Kapitel 6

Szintillierende Fasern im Detektor

6.1 Simulation

Die Entscheidung, unter alternativen Detektormaterialien das optimale auszuwählen, setzt Kenntnisse über die Anforderungen und damit der am Detektor herrschenden Bedingungen voraus. Da sich der Detektor jedoch noch in der Entwicklungsphase befindet, muß man auf Informationen aus Simulationsrechnungen zurückgreifen.

Das Programmpaket GEANT aus der CERN-Program-Library [CER 89] ist ein speziell für solche Detektorsimulationen entwickeltes Programm. Es zeichnet sich vor allem durch seine variabel programmierbare Detektorgeometrie aus, die vom Benutzer als Subroutine in das Programm integriert wird. Sämtliche physikalischen Vorgänge des Trackings der Teilchen durch den Detektor übernimmt das Programm selbst. Man hat jedoch zu jedem Zeitpunkt die Möglichkeit, auf alle, die Detektorentwicklung entscheidenden Parameter zuzugreifen (wie z.B. dem Energieverlust eines Teilchens an einem bestimmten Ort des Detektors).

Um die bei den COSY-Energien (0.5-2.5 GeV) interessierenden Streureaktionen zu generieren (Targetsimulation), bedarf es eines weiteren Programmpakets. In den Simulationen für das Anregungsexperiment wurde hierfür das Program FOWL verwendet, das bei vorgebenen Bedingungen der Eingangskanäle einer Reaktion über Phasenraumrechnungen die Kinematik der Ausgangskanäle liefert [LAH 90].

Abb. 6.1 zeigt die Programmstruktur der hier verwendeten Detektorsimulation.

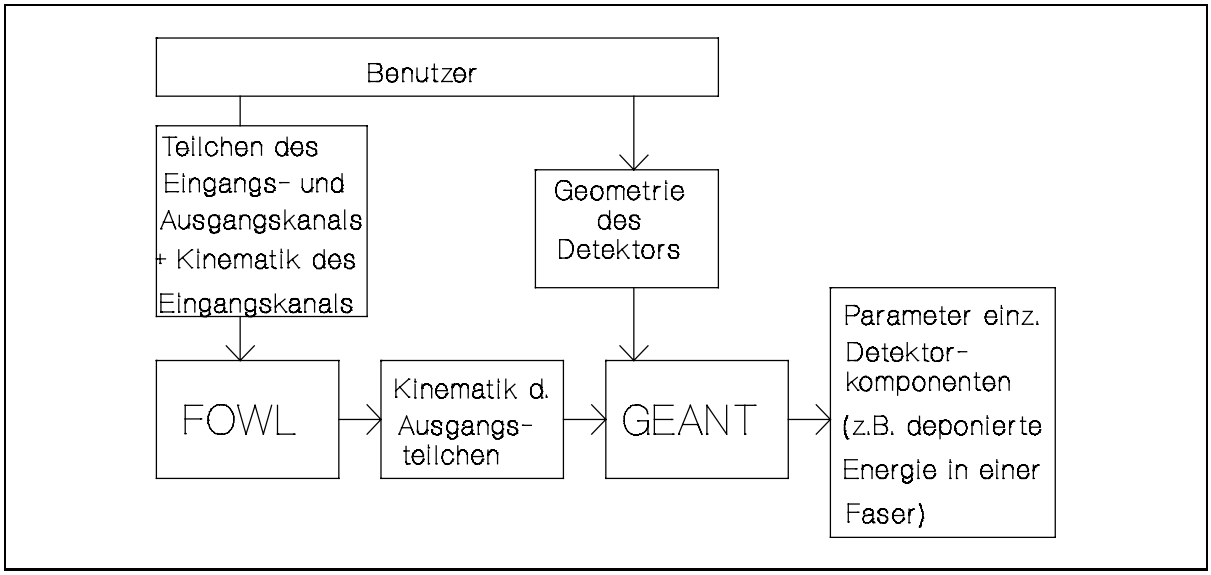

Abb. 6.1 Programmstruktur der hier durchgeführten Simulation eines Detektors mit szintillierenden Fasern

In der speziell die Fasern betreffenden Simulation wurde die Frage gestellt, ob die in dieser Arbeit getesteten Fasern als ortsauflösende Szintillatoren im Detektor eingesetzt werden können.

Um diese Frage zu beantworten, werden alle Segmente aus normelen Szintillatormaterial durch quadratische Fasern ersetzt (s. Kapitel 1). Somit ist die gesamte Detektoroberfläche (Länge des Zylinders ist 100 cm) mit dicht aneinanderliegenden Fasern umwickelt (Abb. 6.2).

Als Reaktion werden bei zwei verschiedenen Einschußenergien (T_{kin} = 0.5 bzw. 2.5 GeV) 10000 elastische Proton-Proton-Streuungen simuliert, und der entsprechende Energieverlust der Ausgangsteilchen in den einzelnen Fasern akkumuliert.

Das Ergebnis der Simulation soll Aufschluß über den Energieverlust der Protonen in einer Faser in Abhängigkeit der Lage der Faser auf dem Zylindermantel geben.

In einem Scatterplot (dort ist die Häufigkeit ~ Punktdichte) kann man sich veranschaulichen, in welchen Teil des Detektors und mit welcher Wahrscheinlichkeit Protonen einer bestimmten kinetischen Energie gestreut werden (Abb. 6.3).

Man erkennt, daß fast alle Protonen auf einer Hyperbel liegen (entsprechend Formel 1.1), wobei die niederenergetischeren Protonen die in Targetnähe liegenden Fasern durchqueren (Targetnähe entspricht kleinen Abständen in Abb. 6.3 - 6.6).

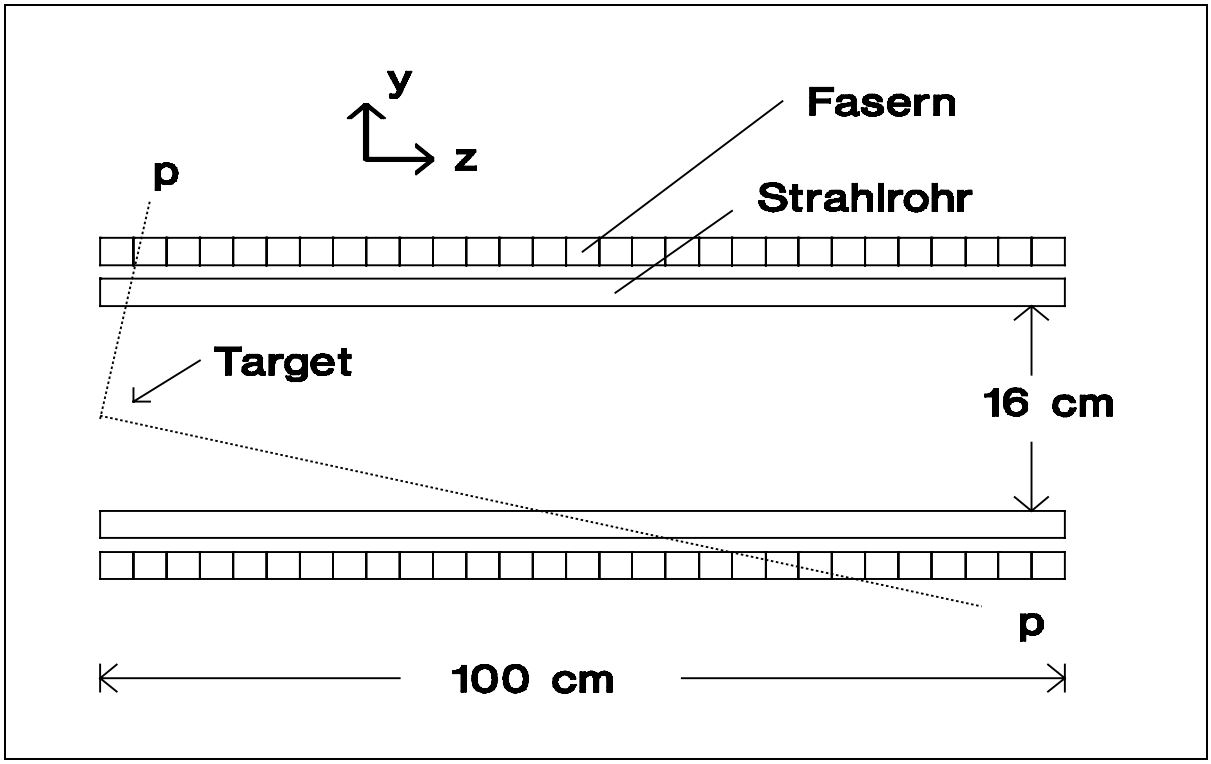

Abb. 6.2 Schematischer Schnitt durch den simulierten Faserdetektor; das Strahlrohr ist mit 2 mm, quadratischen Fasern umwickelt

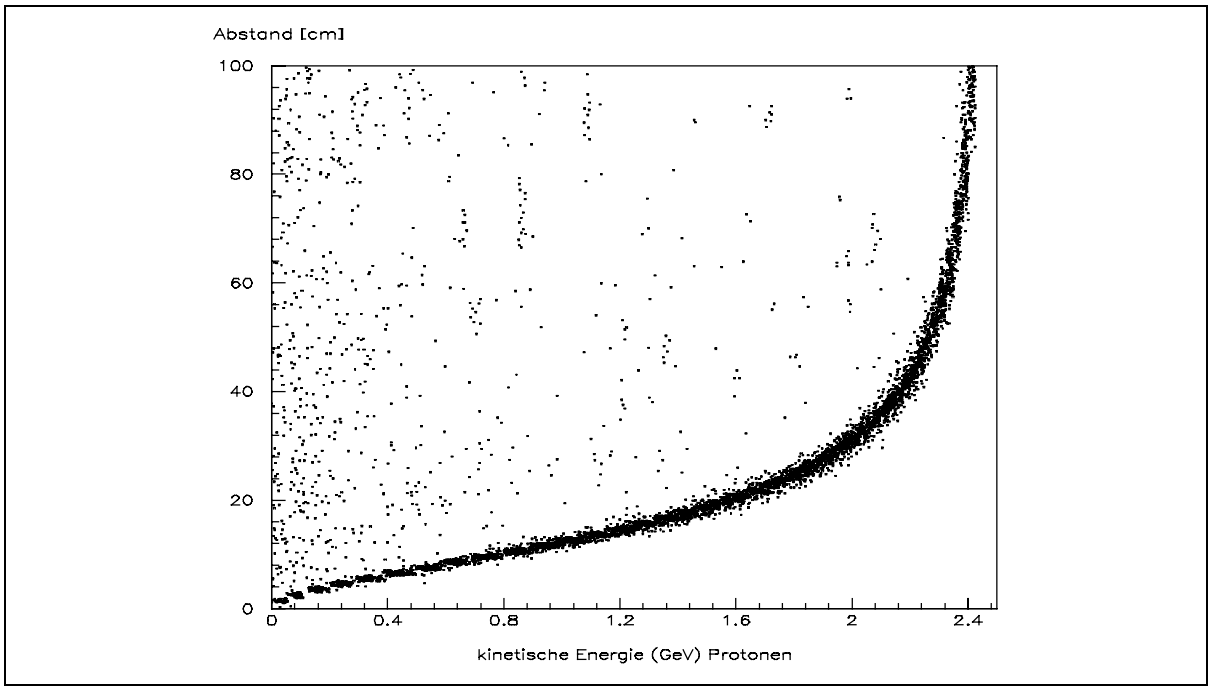

Abb. 6.3 Die Punktdichte entspricht der Häufigkeit, mit der gestreute Protonen einer bestimmten kinetischen Energie eine Faser (im Abstand zum Target gemessen) durchqueren

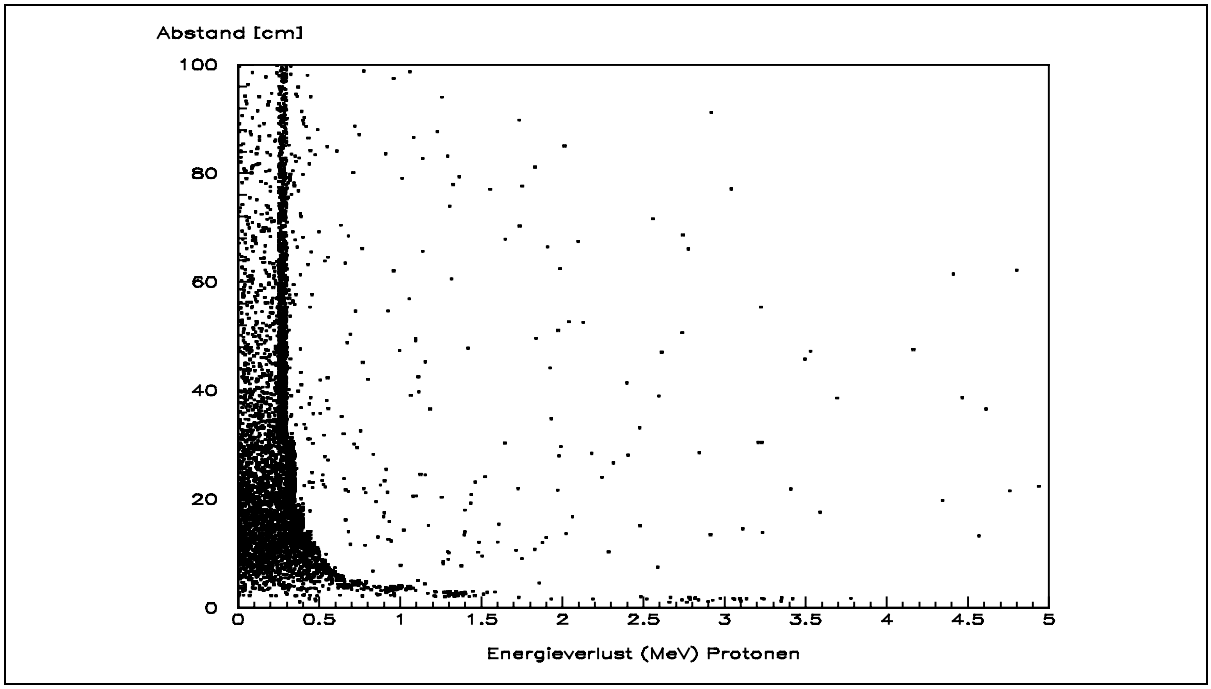

Abb. 6.4 Energieverlust gestreuter Protonen in 1 mm, quadratischen Fasern, die in einem bestimmten Abstand zum Target liegen, bei einer kinetischen Energie der Protonen im Eingangskanal von 2.5 GeV

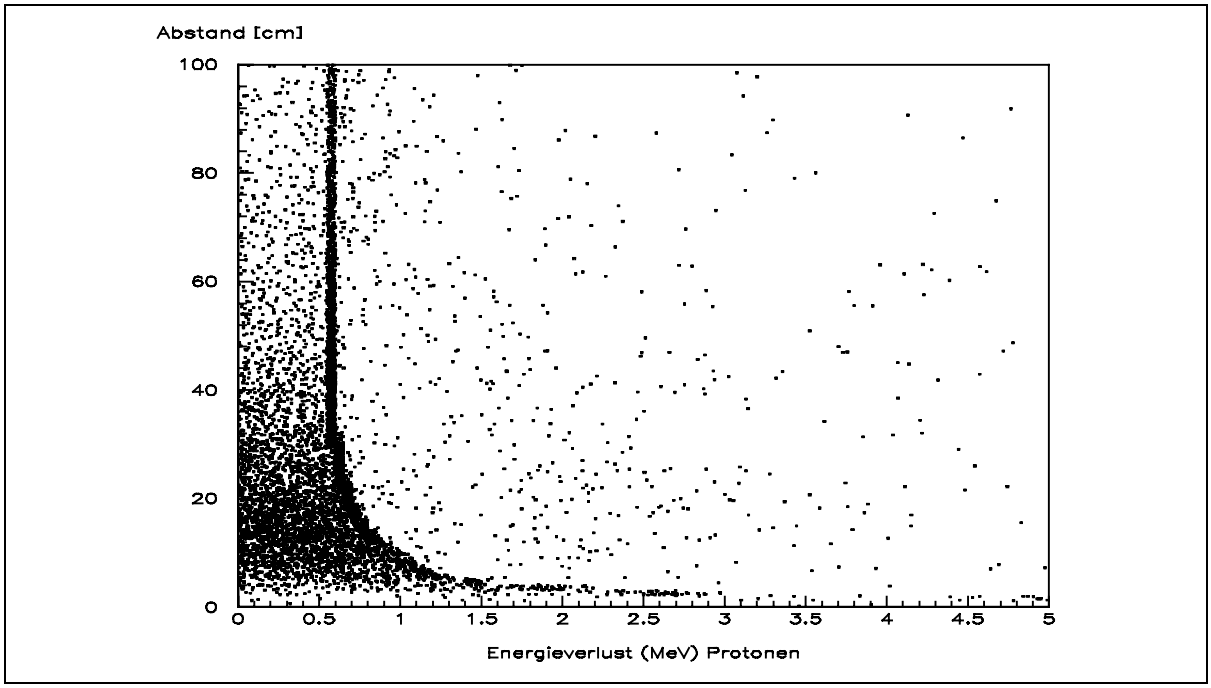

Abb. 6.5 Energieverlust gestreuter Protonen in 2 mm, quadratischen Fasern, die in einem bestimmten Abstand zum Target liegen, bei einer kinetischen Energie der Protonen im Eingangskanal von 2.5 GeV

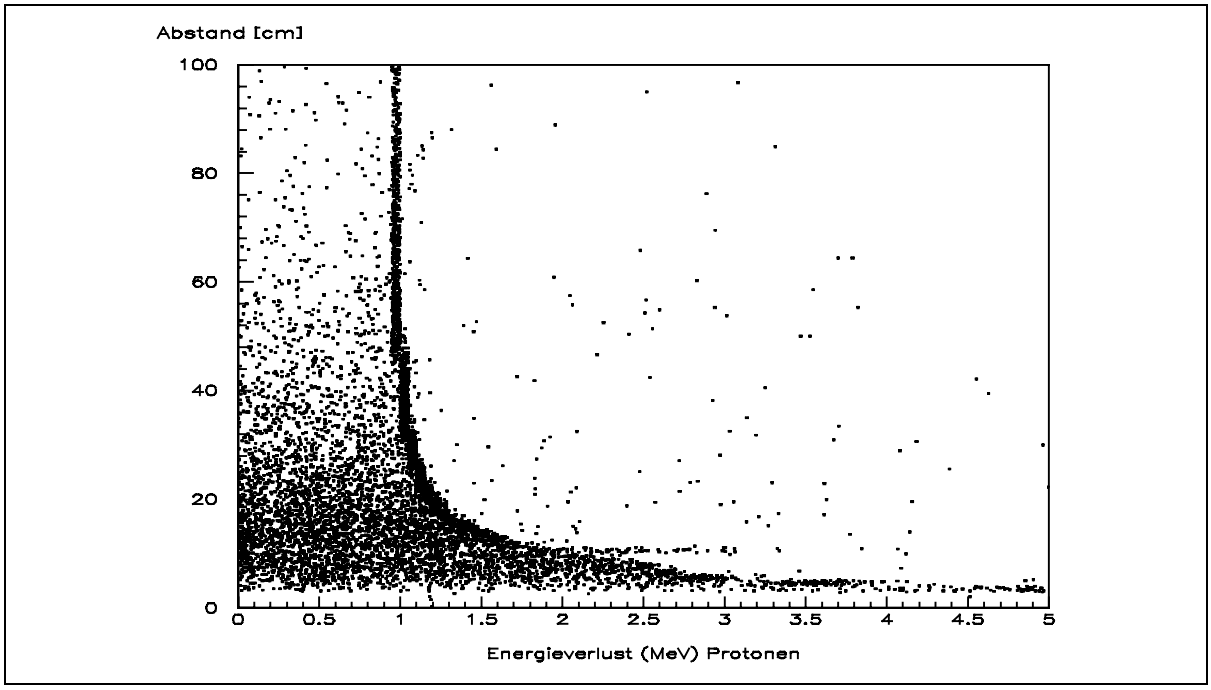

Abb. 6.6 Energieverlust gestreuter Protonen in 2 mm, quadratischen Fasern, die in bestimmten Abständen zum Target liegen, bei einer kinetischen Energie der Protonen im Eingangskanal von 0.5 GeV

Trägt man nun den Ort, an dem die Protonen die Fasern durchqueren, gegen den Energieverlust in der entsprechenden Faser auf, so erkennt man, daß selbst bei unterschiedlichen kinetischen Energien der Protonen im Eingangskanal der Energieverlust über einen großen Bereich des Detektors konstant ist (Abb. 6.4 - 6.6). Nur in großen Rückwärtswinkeln (bezogen auf das CM-System) steigt der Energieverlust aufgrund der abnehmenden Energie der gestreuten Protonen stark an.

Die Simulationen zeigen, daß größtenteils minimalionisierende Protonen die Fasern durchqueren. Nur in einen kleinen Bereich (in Targetnähe) streuen Protonen, die selbst bei der höchsten COSY-Energie von T = 2.5 GeV unter diesen Winkeln nicht minmalionisierend sind. Desweiteren entnimmt man der Simulation, daß, wie zu erwarten, Protonen in 2 mm Fasern doppelt soviel Energie verlieren wie in einer 1 mm Faser.

Konsequenz für den Einsatz der Fasern im Detektor:

Die in Kapitel 4 und Kapitel 5 beschriebenen Tests zeigten, daß Fasern der Größen 1-2 mm von ihrer Biegsamkeit im geplanten Detektor ohne Einschränkungen eingesetzt werden können.

Bei der Wahl der Faserform muß beachtet werden, daß runde Fasern zwar aufgrund der größeren Abschwächungslänge eine bessere Lichtausbeute besitzen, sie jedoch einlagig dicht nebeneinanderliegend nicht die gesamte Fläche mit homogener Effizienz abdecken können.

Mit einer Effizienz von nahezu 100 % sind 2 mm Fasern aber zur Detektion von minimalionisierenden Teilchen grundsätzlich geeignet, und können an jeder Position des Detektors eingesetzt werden. Die ursprüngliche Idee, szintillierende Fasern in großen Rückwärtswinkeln einzusetzen, um die gewünschte Winkelauflösung von 5° zu erreichen, ist demnach realistisch. In einem weiterführenden Gedankenschritt kann man sich sogar den gesamten Detektor ohne Effizienzverluste aus 2 mm Fasern aufgebaut vorstellen. Diese Alternative bietet sich aufgrund der einfachen Handhabung der Fasern und ihrer hohen Flexibilität an. In Vorwärtswinkeln bestünde dann die Möglichkeit, die große Zahl an Kanälen durch Zusammenfassen von mehreren Fasern auf einem Einkanalmultiplier zu reduzieren. Ein solch konzipierter Faserdetektor hätte den Vorteil, daß man bei einer sehr guten Winkelauflösung durch die, mit den Fasern verbundenen, variablen Triggerlogik auch andere Reaktionen mit demselben Detektor untersuchen könnte.

Wäre eine Auflösung von 1 mm in großen Rückwärtswinkeln nötig, so könnten wahrscheinlich auch 1 mm Fasern ihre Verwendung finden, denn dort liegt der Energieverlust um einen Faktor 2-4 über dem von minimalionisierenden Protonen.

6.2 Probleme und Ausblick

Für den Detektor des Anregungsfunktionsexperimentes sind nach dem Stand dieser Untersuchungen nur Fasern der Größe 2 mm einsetzbar. Im Gegensatz zu den BICRON Fasern (2 mm, rund) sind die OPTECTRTON Fasern (2 mm, rund) aufgrund ihrer schlechten Biegsamkeit unbrauchbar.

Da für diese Messungen keine 2 mm KYOWA Fasern zur Verfügung standen, konnte kein Vergleich zu den BICRON Fasern gezogen werden. Eine Untersuchung von 2 mm KYOWA Fasern erscheint aber aufgrund der guten Ergebnisse der 1 mm Fasern sinnvoll.

Es bleibt beim Vergleich von 1 mm und 2 mm Fasern jedoch insgesamt noch ungeklärt, weshalb die Lichtausbeute der 1 mm gegenüber der von 2 mm Fasern bei gleicher

Abschwächungslänge um einen Faktor 3 kleiner ist.

Weiterführende Untersuchungen bezüglich eines optimalen Überganges von Lichleitern auf szintillierende Fasern erscheinen aufgrund der schlechten Erfahrungen mit optischem Zement notwendig (siehe dazu auch [THO 90]).

Die Wahl des richtigen Multipliers gestaltet sich gegenüber der Faserwahl schwieriger.
In dieser Arbeit wurde ein 'normaler' Einkanalmultiplier (HAMAMATSU R 1635-02) mit dem neuen 64-Kanalmultiplier VALVO XP 4702 verglichen.

Dabei ergab sich, daß das Auslesen der Fasern mit dem HAMAMATSU R 1635-02 unproblematisch ist. Das 'Rooten' von Fasern (= Zusammenlegen von Fasern auf einer Kathode eines Einkanalmultipliers) erscheint daher eine geeignete Alternative zu positionssensitiven Photomultipliern zu sein (s. Anfang von Kapitel 2).

Betrachtet man sich sowohl die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen als auch das Zeitverhalten des Multipliers HAMAMATSU R 1635-02, so ist er dem VALVO XP 4702 vorzuziehen.

Der neue Multiplier XP 4702 von VALVO liefert nur bei 2 mm Fasern mit minimal-ionisierenden Teilchen noch 'ausreichende' Signale. Dabei müssen jedoch zwei Punkte berücksichtigt werden.

Mögliche Fehlinformationen aus dem Übersprechen im Photokathodenfenster des XP 4702 könnte durch eine geeignete Anordnung der Fasern auf den 64 Pixeln reduziert werden.
Der Lichtverlust aufgrund des Übersprechens kann aufgrund der Bauart des VALVO XP 4702 nicht vermindert werden. Das Ergebnis der Entwicklung neuer Kathodenfenster (wie im VALVO XP 4722) erscheint daher besonders interessant zu sein.
Ein zweiter Einwand bei der Verwendeung des VALVO XP 4702 bezieht sich auf die Polarität des Ausgangssignals der Pixel. Wählt man das Anodenpotential negativ, so verliert man den Verstärkungsfaktor von Dynode d10. Eine Verstärkung der Signale ist dann unumgänglich.

Im Falle eines positiven Anodenpotentials muß das positive Pixelsignal für die nachfolgende Elektronik invertiert werden. Ein invertierbarer FanIn/Out, wie in sämtlichen Messungen dieser Arbeit benutzt, ist bei einer großen Zahl von Kanälen zu teuer. Der Einsatz von

Multipliern des Typs VALVO XP 4702 kann also im Fall einer größeren Zahl an szintillierenden Fasern nur mit der Entwicklung neuer integrierter Systeme (Vorverstärker + Inverter + Diskriminator) einhergehen.

Anhang A

Daten des VALVO XP 4702

Die von VALVO angegebenen Werte sind noch mit Schwankungen behaftet, da die Entwicklung des Multipliers XP 4702 noch nicht abgeschlossen ist. Desweiteren gelten die in der Tabelle A.1 [VAL 89] aufgeführten Multiplierdaten nur für den von VALVO vorgeschlagenen Spannungs-teiler (s. Abb. 2.4 in Kapitel 2).
Da im Rahmen dieser Arbeit stets V_{HT} = -1500 V gewählt wurde, können keine direkten Vergleiche gezogen werden. Unabhängig von der eingestellten Hochspannung fällt jedoch der angegebene, geringe Crosstalk von 5 % auf, der im Widerspruch zu den hier gemachten Messungen steht (s. Kapitel 2).

Photocathode sensivity at 430 nm	min. 40 mA / W
Gain at - 1250 V	approx. $1.0 * 10^6$
Electron gain uniformity for 60 channels	max. 5 / 1
Output pulse rise time at 1250 V	approx. 4.8 ns
Output dark current per output element at 1250 V	approx. 1 nA
Crosstalk between adjectent channels	< 5 %

Tabelle A.1: Multiplierdaten vom VALVO XP 4702 [VAL 89]

Die Ausmaße und Pixelanordnung des 64-fachen Multipliers VALVO XP 4702 kann man sich anhand der von VALVO mitgelieferten Schnittzeichnungen veranschaulichen (Abb. A.1).

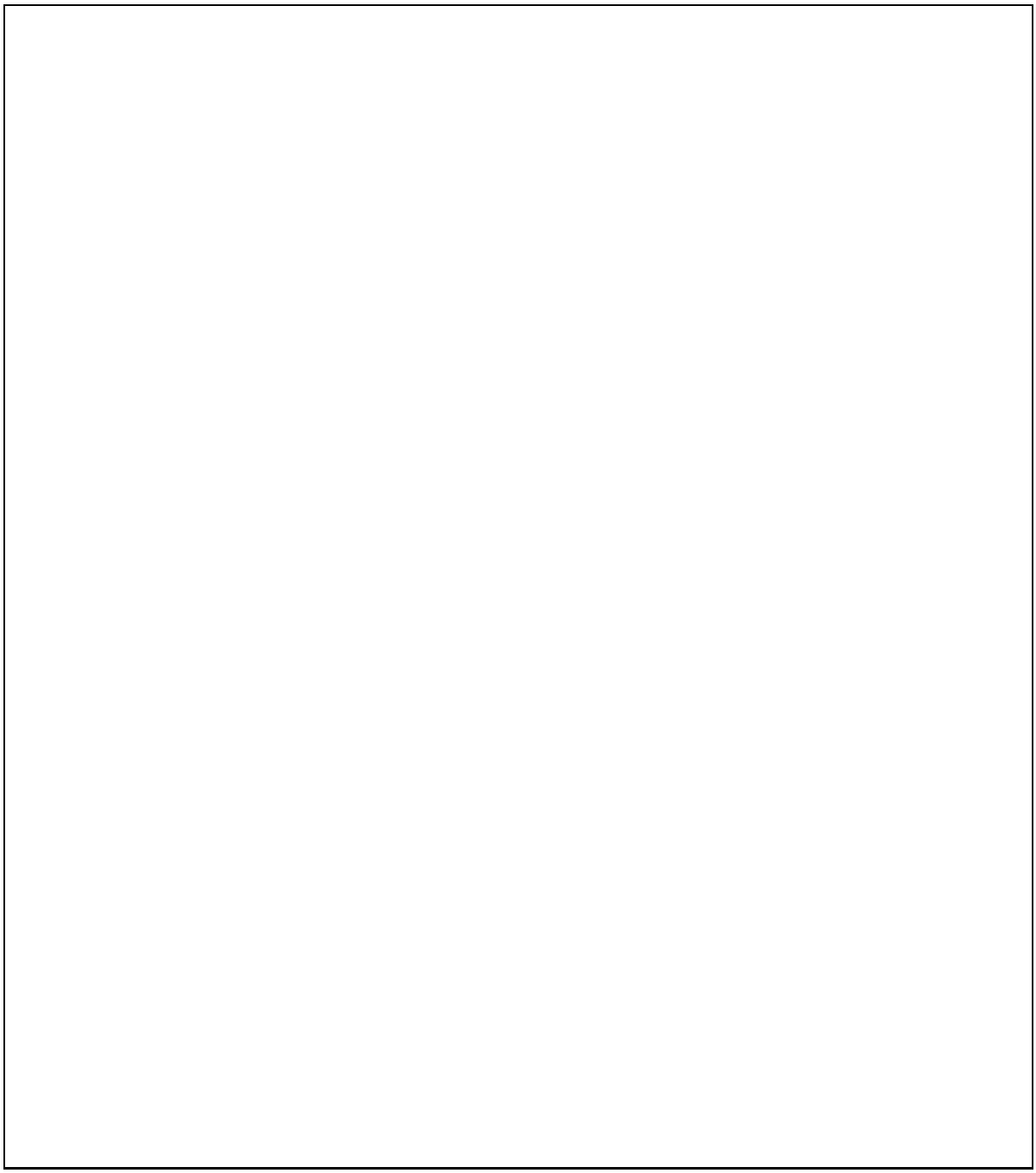

Abb. A.1 Schnittzeichnungen des Multipliers VALVO XP 4702 [VAL 89]

Bei der Messung mit minimalionisierenden Protonen wurden die analogen Pixelsignale mit einem Oszillographen des Typs TEKTRONIX 2467 (350 MHz) gemesssen. Es wurden sowohl die Amplituden als auch das zeitliche Verhalten der Multiplierpulse untersucht.
In Tabelle A.2 sind mit V_{max} sind die maximal auftretenden Spannungen, t_r die Anstiegszeit (= Zeitdifferenz, die das Signal benötigt, um von 10 % auf 90 % der Amplitude anzuwachsen) und Δt die Pulsdauer (volle Halbwertsbreite des Pulses) der Pixelsignale bezeichnet.
Als Vergleich zu den Signalen, die durch Protonen erzeugt wurden, sind auch die maximalen Amplituden V_r der Rauschpulse aufgeführt.
Die in der Tabelle A.2 eingetragenen Werte beziehen sich auf den Abstand d Triggerposition-Faserende (am VALVO XP 4702) d = 50 cm.

Faserart (*)	V_r [mV]	V_{max} [mV]	t_r [ns]	Δt [ns]
BICRON 1mm □ (45)	- 40	- 110	4.7	9.0
BICRON 2mm □ (43)	- 66	- 300	4.1	8.8
BICRON 1mm ○ (26)	- 77	- 294	4.5	8.6
BICRON 2mm ○ (27)	- 45	- 342	4.5	8.4
OPTECTRON 2mm ○ (60)	- 52	- 134	4.6	9.0
KYOWA 1mm □ (47)	- 43	- 230	4.5	8.7

Tabelle A.2: Mit minimalionisierenden Protonen gemessene analoge Werte des Multipliers VALVO XP 4702 (dazugehöriger Spannungsteiler s. Abb. 2.5 mit V_{HT} = -1500 V, V_a = + 32 V)

(*) die in Klammern stehende Zahl bedeutet die Nummer des Pixels, auf die die Faser positioniert wurde (s. Abb. 2.13; S.18)

Anhang B

Daten des HAMAMATSU R 1635-02

Der HAMAMATSU R 1635-02 ist Baugleich mit dem HAMAMATSU R 1635 und unterscheidet sich neben dem höheren Preis nur durch eine höhere Anodensensitivität und eine höhere Verstärkung der Vervielfachungskanäle. In Tabelle B.1 sind die von HAMAMATSU angegebenen Betriebsdaten aufgeführt. Mit diesem Multipliertyp lassen sich effizienter Ereignisse detektieren, die nur wenige Photoelektronen liefern. Aus diesem Grund wurden in allen Messungen dieser Multipliertyp als Vergleich zum VALVO XP 4702 verwendet. Der von HAMAMATSU lieferbare Spannungsteiler E1761-03 besitzt dieselben Außenmaße wie der Multiplier selbst, so daß die Einheit Mulitplier-Spannungsteiler sehr kompakt

Spectral response: Peak wavelength	420 nm
Cathode Sensivity: Luminous	typ. 90 µA/lm
Cathode Sensivity: Radiant	typ. 82 mA/W
Anode Sensivity: Radiant	typ. $1.8 * 10^5$ A/W
Anode Dark Current	typ. 100 counts/sec
Rise Time (bei -1250 V)	0.8 ns
Electron Transit Time (bei -1250 V)	7.8 ns

Tabelle B.1: Multiplierdaten des HAMAMATSU R 1635-02 [HAM 88]

ist (Durchmesser: 10 mm; Länge: 120 mm). Das Auslesen von dicht aneinanderliegenden Fasern wird dadurch besonders einfach. Die angegebene Kathodensensitivität bezieht sich auf

das Maximum der spektralen Empfindlichkeit der Photokathode, die bei λ = 420 nm liegt. Das spektrale Verhalten der Photokathode hängt nur von ihrer chemischen Zusammensetzung ab (der Einfluß des Eintrittsfensters sei hier vernachlässigt) und ist für die in diesen Messungen verwendeten bialkalischen Kathoden in Abb. B.1 dargestellt.
Da bei Multipliern oft nur die Strahlungsempfindlichkeit (S) der Kathode und nicht die Quantumefficiency (QE) angegeben ist, muß QE aus S berechnet werden. Es gilt bei einer festen Wellenlänge λ folgender Zusammenhang [HAM 88]:

$$QE\ [\%] \;=\; \frac{S \cdot 1240}{\lambda\ [nm]} \cdot 100$$

Aus Abb. B.1 ist zu sehen, daß das Maximum der Quantumefficiency bzw. Strahlungsempfindlichkeit der Kathode bei 400 ± 30 nm liegt, und man somit eine optimale Anpassung an das Szintillationslicht der Plastikfasern erreicht.

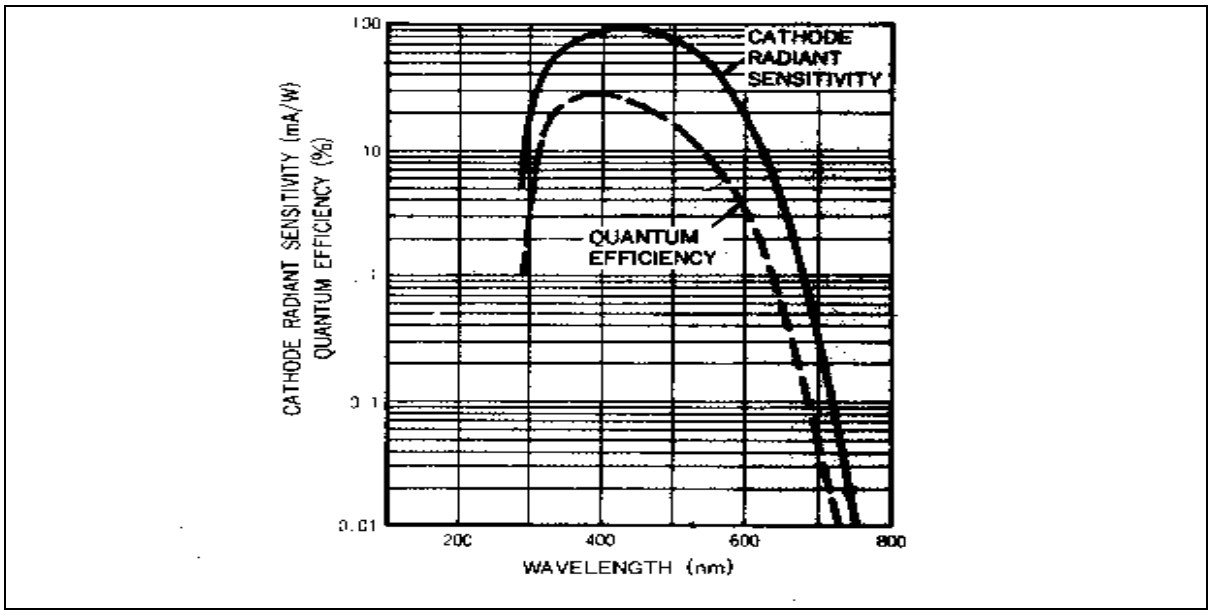

Abb. B.1 Spektrale Empfindlichkeit einer bialkalischen Photokathode [HAM 88]

Bei der Messung mit minimalionisierenden Protonen wurden wie beim VALVO XP 4702 auch die analogen Signale der Multiplier HAMAMATSU R 1635-02 gemessen (siehe Anhang

A). Die Betriebsspannung betrug -1500 V.

Die in der Tabelle B.2 eingetragenen Größen Rauschsignal V_r , Signal durch Protonen ausgelöst V_{max} , Risetime t_r und Pulsdauer Δt sind analog zu denen in Anhang A definiert. Die aufgeführten Werte gelten auch hier für die Triggerposition d = 50 cm.

Faserart (*)	V_r [mV]	V_{max} [mV]	t_r [ns]	Δt [ns]
BICRON 2 mm □ (T1)	- 95	- 455	1.8	5.8
BICRON 2 mm □ (T2)	- 110	- 470	1.9	5.6
BICRON 2 mm □ (T3)	- 130	- 480	1.7	5.6
BICRON 2 mm □ (T4)	- 110	- 450	1.8	6.0
BICRON 1 mm □	- 95	- 380	1.8	4.6
BICRON 2 mm □	- 100	- 450	1.7	5.5
BICRON 1 mm ○	- 110	- 390	1.8	4.5
BICRON 2 mm ○	- 120	- 480	1.7	5.7

Tabelle B.2: Mit minimalionisierenden Protonen gemessene, analoge Werte des Multipliers HAMAMATSU R 1635-02;

(*) die in Klammern stehenden Bezeichnungen bezieht sich auf Nummerierung der Fasern im Aufbau (s. Abb. 5.2)

Anhang C

Effizienz von Fasern mit Elektronen

Die Definition der Effizienz ist von bestimmten experimentellen Anforderungen abhängig. Geht man von der theoretischen Definition aus, so entspricht die Effizienz der Nachweiswahrscheinlichkeit, ein Teilchen zu detektieren, das im Mittel mindestens ein Photoelektron auslöst. Bestimmt man diese theoretische Effizienz aus dem ADC-Spektrum, so werden demnach alle Ereignisse oberhalb des Nullkanals als detektierte Teilchen gewertet.

In der Praxis wird jedoch eine gewisse Schwelle oberhalb des Nullkanals gesetzt, um sicher zu stellen, daß das ausgewertete Ereignis nicht durch eine zufällige Koinzidenz ausgelöst wurde. Diese Nachweisschwelle richtet sich nach der Gesamtzahl der Photoelektronen bei einem Ereignis. Im allgemeinen sollte sie größer als ein Photoelektron sein, dennoch nicht so groß, daß sich die Effizienz dadurch reduziert.

Mit dem Versuchsaufbau aus Abbildung 4.2 bestand die Möglichkeit, die Effizienz von 2 mm Fasern zu bestimmen. Die 2 mm Fasern wird so auf der 1 mm Blende des Strontiumpräparates positioniert, daß die Elektronen die Testfaser durchqueren müssen, bevor sie einen Triggerpuls auslösen können. Diese 'globale' Effizienz der Fasern beinhaltet keine Ortsinformation des Durchgangspunktes, denn diese niederenergetischen Elektronen erfahren durch die Kleinwinkelstreuung nicht reproduzierbare Ablenkungen aus ihrer ursprünglichen Bewegungsrichtung (siehe im Vergleich dazu Abschnitt 5.5).

In den Tabellen C.1 und C.2 sind die gemessenen Effizienzen für verschiedene Abstände Quelle-Multiplier von 2 mm BICRON Fasern dargestellt. Für den Fall mit der auf 5 Photoelektronen gesetzte Schwelle werden die gemessenen Daten mit den berechneten Werten verglichen (die Berechnung folgt aus der POISSON-Statistik; siehe auch Text zu Formel 5.2).

Abstand d	10 cm	30 cm	50 cm	70 cm	90 cm
Effizienz [%] (Schwelle: 0 Photoelektronen)	99.3 ± 0.2	99.4 ± 0.2	99.1 ± 0.2	98.4 ± 0.2	98.0 ± 0.2
Effizienz [%] (Schwelle: 5 Photoelektronen)	99.2 ± 0.2	99.2 ± 0.2	97.2 ± 0.2	93.5 ± 0.2	91.2 ± 0.2
berechnete Effizienz [%] (Schwelle: 5 Photoelektronen)	100.0	100.0	97.8	93.9	90.8
Zahl der Photoelektronen, die insgesamt ausgelöst wurden	25	16	11	9	8

Tabelle C.1: Mit Elektronen gemessene, absolute Effizienz für eine 2 mm, quadratische BICRON Faser

Abstand d	10 cm	30 cm	50 cm	70 cm	90 cm
Effizienz [%] (Schwelle: 0 Photoelektronen)	99.5 ± 0.3	99.3 ± 0.3	99.0 ± 0.3	98.8 ± 0.3	98.9 ± 0.3
Effizienz [%] (Schwelle: 5 Photoelektronen)	99.5 ± 0.3	99.1 ± 0.3	98.8 ± 0.3	96.5 ± 0.3	96.8 ± 0.3
berechnete Effizienz [%] (Schwelle: 5 Photoelektronen)	100.0	100.0	100.0	98.7	97.8
Zahl der Photoelektronen, die insgesamt ausgelöst wurden	24	16	15	12	11

Tabelle C.2: Mit Elektronen gemessene, absolute Effizienz für eine 2 mm, runde BICRON Faser

Literatur

[ANG 90] C. Angelini et al., Nucl. Instr. and Meth. A295 (1990) 299-314

[BERT 85] R. Bertini et al., Phys. Lett. 162B (1985) 77

[BIC 89] Bicron Corporation, Plastic Szintillators, Newbury März 1989

[BIC 90] Bicron Corporation, private Mitteilung (1990)

[BIR 53] J. B. Birks, Scintillation Counters, Pergamon Press, London 1953

[BOC 86] B. Bock et al., Nucl. Phys. A459 (1989) 573

[BOU 87] J. P. Boutot et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol. NS 34, N° 1, pp. 449-452, Februar 1987

[CER 89] Data Handling Division, Geant3, Cern Program Library DD/EE/84-1, September 1987

[COM 88] G. Comby et al., Nucl. Instr. and Meth. A269 (1988) 246-260

[EMP 89] Anton Empl, Untersuchung eines Szintillations-Detektors besonderer Form, Jül-Spez-510, Juli 1989

[GATTI] E. Gatti et al., Nucl. Instr. and Meth. 4 (1959) 189-201

[HAM 88] Hamamatsu Photonics, Photomultiplier Tubes, Japan, März 1988

[KIR 87] J. Kirkby, Today And Tomorrow for Scintillating Fibre (SCFI) Detectors, Cern-EP/87-60, März 1987

[KNO 79] G. Knoll, Radiation Detection and Measurements, John Wiley and Sons, 1979

[LAH 90] Uwe Lahr, private Mitteilung, ISKP Bonn 1990

[LEH 89] F. Lehar, Das Polarisationsprogramm von Saturne, Jül-Spez-496, April 1989

[MAR 69] P. Marmier, E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Vol.1, Academic Press, New York 1969

[MIL 91] Elmar Millich, Diplomarbeit, ISKP Bonn 1991

[PET 89] M. D. Petroff, IEEE Trans. Nucl. Science, Vol. 36, No. 1, Februar 1989

[PHI 89] Philips Components, Data Handbook Photomulitpliers, 1989

[REB 89] P. Rebourgeard et al., IEEE Trans. Nucl. Scie., Vol. 36, No. 1, Februar 1989

[RPP 88] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett. 204B (1988)

[TAT 87] B. Tatischeff et al., Phys. Rev. C36 (1987) 1995

[THO 90] Ralf Thomas, Ein ortsauflösender Szintillationsdetektor für Neutralteilchen, Diplomarbeit, KFA Jülich, März 1990

[UNIPO] Unipol Höhn, Haan/Deutschland

[VAL 89] Valvo, Development Data Sheet, Februar 1989

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich allen Mitarbeitern für ihre Zusammenarbeit danken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben. Besonders hervorheben möchte ich die ideelle und tatkräftige Unterstützung durch:

Prof. Dr. T. Mayer-Kuckuk, für die Möglichkeit, die Arbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik durchführen zu können,

Prof. Dr. F. Hinterberger, unter dessen Leitung die Arbeit entstand, für seine ständige Diskussionsbereitschaft und vielfältige Unterstützung,

Prof. Dr. R. Jahn, für seine zahlreichen Anregungen,

Dipl. Phys. U. Lahr, dessen Mitarbeit, Einsatz und Interesse wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beitrug,

Dipl. Phys. E. Millich, für die ausgezeichnete Zusammenarbeit während der gesamten Studiendauer,

die Mitglieder der Gruppe: Dr. P. D. Eversheim, Dipl. Phys. W. Schmitt,
Dipl. Phys. R. Gebel, Dipl. Phys. I. Nies, F. Schwandt, F. Mosel, J. Schleef,

Dr. R. Siebert, für seine wertvolle Kritik und ohne dessen Einsatz die Strahlzeiten am Großbeschleuniger SATURNE nicht möglich gewesen wären,

die Angehörigen der Werkstätten und des Elektroniklabors.

Darüberhinaus danke ich meinen Eltern, ohne die das Studium der Physik nicht möglich gewesen wäre.