgt 0,85.
Um Schattenwirkung, die Erwärmung der Emulsion und die Schärfentiefe weiter zu verringern, fanden Tests mit einer alternativen Beleuchtung aus 'ultrahellen' *Light Emitting Diodes* [LED99] statt. Die Helligkeit einer einzelnen LED reicht dabei nicht aus, um die Emulsion genügend auszuleuchten. Wird der Diffusor entfernt, so ergibt sich eine sehr deutliche Schattenwirkung. Daher wurden drei LEDs in Form eines gleichseitigen Dreiecks der Kantenlänge 3 cm aufgebaut und auf das Objektiv ausgerichtet. Damit ergab sich eine deutliche Verringerung der Schattenwirkung (siehe Abbildung 5.2). Die Erwärmung der Emulsion wird durch den Einsatz von LEDs erheblich vermindert, da LEDs im Vergleich zur Glühlampe einen besseren Wirkungsgrad besitzen. Allerdings besitzen sie nicht genügend Leuchtkraft um CHORUS-*bulk-sheets* auszuleuchten. Daher fanden Messungen mit dem dünneren CHORUS-*special-sheet* statt. Des weiteren befinden sich darin deutlich weniger Ereignisse. Eine bessere Schärfentiefe war bei den Tests nicht festzustellen, jedoch wird das Scannen durch den höheren Kontrast und die geringere Schattenwirkung erleichtert.

5.2.3 CCD Kamera und Matrox-Genesis Karte

Aufgenommen wird das Mikroskopbild durch einen 1024×1024 Pixel CCD Chip der Firma Thomson. Der Kamera-Kit TH78KA88 sendet über eine Wandlerkarte die Signale zur Matrox-Genesis Karte. Diese Karte verfügt über einen *Frame grabber* um die Bilder von der Kamera auszulesen, eine Multi *Digital Signal Processor*-Architektur zur Bildverarbeitung und -auswertung, sowie ein *display*-Modul, mit dem das Kamerabild auf einem separaten Monitor angezeigt wird. Die zu der Karte gehörende Bibiliothek stellt Funktionen zur Manipulation und Auswertung der Bilder zur Verfügung. Mit Hilfe eines *overlay-buffers* ist es möglich zusätzliche Informationen, wie zum Beispiel ein Fadenkreuz oder eine Spurvoraussage, in das dargestellte Kamerabild einzublenden.

5.3 Manuelles Scannen

5.3.1 Einleitung

Inzwischen ist es möglich geworden Kernspuremulsionen mit computergesteuerten Mikroskopen automatisch und in hoher Geschwindigkeit zu scannen. Weltweit führend in dieser Technologie ist das 'F-Lab' in Nagoya/Japan. Werden beim automatischen Scannen interessante Spuren gefunden, so ist eine manuelle Vermessung und Bestätigung unumgänglich.

5.3.2 Programmanforderungen

Mit einem Programm zum manuellen Scannen sollten auch unerfahrene Benutzer in der Lage sein, das Mikroskop zu bedienen und eine manuelle Analyse durchzuführen. Um durch die notwendigen Arbeitsschritte zu führen, werden Hilfsmittel, wie zum Beispiel Anweisungen auf dem Bildschirm, erklärende Meldungen zum Arbeitsablauf und eine *online* Hilfe zur Verfügung gestellt. Die grundlegenden Funktionen des Programms werden nach dem Start zunächst stichwortartig im Hauptfenster erklärt. Die *online*-Hilfe liefert einige weiterführende Erläuterungen zu allgemeinen Themen, allen Menüfunktionen und den Dialogboxen. Befindet sich der Mauszeiger über einem Menüpunkt oder einer Dialogbox, so kann durch drücken der 'F1'-Taste die Hilfe zu der jeweiligen Funktion aufgerufen werden. Eine Bedienungsanleitung mit einigen Beispielen befindet sich im Anhang B.1, so daß hier auf eine Erläuterung allgemeiner Funktionen verzichtet wird.

Wenn mit dem Mikroskop andere Objekte als große Emulsionsplatten untersucht werden, kann es vorkommen, daß Objekte auf der *stage* liegen, die bei einer Kollision die Optik beschädigen oder zerstören könnten. Daher ist es wichtig, daß eine Bewegung zu jedem Zeitpunkt schnell gestoppt werden kann. Dies sollte möglich sein ohne einen Neustart der *stage* zu erfordern. In diesem Fall reicht ein drücken der 'Escape'-Taste. Zusätzlich wird der Benutzer gewarnt, wenn eine Distanz von mehr als 3 cm mit dem 50×-Objektiv oder 9 cm mit dem 4×-Objektiv zurückgelegt werden soll. Dabei wird ihm die Distanz mitgeteilt und die Möglichkeit gegeben, den Vorgang abzubrechen. Befindet sich die Optik zu nah an der Oberfläche der Emulsion, so wird dem Benutzer nochmals vom Verfahren der *stage* über größere Distanzen abgeraten und ein Abbruch vorgeschlagen.

5.3.3 Kalibrieren der Emulsion

Um Spuren in der Emulsion wiederzufinden, werden vor der Entwickelung Eichmarkierungen (*marks*) auf die Oberfläche der Emulsion aufgebracht. Die Position dieser *marks* in Experimentkoordinaten ist bekannt. Vor jeder Messung müssen mindestens drei *marks* eingelesen werden, um die Koordinatentransformation zwischen *stage*- und Experimentkoordinaten zu bestimmen. Aus den Daten des automatischen Scannens wird eine Spurvorhersage für die einzelnen *events* in *stage*-Koordinaten erstellt. Über die *event*-Nummer läßt sich nach der Kalibrierung direkt die Position der zugehörigen Spur anfahren.

5.3.4 Vermessung von Teilchenspuren

Um bei manuellen Messungen die Koordinaten eines Punktes aufzuzeichnen, bewegt man mit der Maus das Fadenkreuz auf die Position des *grains* und drückt die linke Maustaste. Soll durch die Aufzeichnung zweier Koordinaten der Winkel zur *base* oder die Distanz der beiden Punkte berechnet werden, so muß die Verzerrung und die Schrumpfung, die beim Entwickeln der Emulsionen entstehen, berücksichtigt werden. Die Schrumpfung der Emulsionsdicke ist in der Datei, in der sich die Vorhersage zu den *events* befindet, bereits enthalten. Die Verzerrung in der Emulsion ist jedoch lokal verschieden. Da die Verzerrung zur *base* hin abnimmt, ist die präziseste Winkelmessung einer Spur durch Bestimmung der Koordinaten des jeweils ersten zur Spur gehörenden *grains* oberhalb und unterhalb der *base* möglich.Bei Zerfällen kommt es jedoch mitunter vor, daß eine Spur nicht die *base* durchquert. Um auch bei diesen Spuren eine präzise Aussage machen zu können, bedient man sich einer Referenzspur, die ohne Knick die Emulsion durchquert (Siehe Abbildung 5.3). Befindet sich eine solche Spur nah genug, um beide Spuren gleichzeitig auf dem Monitor darzustellen, so ist die Verzerrung in der Emulsion für beide Spuren etwa gleich. Zur Winkelbestimmung einer solchen Spur werden zunächst die Koordinaten zweier beliebiger Punkte entlang der Spur gemessen. Anschließend wird der Benutzer aufgefordert, sich eine Referenzspur zu suchen. Wurde diese ermittelt, so fährt das Mikroskop die Z-Positionen der beiden zuvor aufgezeichneten Punkte an und der Benutzer markiert die entsprechenden Koordinaten der Referenzspur. Anschließend wird der Winkel der Referenzspur in der *base* vermessen und so unter Berücksichtigung

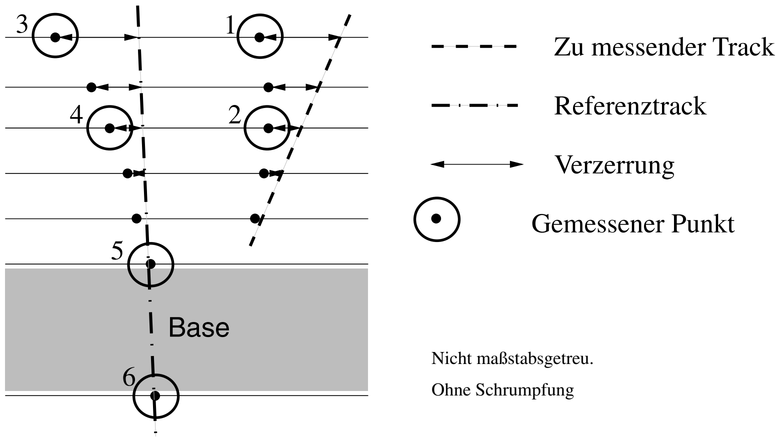

Abbildung 5.3: Scannen mit Referenzspur nach [Nau00]. Die Punkte werden in der angegebenen Reihenfolge vermessen.

der Schrumpfung durch Koordinatentransformation der Winkel der Zerfallsspur ermittelt. Weitere Informationen finden sich in [Nau00].

5.4 Zusammenfassung und Ausblick

5.4.1 Zusammenfassung

Viele für das manuelle Scannen erforderliche Funktionen wurden im Programm "ManualScan" umgesetzt. Das Programm bietet darüber hinaus Funktionen zum Aufzeichnen von Bildern, Bildausschnitten und Bildsequenzen. Das direkte Anfahren beliebiger *stage*-Koordinaten ist einfach und zügig möglich. Weitere Hilfsmittel, wie ein schneller Wechsel zwischen den Emulsionsoberflächen, erleichtern die Suche nach Teilchenspuren. Die Darstellung der Spurvorhersage als Vektor an beliebiger Position des Bildschirms, sowie die Möglichkeit benutzerspezifische Einstellungen vorzunehmen, runden das Programm ab. Der gut strukturierte Quelltext erleichtert eine Erweiterung des Programms um zusätzliche Funktionen.

5.4.2 Ausblick

Parameter, die sich aufgrund von Modifikationen an der Hardware ändern können, befinden sich noch im Quelltext. Diese sollten in eine Konfigurationsdatei ausgelagert werden. Des weiteren sollte die Koordinatentransformation der gesamten Vorhersagendatei, die momentan noch mit einem externen Programm erfolgt, in künftigen Versionen direkt in "ManualScan "eingebettet werden. Die automatische Helligkeitsregelung, wie sie zur Zeit auf Anforderung erfolgt, könnte so umgestellt werden, daß die Helligkeit auf Wunsch ständig nachgeregelt wird.

Die Verbesserungen der Beleuchtung sollte unbedingt weiter untersucht werden. So könnten zukünftige Generationen 'ultraheller' LEDs die erforderliche Helligkeit liefern und so ein deutlich kontrastreicheres Bild auch in der *bulk* liefern. Für Präzisionsmessungen wäre eine Erweiterung um ein 80×- oder 100×-Objektiv sinnvoll.

Anhang A

Programme zur Datennahme und Auswertung

A.1 Datenformat der *.run files*

A.1.1 Runheader

```
struct McRunHeader{
   int      Mag;           // 'Magic Word' 0xAABBCCEE
   int      LenHeader;     // Groesse des Runheader
   int      Number;        // Runnummer
   char     Time[32];      // Zeit: Begin der Datennahme
   char     Comment[128];  // Kommentar
   int      Type;          // Typ des Run: 0=Untergrund;
                           // 1=Daten ohne cut;2=Daten mit cut
   int      NEvents;       // Anzahl der aufgenommenen Ereignisse
   int      MEvents;       // Nicht in Gebrauch
   int      NBkgFrames;    // Anzahl der gemittelten Untergrundbilder
   int      BkgSave;       // Wurde der Untergrund gespeichert?
                           // 0=Alle Bilder;1=gemitteltes Bild.
   int      BkgSubt;       // Untergrund subtrahiert? 0=JA; 1=Nein
   int      DaqMode;       // 0=Vollbild;1=Ausschnitt s.U.
   int      Xl, Xh;        // linker Rand, rechter Rand
   int      Yl, Yh;        // Oberer Rand, unterer Rand
   int      BkgStep;       // Minuten bis neuer Untergrund gemessen
   int      PulsarGain;    // 0, 1, ....
   int      PulsarBits;    // 8, 10, 12, 14, 16
   unsigned short BkgOffs;// {\it Offset}
   unsigned short ZCThres;// cut fuer Daten
};
//--------------------------------------------------------------
```

A.1.2 Event

```
struct McEventHeader{
   int    LenHeader;      // Groesse des EventHeader
   int    LenData;        // Groesse des Bildes
   int    Type;           // BildTyp: 0=Untergrund;
                          // 1=Daten ohne cut;2=Daten mit cut
   int    Nb;             // EventNummer
   int    Time;           // EventZeit Anfangs Sekunden
                          // spaeter Millisekunden seit Runstart
};
//-----------------------------------------------------------------
   short *Picture=NULL;
   Picture = new short [LenData];
//-----------------------------------------------------------------
```

Jedes *runfile* besteht aus dem *RunHeader* gefolgt von dem ersten Untergrund-Bild (falls gespeichert) und im Anschluß die weiteren Bilder. Jedes Bild besteht aus dem *EventHeader* und den eigentlichen Bilddaten.

A.2 Vorverarbeitung der Daten

Wie bereits im Kapitel 4.2.1 erwähnt ist es notwendig die Daten vor der eigentlichen Analyse mit einem zusätzlichen Programm zu überprüfen und gegebenenfalls zu bereinigen. Des weiteren kann es interessant sein bestimmte (zum Beispiel zu helle) Bilder aus solch einem großen *run* zu extrahieren und in einen anderen (z.B. leeren) einzufügen, um sie separat auswerten zu können. Zu diesem Zweck entstanden mehrere kleine Programme zur Manipulation der *runfiles*. Im folgenden sollen diese Programme, die benötigten Argumente und ihre Funktionsweise vorgestellt werden. Allen Programmen gemeinsam ist das erste Argument, welches die zu bearbeitende Datei 'RunName.run' darstellt.

A.2.1 CheckRun.exe und CleanRun.exe

Beide Programme erzeugen eine Textdatei 'RunName_info.txt', in der zu jedem Bild die Art des Bildes (Untergrund oder echtes Ereignis), die Nummer des Ereignisses in dem *run*, die Zeitinformation zu dem Bild, die Differenz der Zeitinformation zum vorhergehenden Bild und die mittlere Helligkeit in durch Tabulator getrennte Spalten abgespeichert wird. Beide Programme löschen alle doppelten und zu hellen Bilder und speichern die zu hellen Bilder in jeweils eine externe

Datei 'RunName_ev_BildNummer.ev', damit diese gegebenenfalls separat analysiert werden können. Der Wert, ab dem ein Bild als zu hell gilt, ist optional als dritter Parameter anzugeben. Der Unterschied zwischen den Programmen besteht darin, daß 'CleanRun.exe' alle Aktionen automatisch durchführt, während 'Checkrun.exe' ausgibt, welche Bilder warum gelöscht werden sollen und dem Benutzer die Wahl läßt, was geschehen soll. Der bereinigte *run* heißt in beiden Fällen 'alterName_corr.run'.

A.2.2 CheckEvents.exe und DeleteEvents.exe

'CheckEvents.exe' gibt dem Benutzer nach Ausgabe der Information zu einem Bild die Möglichkeit dieses als zu löschen zu markieren. Ist das Ende des *runs* erreicht, werden diese markierten Bilder gelöscht. Mit 'DeleteEvents.exe' ist es möglich beliebig viele Bild-Nummern nach dem *runfile* anzugeben, die aus diesem *run* extrahiert und in einzelne Dateien abgespeichert werden. Auch bei diesen Programmen heißt der bereinigte *run* anschließend 'alterName_corr.run'.

A.2.3 InsertEvent.exe und AppendEvent.exe

'InsertEvent.exe' ist in der Lage einzelne '.ev' Bild-Dateien an beliebige Positionen in ein vorhandenes *runfile* einzufügen. Der neue *run* erhält einen Namen, der die durchgeführte Aktion repräsentiert. 'AppendEvent.exe' hängt die angegebene Bild-Datei an das Ende des angegebenen *run* und erstellt keine neue Datei.

A.2.4 ChangeEventsize.exe

Da die *runfiles* der Experimente im September (400 Bilder) etwa 225MB groß sind, kann man aus Gründen der Ersparniss von Rechenzeit und Speicherplatz den aufgezeichneten Bildbereich von 440×655 Pixel verkleinern. Bei der Suche nach den richtigen Parametern ist es zum Beispiel ausreichend einen Bildausschnitt von 300×100 Pixeln auszuwerten. Da dieser jedoch mehrere Male ausgewertet werden muß, bringt eine Verkleinerung eine Geschwindigkeitssteigerung und Verkleinerung der Datenmenge um den Faktor 10. Die anzugebenden Parameter sind neben dem Namen des *runfile* der linke, rechte, obere und untere Rand (Breite des abzuschneidenden Randes) in Pixeln. Der verbleibende Bildteil wird in eine neue Datei gespeichert, die in ihrem Namen die verwandten Parameter repräsentiert.

A.2.5 Ausblick

Die vielen kleinen Programme könnten in ein umfassendes Programm zusammengeführt werden. Die Überprüfung auf doppelte *events* sollte auch in 'offline.exe' erfolgen.

A.3 *Offline* Analyse

Zur eigentlichen *offline* Analyse dient das Programm 'offline.exe'.

A.3.1 Bedienungsanleitung für offline.exe

Nach dem Starten des Programms wird der Benutzer zuerst aufgefordert eine 'Auswertungsmaske' zu erstellen, oder zu laden (siehe Abbildung A.1), da ohne eine Maske keine Auswertung erfolgen kann. Eine solche Maske besteht im einfachsten Fall aus einem weißen Bild von der Größe der zu analysierenden Bilder. Zum Erstellen einer Maske klickt man auf 'New Mask' und es öffnet sich ein Dateiauswahlfenster, womit das Bild geladen wird, welches als Grundlage für die Erstellung der Maske dient. Links oben auf dem Bildschirm befindet sich ein Fenster, in dem das jeweils ausgewählte Bild zu sehen ist. Das ist in diesem Fall entweder das Bild, welches zum Erstellen der Auswertungsmaske dient, oder die aktuelle Maske. Über den 'Create' Knopf wird eine *plane* erstellt, welche anschließend durch anklicken der weißen Flächen im Bild mit *fibers* aufgefüllt wird. Ist die Maske erstellt, kann sie über den 'Save' Knopf gespeichert werden. Alternativ kann über 'Load' eine bestehende Maske geladen werden. Nach der Definition der zu verwendenden Maske wird die Dialogbox über 'OK' beendet.

Nun befindet sich die Dialogbox 'Operate' (siehe AbbildungA.2) mitten auf dem Bildschirm. Dies ist die Steuerzentrale bei der Auswertung. Über den Knopf 'Next Run' gelangt man in das Dialogbox 'Source & Target' (siehe Abbildung A.3). Dort lädt man über 'Open File' die .run Datei mit den Daten. Bisher wird nur das Laden aus einer Datei unterstützt. Außerdem dient diese Dialogbox auch zum Speichern der Histogramme, die mit einem Häkchen markiert sind, wenn eine Auswertung beendet ist. Die dort auswählbaren Histogramme sind permanent rechts auf dem Bildschirm zu sehen, so daß sofort eine Überprüfung der Ergebnisse möglich ist.
Bei 'Operate' gibt 'View Event' an, alle wieviel Ereignisse die Anzeige aktualisiert wird. Eine hohe Zahl (100) spart bei der Auswertung viel Rechenzeit. 'Clear Plots' sorgt dafür, daß vor jeder neuen Auswertung alle Histogramme geleert werden. Die Deaktivierung dieser Option ermöglicht das Aufsummieren mehrerer *runfiles*. Mit Hilfe von 'Step' und 'Next Event' kann ein einzelnes Ereignis angeschaut werden. 'Save Single' speichert nach jedem Bild das Ergebnis der Analyse ab. Durch 'Start' wird die Auswertung gestartet. Am Ende der Datei kommt der Hinweis 'Warning: File end or Connection Loss'. Dieser Hinweis kommt unabhängig davon, ob die Datei vollständig oder unvollständig ist. Der Rollbalken soll dazu dienen einzelne Bilder direkt anzufahren, ist allerdings noch nicht implementiert.

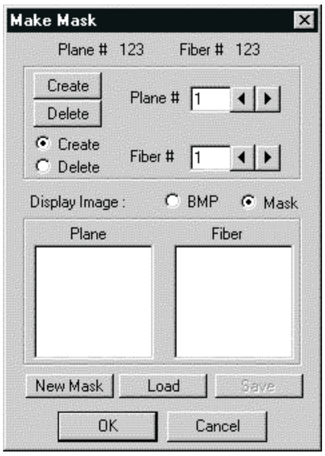

Abbildung A.1: Dialogbox zur Erstellung einer Auswertungsmaske.

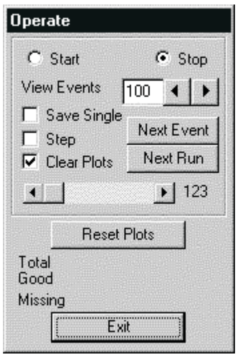

Abbildung A.2: HauptSteuerzentrale bei der Auswertung.

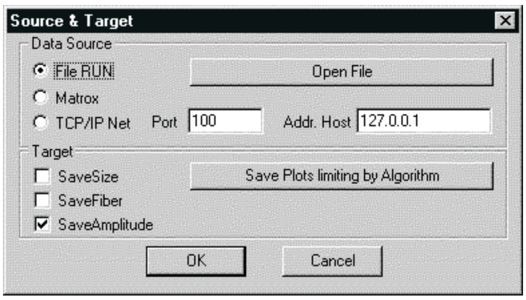

Abbildung A.3: Dialogbox zum Laden und Speichern von Dateien.

Mit der Dialogbox 'Show Plots & Images' (siehe AbbildungA.4), die sich nach dem Start auf dem Bildschirm unter 'Operate' befindet, kann der Benutzer wählen, auf welche *plane/fiber* sich das *clusternumber* Histogramm bezieht. Des weiteren kann hier gewählt werden, ob das Bild eines Ereignisses, die *cluster* eines einzelnen Ereignisses oder die Summe aller gefundenen *cluster* angezeigt wird.
Über den Menüpunkt 'File'-'Save' kann das jeweils angezeigte Bild abgespeichert oder über 'Load' ein Bild zur Darstellung geladen werden.
Der Menüpunkt 'Operate' ist für die direkte Datennahme von der Kamera, welche hier noch nicht implementiert ist, vorgesehen.
Über den Menüpunkt 'Tools' (siehe AbbildungA.5) sind verschiedene Werkzeuge zur Bildanalyse und Bildmanipulation erreichbar. Dies ist in erster Linie das Definieren einer *lookup table* ('LUT'). Damit ist der Dynamikbereich der Bilder einschränkbar und die Position dieses Bereiches bestimmbar. Des weiteren kann ein x-y Profil einer Zeile/Spalte angezeigt oder ein Bildausschnitt vergrößert werden.
Der Menüpunkt 'Options' ist ebenfalls noch nicht implementiert.
Über den Menüpunkt 'Fiber' sind alle Eingangs beschriebenen Dialogboxen erreichbar. Hierüber ist auch die Dialogbox zum Editieren der Parameter für den Suchvorgang 'Cluster parameter of search' (siehe Abbildung A.6) erreichbar. Da *runfiles* auch ohne subtrahierten Untergrund gespeichert werden können, ist dieser optional auch nachträglich über 'Using Background' subtrahierbar. 'Filtrate' ist ebenso wie eine Unterscheidung zwischen 'Expansion' und 'Local Maxima' noch nicht implementiert. 'X' und 'Y' geben die Position und die Fläche an, die ausgewertet werden soll. 'Search Area' ist die maximale Distanz weiterer zum *cluster* gehörender Pixel vom lokalen Maximum. 'Amplitude for search process' bezieht sich auf die minimale Helligkeit des lokalen Maximum ('*cut*'), die minimale Helligkeit umliegender Pixel ('Min') und die maximale Helligkeit jedes zum cluster gehörenden Pixels. 'Clustersize' gibt den Größen-Bereich an, in dem *cluster* gewertet werden. Dasselbe gilt bezüglich der *cluster*-Helligkeit für die bei 'Cluster Amplitude' eingegebenen Zahlen.
Alle Einstellungen des Programms werden beim Verlassen gespeichert, so daß bei einem erneuten Öffnen direkt weitergearbeitet werden kann.

A.3.2 Die *clustering* Routine

Im ersten Arbeitsschritt werden alle Pixel, die einen gewissen Schwellenwert überschreiten, als mögliche Kandidaten für das Zentrum eines *clusters* markiert. Im nächsten Schritt wird das lokale Maximum solcher benachbarter Kandidaten gesucht. Dieses Maximum bildet das Zentrum eines *Clusters*. Innerhalb einer Enfernung von 3 Pixeln in jede Richtung (also 7×7 Pixel Gesamtfläche) vom lokalen Maximum entfernt, bilden alle Pixel, die einen bestimmten unteren Schwellenwert nicht unterschreiten, ein *cluster* einer bestimmten Größe (A) und Helligkeit ($B = \sum_i (b_i - Offset)$).

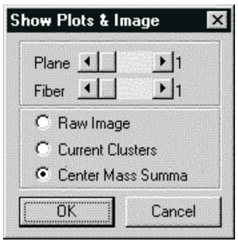

Abbildung A.4: Dialogbox zur Auswahl des Angezeigten Bildes und der Histogramme.

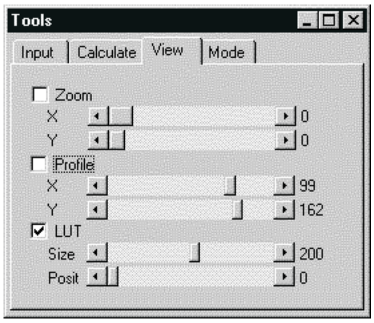

Abbildung A.5: Dialogbox zur Bildanalyse und Bildmanipulation.

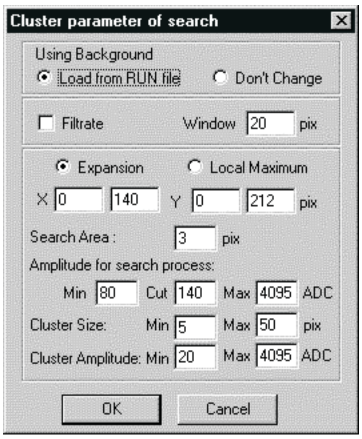

Abbildung A.6: Dialogbox zum Editieren der Parameter für die Suche nach *clustern*.

Anhang B

Das ManualScan - Programm

In dem folgenden Kapitel soll das Programm ”ManualScan” sowohl für Benutzer, als auch für Programmierer erklärt werden. Nach einigen allgemeinen Benutzungshinweisen in B.1.1 und der Vorstellung einiger spezielleren Funktionen in B.1.2 und B.1.3 werden in B.2 alle über das Menü oder über Tastenkombinationen erreichbaren Funktionen kurz vorgestellt. Das Kapitel B.3 richtet sich an Programmierer, die beabsichtigen das Programm um weitere Funktionen zu erweitern. Dort werden die wichtigsten Klassen und ihre Funktion kurz vorgestellt.

B.1 Bedienungsanleitung für Fallbeispiele

B.1.1 Benutzung des computergesteuerten Mikroskops

Inbetriebnahme der Hardware

Nach dem Einschalten der Hardware muß zunächst die *stage* initialisiert und alle drei Achsen in die Null-Position gefahren werden. In diesem Falle öffnet sich beim Start von ManualScan die Dialogbox mit den *stage*-Options. Da es wichtig ist, daß bei diesem Arbeitsschritt keine Gegenstände den Weg der *Stage* versperren, ist die Initialisierung nicht automatisiert. Die Initialisierungskomandos sollten alle über das Feld 'Enter Stage Command' mit der Option 'Without Reply' eingegeben werden. Mit dem Befehl 'pf1' wird zunächst die 'Reglerfreigabe' aktiviert. Ein deutliches Klicken von der Steuerungselektronik bestätigt diesen Befehl. Mit 'brz' fährt die Z-Achse in die 0-Position. Ist die Z-Achse zum Stillstand gekommen, verfährt man analog mit der Y- und der X-Achse ('bry','brx').

Steuerung des Mikroskopes

Vor jeder Messung sollte man sich vergewissern, daß die Koordinatentransformation von Bildschirm zu Stage Koordinaten das richtige Objektiv voraussetzt (Anzeige rechts oben im Bildschirm). Beim Programmstart wird der Benutzer

aufgefordert das aktuell verwendete Objektiv auszuwählen. Ein Wechsel kann jederzeit über den Menüpunkt 'Options'-'Objective' durchgeführt werden. Eine Auflistung der wichtigsten Tastatur- und Mausfunktionen wird beim Start in das Hauptfenster geschrieben.
Über die '+' und '-' Tasten wird die Geschwindigkeit verstellt. Standardmäßig verfügbare Werte sind '20.000','2.000','1.000','300','60' und '6' μm. Über die Cursor 'up'/'down'-Tasten kann die Z-Achse bewegt werden. Bei eingeschaltetem Ziffernblock läßt sich die X-Y Ebene über die Tasten 1 bis 9 steuern. Die Taste '0' fährt die Z-Achse einige μm hoch und anschließend zurück, da es für Präzisionsmessungen erforderlich ist die *grains* immer aus einer Richtung anzufahren. Mit der Taste 5 wird die Optik fünf mal hoch- und runtergefahren. Dies erleichtert das Identifizieren von Teilchenspuren. Über die Bild-rauf und Bild-runter-Tasten läßt sich die Größe des Fadenkreuzes der Maus auf dem Scan-Bildschirm verändern.

Aufnehmen von Bildern

Es gibt zwei Möglichkeiten Bilder aufzunehmen. Die einfachste ist über das Menü 'Options'-'Picture' oder über die Taste 'Einfügen'. Dadurch öffnet sich eine Dialogbox, in der der Bildschirmausschnitt, Bildname, das Datenformat, sowie einige weitere Optionen zur Verfügung stehen, die in der *online*-Hilfe dokumentiert sind. Es können auf diesem Wege auch Sequenzen (direkt über die Taste 'Entfernen' erreichbar) von x-Bildern mit einem Z-Abstand von z μm aufgenommen werden. Die positive Bewegungsrichtung ist hierbei von unten nach oben.
Eine weitere Möglichkeit einen Ausschnitt zu speichern eröffnet sich bei Drücken der 'Strg' Taste. Dann wird das Fadenkreuz auf dem Scanmonitor zu einer Box mit der siebenfachen Kantenlänge des Fadenkreuzes. Die Größe dieser Box kann ebenfalls über die Bild-rauf und Bild-runter-Tasten verändert werden. Nach Drücken der rechten Maustaste wird der so markierte Bildausschnitt gespeichert. Der Name des Bildes kann in dieser Version nur aus Ziffern ('Event Nummer') bestehen. Das Bild wird in 'H:/Pictures' gespeichert.

B.1.2 Scannen von Emulsionen

Um Spuren in der Emulsion zu finden existieren einige Hilfen. Zum einen kann durch Drücken der 'Leertaste' zu jedem Zeitpunkt die Region um die aktuelle Bildschirm für Bildschirm spiralförmig abgesucht werden. Rechts unten auf dem Scanmonitor wird der aktuelle Bildschirmausschnitt in einer Karte markiert.
Über 'Goto'-'View' ist jeder der 24 Bildschirmausschnitte direkt anfahrbar. Zum zentralen Bildschirmausschnitt oder zur aktuellen Spurvorhersage fährt man mit der 'Home'-Taste zurück. Die 'End' Taste definiert die aktuelle Position als 'Home'-Position. Wurden mit 'Measure Surfaces' die Oberflächen vermessen, so kann man mit 'Tab' zur gegenüberliegenden Emulsionsoberfläche fahren. Hiermit wird das Auffinden von Spuren in der Emulsion erleichtert. Die Geschwindigkeit

mit der zwischen den Emulsionen gewechselt wird, ist in 'Options'-'Program' einstellbar.
Zusätzlich ist es möglich durch Messen zweier Eckpunkte ein beliebiges Rechteck auf der Emulsion zu definieren, welches anschließend in Schlangenlinien abgesucht wird [Kel00]. Nach jedem Weiterbewegen um einen Bildschirm wird die Emulsionsoberfläche wie bei 'Tab' gewechselt, so daß zum Beispiel nach Alphazerfällen in der Emulsion gesucht werden kann. Da diese Suche ebenfalls über die 'Leertaste' aufrufbar ist, besteht der Unterschied darin, daß für diese Funktion die 'Event Nummer' 0 sein muß.
Soll eine Messung zu einem späteren Zeitpunkt fortgesetzt werden, oder ist ein Programmabbruch erforderlich, so läßt sich die aktuelle Position, die Koordinaten der Eckpunkte, der Oberfläche und weitere für die Vermessung von Alphas wichtige aktuelle Daten abspeichern, so daß beim nächsten Programmstart genau dort weitergemacht werden kann.

B.1.3 Scannen von Chorus Emulsionen

Allgemeine Vorgehensweise

Im folgenden soll anhand eines Beispiels gezeigt werden, wie in einer CHORUS Emulsion gezielt ein *event* angefahren wird. In diesem Fall soll in der Platte '5226' das *event* '39421302' angefahren werden. Zunächst sollte man in einem Scanning Sheet oder einer anderen Quelle nachsehen, welches die vier Eichmarkierungen sind, die diesem *event* am nächsten sind. In diesem Falle sind das die Nummern 175;176;194;195. Zunächst legt man die Emulsionsplatte mit der Schablone für die Eichmarkierungen auf das Durchlichtgerät. Hierbei muß die grüne '5226' rechts oben und Eichmarkierung 1 rechts unten liegen. Die Markierung 175 ist (wie alle ungeraden) mit bloßem Auge erkennbar und sollte mit einem kleinen Stück Klebestreifen markiert werden, welches von außerhalb des Rechtecks auf diesen Punkt zeigt. Diese Emulsionsplatte fixiert man anschließend mit der grünen '5226' in Richtung der Nullpunkte auf der *stage*. Die Nullpunkte befinden sich dort, wo sich die Stage bei der Initialisierung hinbewegt.
Die Eichmarkierungen ('Fiducials') werden nun mit dem 4×-Objektiv eingemessen. Zunächst muß dem "ManualScan"-Programm die Modulbezeichnung (mdt52t) mitgeteilt werden ('Info'-'Module','F2' oder Knopf rechts oben in der *Toolbar*). Als nächstes fragt das Programm nach der 'Plane Number' (ist in diesem Fall 26) und anschließend sollte die Frage nach dem Vermessen der 'Fiducials' bejaht werden. Hierbei sollte sinnvollerweise mit dem markierten 'Fiducial' angefangen werden. Nun folgt man den Anweisungen des Programms. Nach dem ersten 'Fiducial' werden die weiteren drei direkt angefahren und müssen nur noch durch einen Mausklick bestätigt werden. Mit der Meldung 'Calibration finished - saved $A01 File' teilt das Programm mit, daß nun die externe Koordinatentransformation gestartet werden muß. Dazu geht man mit einer Eingabe-

aufforderung in das Verzeichnis 'H:/data/WA95/mdt52t/pl26/Ver40', wobei im Pfadnamen gegebenenfalls Modulbezeichnung oder 'Plane Nummer' ausgetauscht werden müssen. Der Befehl 'b' führt die Koordinatentransformation durch. Die Vorhersagen in CHORUS-Koordinaten aus der $lc01 Datei werden so in *stage* Koordinaten umgewandelt. Die Parameter, die nun abgefragt werden, sollten 'stage=1','job=24','chorus=1' lauten. Während der Koordinatentransformation hat man genügend Zeit das Objektiv zu wechseln, da für die folgenden Messungen das 50×-Objektiv benötigt wird.
Durch nochmalige Eingabe der 'Plane Nummer' werden die aktualisierten *stage*-Koordinaten für die Vorhersagen geladen. Die Frage nach dem Vermessen der 'Fiducials' wird diesmal verneint. Nach der Eingabe der 'Event Nummer' sollte zur Korrektur das 'Nearest Fiducial' mit dem 50×-Objektiv nochmals vermessen werden. Nach dem Klick wird das Neutrinoereignis angefahren und kann dann angesehen und vermessen werden.

Spezielle Funktionen

Die vorhergesagte *upstream* oder *downstream* Position der Spur läßt sich über 'Goto Event' anfahren. Über 'Info'-'Display Track' bekommt man die aktuelle Spurvorhersage als Vektor angezeigt. Über Shift+Rechte Maustaste läßt sich diese die Anfangsposition dieses Vektors umpositionieren. Über 'Measure'-Type' stehen verschiedene stehen verschiedene Standardmessungen (Winkel oder Vertizes) zur Verfügung.

B.2 Allgemeine Bedienungsanleitung

Bei Fragen zu einzelnen Menüpunkten sollte die *online* Hilfe benutzt werden.

B.3 Programmgliederung

Bei der Programmierung wurde besonderen Wert darauf gelegt, daß der Quelltext strukturiert, dokumentiert und übersichtlich ist, so daß er zu einem späteren Zeitpunkt problemlos erweitert werden kann. Ausgenommen hiervon sind einige Teile, die aus Nagoya übernommen wurden. Dieses soll nur eine kurze Übersicht über die wichtigsten Klassen und ihre Funktion geben. Weiteres findet sich im Quelltext.

Mit dem *App Wizard* von Visual C++ erstellte MFC Programme besitzen ein Hauptfenster (*mainframe*), welchem ein Menü und gegebenenfalls eine *Toolbar* zugeordnet sind. Des weiteren besitzen sie meistens ein *child*-Fenster, welches zur Bildschirmausgabe gedacht ist.

Der Hauptteil des Programms, welcher für alle über das Menü erreichbaren Funktionen zuständig ist, heißt **'MainFrm.cpp'**. Von hier aus werden die Dialogboxen geöffnet, Einstellungen vorgenommen und der grobe Programmablauf gesteuert.
Dieses Hauptfenster besitzt ein *child*-Fenster. In diesem Fenster werden das Drücken von Tasten und Bewegungen mit der Maus abgefangen. Des weiteren geschehen hier alle Ausgaben auf dem Bildschirm. Somit geschieht in diesem Programmteil alles, was mit der Steuerung des Mikroskops, der Vermessung von Spuren und der interaktiven Benutzerführung zu tun hat. Diese Funktionen finden sich in **ManualView.cpp**

Damit sich das Programm immer in einem definierten Zustand befindet und unnötiger Überhang durch die Kommunikation einzelner Programmteile untereinander vermieden wird, sind einige globale Variablen vorteilhaft. Diese sind, wie auch alle Konstanten und Dateipfade, in **'Manual.h'** definiert. Die globalen Variablen werden in **'Main.h'** instanziiert. Dort werden auch die Werte der Variablen bei Programmstart festgelegt.

Alle Berechnungen, die mit Spurvorhersagen, Eichmarkierungen oder Vermessungsalgorithmen zu tun haben, befinden sich in **'jap_c.cpp'**. Einige weitere Vermessungsroutinen, die eher der lokalen Hardware zuzuordnen sind, so wie die Algorithmen zur Vermessung von Alpha-Spuren (siehe hierzu auch [Kel00]) befinden sich in **'SetMeasure.cpp'**. Dieser Prozedur ist auch das Datenformat der externen Informationsdateien zu den vermessenen Alpha-Spuren zu entnehmen.

Alle Prozeduren, die die Kommunikation mit der *stage* betreffen, befinden sich in **'Stage.cpp'**. Hier sollte erwähnt werden, daß die Stage auf Positionierungsbefehle eine Antwort gibt, die nicht immer abgefragt wird, da sonst ein Stoppen nicht möglich wäre. Um diese Antwort aus dem Puffer zu löschen und gegebenenfalls die Stage zu stoppen wird häufig **StopStage2()** verwendet. Wird dies vergessen, kann es zu unvorhergesehenen Positionierungen kommen!

Alle Prozeduren, die die Kommunikation mit der Genesis-Framegrabber-Karte betreffen, befinden sich in **'CMil.cpp'**. Diese Klasse sollte langfristig auf die *Genesis Native Library* umgestellt werden.

Literaturverzeichnis

[ATL96] The ATLAS/Tile Calorimeter Collaboration, *Tile Calorimeter - 5.5.1.2 Time response properties*, CERN/LHCC 96-42 http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/SUB_DETECTORS/TILE/TDR/html/TDR-138.html#HEADING138-0, 15.Dezember 1996

[Bei85] Bernhard Prager, *Beilsteins Handbuch der organischen Chemie*, 3. und 4. Ergänzungswerk, Band27 Teil12 4.Auflage, Springer, 1985

[Bi00C] Bicron Company, *BC-600 Optical Cement* http://www.bicron.com/bc600.htm

[Bi00F] Bicron Company, *Standard Plastic Scintillation Wavelength Shifting and Optical Fibers* http://www.bicron.com/stdwaveopticalfiber.htm

[Bi00L] Bicron Company, *BC-517L Mineral Oil Based Liquid Scintillator* http://www.bicron.com/bc517L.htm

[Bic93] Bicron Company, *Scintillation Products* Brochure, Oktober 1993

[Bru98] Nicola Bruski, *Konzept und Aufbau eines Kernspuremulsionsscanning-mikroskops*, Diplomarbeit, IKP Münster, März 1998

[Chu98] J.L.Chuma TRIUMF *Computing Document*, TRI-CD-93-01 Vancouver, B.C., Canada, Januar 1998

[Daq99] C.Delaere & E.Forton *Programm zur Datennahme über VMEbus*, IKP der katholischen Universität Louvain, Mai 1999

[Gol00] S.V. Golovkin, *Liquid Scintillator Option* Talk to Cern SPS Commitee September 2000

[Kel00] Timo Kellmann, *Kernspuremulsionen Alpahzerfälle und Kalibration mittels kosmischer Strahlung*, Diplomarbeit, IKP Münster, Dezember 2000

[Kno89] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, 1989

[Kre98] Igor Kreslo, *A Single Photon Sensitive Multichannel Readout: the Megapixel EBCCD*, Talk auf dem RD46-Collaboration Meeting, CERN, Dezember 1997

[Kre01] Igor Kreslo, Persönliche Mitteilung, Februar 2001

[LED99] Ultrahelle grüne LED: Typ Marl RS-Katalog Bestell-Nr 228-1879

[MIN98] The MINOS Collaboratin, P.Adamson et al. MINOS *Technical Design Report The October 1998 version 1.0 of the* MINOS *detector TDR*, NuMI-L-337, http://www.hep.anl.gov/ndk/hypertext/minos_tdr.html, October 1998

[MIN99] The MINOS Collaboratin, R.K. Plunkett et al. *Preliminary Report of the HPD/PMT Fact-Finding Committee (Version 2.0)*, NuMI-L-445 http://www.hep.anl.gov/ndk/hypertext/numil445.html, 28.Januar 1999

[Nau00] Axel Naumann, *Implementierung des Automatischen Scannens für ein Kerspuremulsionsmikroskops - Grundlagen und Datenanalyse*, Diplomarbeit, IKP Münster, Januar 2000

[Nov00] V.Novikov, *EBCCD Camera User Guide*, April 2000

[OPE97] OPERA - Letter of Intent LNGS-LOI 8/97, 08.09.1997

[OPE00] OPERA - Experiment Proposal CERN/SPSC 2000-028, 10.07.2000

[PDG00] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet* American Institute of Particle Physics 2000 Edition

[RD46A] P.Annis et al., *Tracking with capillaries and liquid scintillator*, Nuclear Physics B: Proc. Suppl. 390-395, 1998

[RD46B] J.Konijn et al., *RD46 Status Report*, Mai 2000

[Roe95] André Röhring, *Aufbau und Test eines Detektors für Experimente mit kosmischer Strahlung*, Diplomarbeit, IKP Münster, November 1995

[Rum00] Jens Rump, *Implementierung des Automatischen Scannens für ein Kerspuremulsionsmikroskops - Kalibrierung und Datennahme*, Diplomarbeit, IKP Münster, Dezember 2000

[Sch97] Norbert Schmitz, *Neutrinophysik*, Teubner, 1997

[Sci97] Vasken Hagopian and Ian Daly, *Radiation Damage of Fibers*, CP450, SciFi97 Workshop on Scintillation Fiber Detectors, 1997

[Sie98] Prof. Dr. Christian Siemers *Rechnernetze und Anwendungen*, Script zur Vorlesung, Institut für angewandte Informatik der TU Clausthal, SS1998

[SKA00] H.Sobel (Super-Kamiokande Collaboration) *The Study of atmospheric Neutrinos with Super-Kamiokande*, Talk auf der 19. internationalen Konferenz zur Neutrinophysik und Astrophysik in Sudbury, Kanada, 17.06.2000

[Spa98] J.Spanggaard, *Delay Wire Chambers A Users Guide*, CERN - SL Division, SL-Note-98-023 (BI), Genf, Schweiz, 1998

[Str95] Steffen Strauch / FRiedrich Neumeyer *Fit 3.0 Reference Manual*, IKP der TH Darmstadt, September 1995

[Str00] P.Strolin et al., *An appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu\tau$ oscillations in the CNGS beam*, Talk vor dem SPS Kommitee, Genf/Schweiz, September 2000

[Win97] Oliver Wind *Spektroskopie quantisierter Zustände in nanokristallinen Halbleitern*, Dissertation, Universität Karlsruhe, Institut für Angewandte Physik, 1997

[Wol96] Thomas Wolff, *Test und Betrieb eines Glaskapillarendetektors mit einer optoelektronischen Auslesekette*, Diplomarbeit, IKP Münster, April 1996

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen herzlich danken, die mich beim Erstellen dieser Arbeit unterstützt und zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Dieter Frekers, der mir eine Diplomarbeit zu einem interessanten Thema in einer europäischen Kollaboration und in diesem Rahmen gleich zwei Aufenthalte am CERN ermöglichte.

Bedanken möchte ich mich aber auch bei Frau Dipl. Phys. Nicola Bruski für die Einarbeitung in die Emulsionsmikroskopie, die gute Zusammenarbeit, die vielen interessanten Gespräche, die kritische Durchsicht dieser Arbeit und ihre konstruktiven Vorschläge.
Ebenso danke ich Herrn Dipl. Phys. Sven Rakers für die vielen aufschlußreichen Diskussionen und interessanten Denkanstöße, seine beständige Unterstützung und Hilfsbereitschaft, sowie die kritische Durchsicht dieser Arbeit.
Des weiteren danke ich Herrn Dipl. Phys. Aimo Bülte, der mir bei der Verbesserung des Scanprogramms eine große Hilfe war. Ich danke auch Herrn Dipl. Phys. Christian Vitt, der durch seine freundliche Bereitschaft auch am Wochenende oder zu später Stunde mal für kleine Fragen offen zu sein, fast schon zu einem Mitglied der Arbeitsgruppe geworden ist.
Ich bedanke mich aber auch bei Herrn Timo Kellmann, der durch seine interessanten Ideen die Arbeit nie langweilig werden ließ und bei Problemen immer mit Rat und Tat zur Seite stand.
Mein Dank gilt auch allen übrigen Gruppenmitgliedern, insbesondere Roman Schmidt, Christian Bäumer und Dipl. Phys. Thomas Wolff für die angenehme Arbeitstmosphäre.

Especially I would like to thank Igor Kreslo, Sergej Golovki, Vladimir Novikov, Andrej Medvedkov, Alessandro Ruggieri for the great atmosphere, the interesting insights into physical questions and the good teamwork at the experimental areas at CERN.

Nicht vergessen möchte ich an dieser Stelle meine guten Freunde, die so oft auf meine Anwesenheit verzichtet und mir trotzdem stets zur Seite gestanden und mich unterstützt haben.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich an dieser Stelle bei meinen Eltern und meinem Bruder, ohne deren beständige Unterstützung mir dieses Studium nicht möglich gewesen wäre.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit ohne fremde Hilfe verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, im März 2001