Kapitel 5

Messung mit minimalionisierenden Protonen

Der Einsatz von szintillierenden Fasern im Detektor des geplanten Anregungsfunktions-experimentes soll dem Nachweis von gestreuten, größtenteils minimallionisierenden Protonen dienen. Um die Fasern mit diesen Teilchen zu untersuchen, wurde ein Teststand am Großbeschleuniger SATURNE (Saclay / Paris) aufgebaut

Dort bestand die Möglichkeit, hochenergetische Protonen mit einem Impuls von p = 1.5-2 GeV/c als minimalionisierende Teilchen parasitär zu nutzen (am Ende des Spektrometers SPES 4).

Das Hauptexperiment in dieser Strahlzeit bestand darin, die Reaktion (p,K^+) mit hochenergetischen Protonen (bis T = 2.2 GeV) an verschiedenen Targets (^{2}D,^{3}He,^{4}He) zu untersuchen. Bei unterschiedlichen Spektrometereinstellungen sollten dann aus dem Nachweis eines Kaons Rückschlüsse auf die Bildung von Hyperkernzuständen gezogen werden (aufgrund der Strangenesserhaltung der Gesamtreaktion).

Dabei wurden aber nicht nur Kaonen ins Spektrometer gestreut, sondern auch Pionen und vor allem Protonen, die für die Fasertests ausgenutzt wurden. Der Nachteil bei dieser parasitären Messung war die niedrige Zählrate (0.1 - 0.6 Hz / mm^2 je nach Target), die wegen der zum Hauptexperiment gehörenden Driftkammern nicht erhöht werden konnte.

Mit diesen minimalionisierenden Protonen konnten Informationen über Lichtausbeute und Zeitauflösung von szintillierenden Fasern gewonnen werden. Desweiteren wurde die absolute Effizienz von verschiedenen Faserformen ermittelt.

Durch eine spezielle Triggeranordnung gelang es, die absolute Effizienz an verschiedenen Positionen der Querschnittsfläche einer Faser zu messen. Mehrere Versuche, solche ortsabhängigen Effizienzmessungen mit Elektronen eines ^{90}Sr- Präparates durchzuführen, mißlangen. Der Grund hierfür liegt in der Kleinwinkelstreuung, die die Elektronen beim

Durchgang durch den Szintillator erfahren (s. Abschnitt 4.4), so daß man die zuvor durch Aluminiumblenden erreichte Ortsinformation des Eintrittspunktes (0.1-0.2 mm Genauigkeit) wieder verliert. Dieser Effekt kann auch nicht durch geeignete Triggeranordnungen kompensiert werden.

Bei hochenergetischen Protonen mit einem Impuls von 1.5 GeV/c dagegen ist der Effekt der Kleinwinkelstreuung minimal (Formel (4.3): mit einer Szintillatordicke L = 2 mm und einem Impuls p = 1.5 GeV/c ergibt sich $\theta_0 \approx 0.5$ mrad) und kann gegenüber den geometrischen Ungenauigkeiten des Versuchsaufbaus vernachlässigt werden.

5.1 Theoretische Abschätzung der Photoelektronenzahl

Bevor nun im einzelnen auf das Experiment eingegangen wird, folgt die theoretisch Abschätzung der zu erwartenden Zahl an Photoelektronen N_{PE}. In Abschnitt 4.4 wurde detailliert die für die Berechnung von N_{PE} benötigten Faktoren erläutert. Als grundlegender Zusammenhang ergab sich Formel (4.11) (S.46). Da sich in diesem Experiment die Parameter, die die Eigenschaften der Faser und der Multiplier berücksichtigen, nicht geändert haben, ist nur der Einfluß der Protonen auf die Photonerzeugung zu untersuchen.

Läßt man den Faktor W_{Konv} (= Anzahl der erzeugten Photonen pro deponierter Energie im Szintillator) unverändert bei $W_{Konv} = 10\ \gamma$ / keV, so bleibt zu überprüfen, ob sich der Energieverlust dE/dx im core der Faser bei hochenergetischen Protonen von dem der minimalionisierenden Elektronen unterscheidet.

d [cm]	10	30	50	70	90
N_{PE} (R 1635-02)	15 - 18	12 - 15	10 - 12	8 - 10	6 - 8
N_{PE} (*) (XP 4702)	8 - 10	7 - 8	6 - 7	4 - 6	3 - 5

Tabelle 5.1: Theoretisch berechnete Zahl an Photoelektronen pro mm Faserdicke;
(*) für 2 mm Fasern entsprechend mit 2 * (0.6 / 0.8) multiplizieren

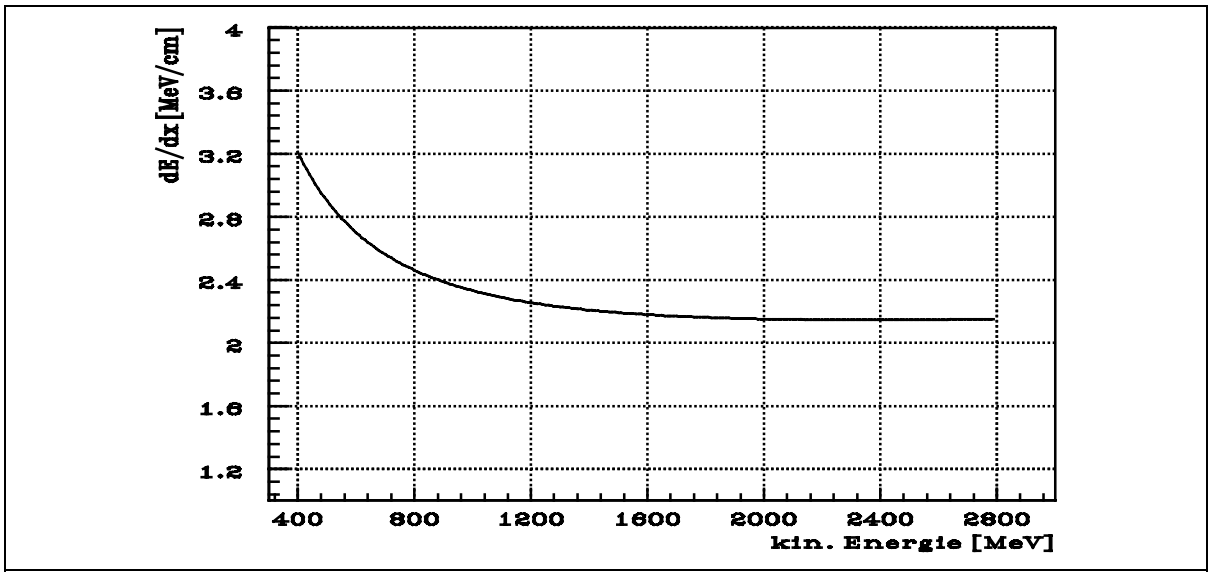

Abb. 5.1 Energieverlust von Protonen in Polystyrene

Abb. 5.1 zeigt den Verlauf des Energieverlustes für Protonen in Polystyrene. Man erkennt, daß Protonen mit den eingestellten Spektrometerimpulsen (p = 1.5-2 GeV/c , d.h. T = 0.83-1.27 GeV) minimalionisierend sind, und man somit die Zahl an Photoelektronen mit Formel (4.11) abschätzen kann (Tabelle 5.1).

5.2 Versuchsaufbau

Um die absolute Effizienz eines Szintillators zu bestimmen, bedarf es einer Triggeranordnung, die in eindeutiger Weise festlegt, an welchem Ort ein Teilchen die zu vermessende Faser durchquert hat.

Das in dieser Messung benutzte Triggerkonzept bestand aus insgesamt drei BICRON Fasern (zwei 1 mm und eine 2 mm quadratische), die jeweils von Multipliern des Typs HAMAMATSU R 1635-02 ausgelesen wurden. Die 1 mm Triggerfasern (T6 und T7) überlappten nur in einem kleinen Bereich (20 mm), um den Durchstoßpunkt eines ionisierenden Teilchens durch die Testfaser eindeutig festzulegen (Abb. 5.3).

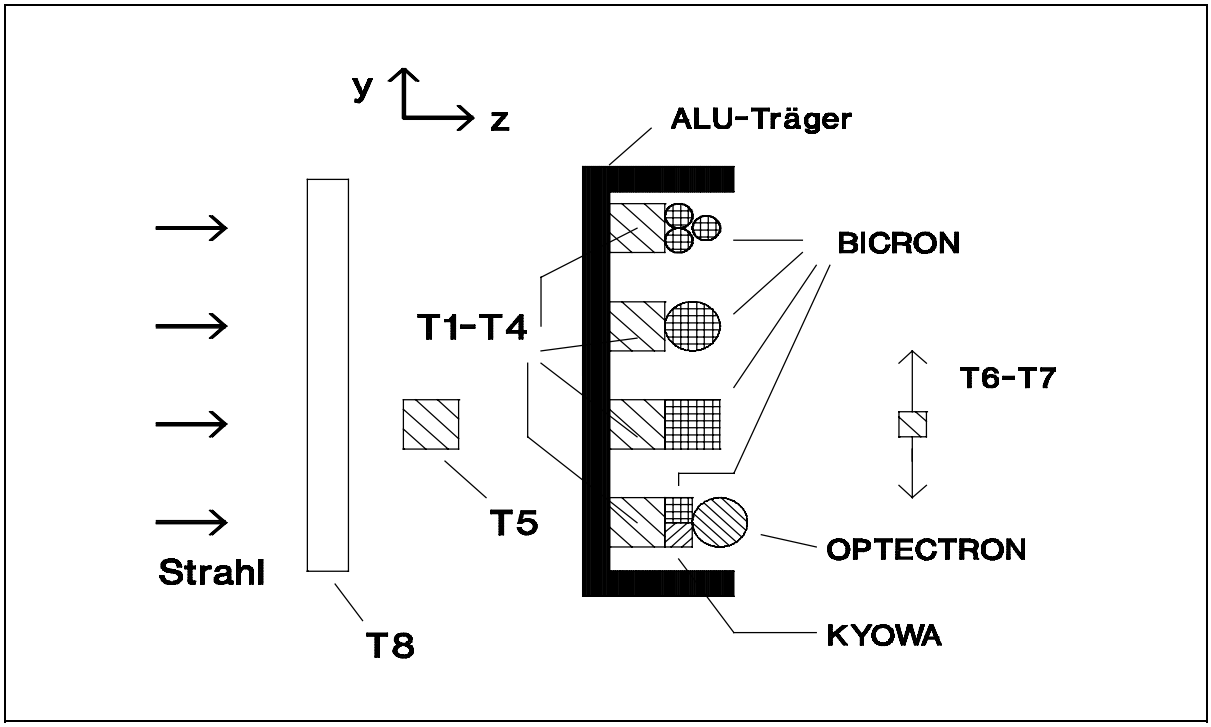

Abb. 5.2 Schematischer Schnitt durch den Versuchsaufbau in x - Richtung; die Abstände zwischen den einzelnen Fasern betragen: Δ(T5, T8) = 5 mm; Δ(T5, T1-T4) = 360 mm; Δ(T1, T6-T7) = 50 mm

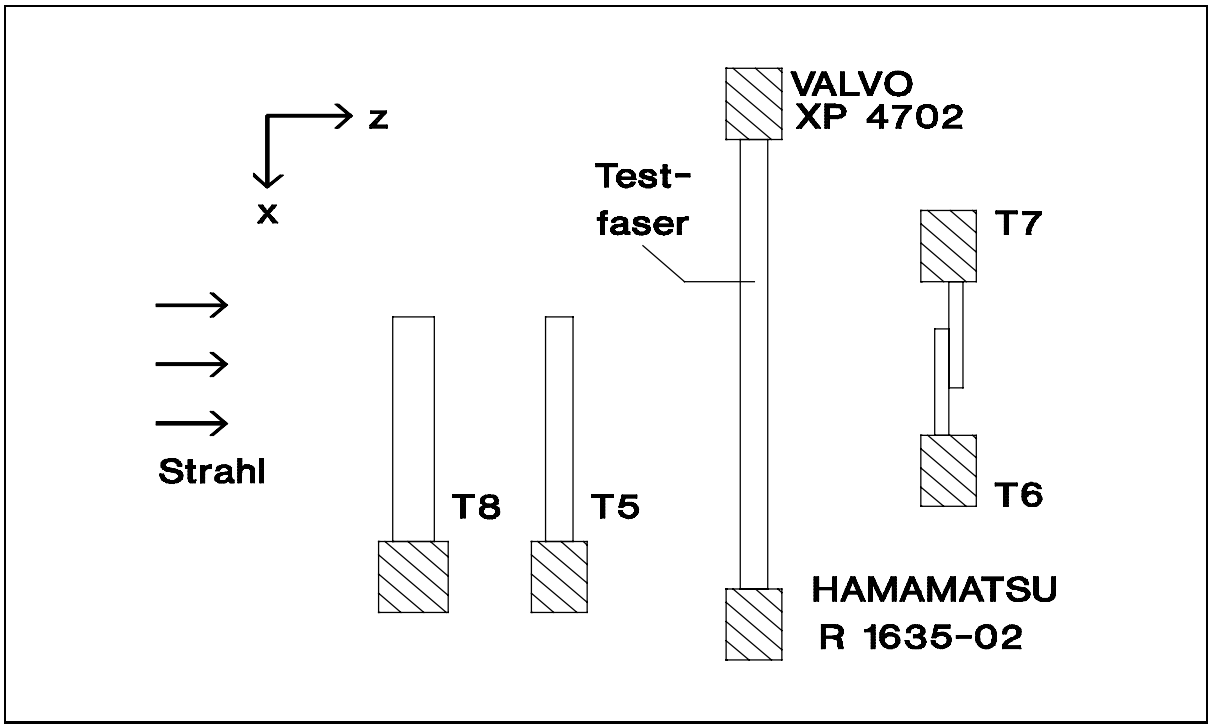

Abb. 5.3 Schematischer Schnitt durch den Versuchsaufbau in y - Richtung; die Abstände der einzelnen Fasern sind wie in Abb. 5.2

Nur eine Faser an dieser Stelle würde die eindeutige Zuordnung des Durchtrittpunktes der Protonen nicht mehr gewähren. Man könnte bei einem registrierten Ereignis dann nicht entschieden, ob das Teilchen in der Faser Szintillationslicht oder im Photomultiplierfenster (Glas) Cerenkovlicht erzeugt hat. Im Falle des Cerenkovlichtes wäre, bei einem Durchmesser des Photokathodenfensters von 10 mm, die gewünschte Ortsinformation von 1 mm Genauigkeit verloren (das hier störende Cerenkovlicht konnte in einer Testmessung mit nur einem Triggermultiplier (T6) nachgewiesen werden).

Der Trigger, bestehend aus den beiden 1 mm Fasern, wurde an eine verfahrbare Halterung montiert, über die man die Höhe des Triggers variieren konnte (Genauigkeit: ± 0.1 mm). Die Skala des Potentiometers der Triggersteuerung wurde in einer Vormessung geeicht. Die Eichung lieferte dann die relative Lage der Trigger zu den Testfasern.

Die Triggerfaser T5 wurde je nach auszulesender Testfaser auf die entsprechende Höhe eingestellt (mittels eines von Hand einstellbaren Labortisches). Die koinzidenten Signale der 3 Triggerfasern (T5-T7) bestimmten dann in Abhängigkeit der Höhe des verfahrbaren Triggers (T6, T7) den Durchstoßpunkt der Teilchen durch die Testfaser.

Als Testfasern wurden Fasern verschiedener Firmen untersucht:
BICRON (1 mm, 2 mm jeweils rund und quadratisch), OPTECTRON (2 mm rund) und KYOWA (1 mm quadratisch). Diese, ausgelesen an der einen Seite mit einem HAMAMATSU R 1635-02, an der anderen mit dem VALVO XP 4702, lagen zwischen der 2 mm, quadratischen (T5) und den 1 mm Triggerfasern T6, T7 (Abb. 5.3).

Um das Übersprechen der dicht beieinanderliegenden Fasern zu verhindern, wurde jede Faser mit einer Lage Teflon umwickelt.

Die 2 mm, quadratische BICRON Faser wurde auf der Seite des VALVO XP 4702 auf einen 2 mm, runden Lichtleiter (BICRON) mit optischen Zement [BIC 89] geklebt, um die Transmission eines geklebten Überganges zwischen szintillierender Faser und Lichtleiterfaser auszumessen. Es war hierbei aber schon aufgrund der unterschiedlichen Querschnittsflächen von Lichtleiter und szintillierender Faser mit Lichtverlusten bis zu 20 % zu rechnen.

Die in Abb. 5.2 zu sehenden Triggerfasern T1-T4 waren wahlweise eine zusätzliche Koinzidenzstufe für die Fasertests und gleichzeitig ein Trigger für den Test eines ortsauflösenden Szintillators mittels Amplitudenteilung [MIL 91].

Die elektronische Verarbeitung der Multipliersignale ist in Blockschaltbild Abb. 5.4

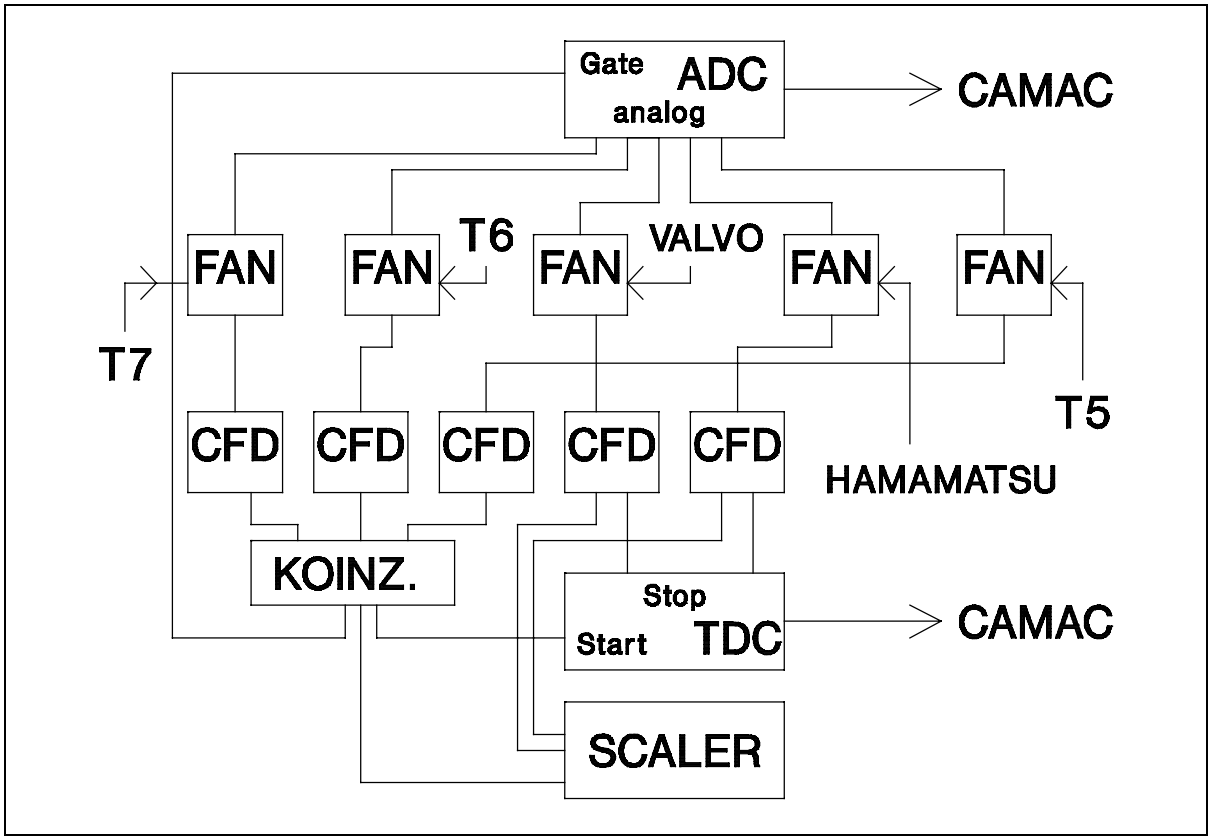

Abb. 5.4 Blockschaltbild der Elektronik; mit HAMAMATSU ist der Multiplier HAMAMATSU R 1635-02 bezeichnet, der die Testfaser ausliest; mit VALVO, der VALVO XP 4702, der die andere Seite der Testfaser ausliest;

skizziert. Die Scalerwerte wurden nicht mittels eines PC ausgelesen. Sie konnten 'online' als Rohdaten abgelesen werden, um mögliche geometrische Ungenauigkeiten des Aufbaus relativ zur Strahlachse während der Messung aufzudecken.

5.3 Durchführung

Die Schwellen der CF-Diskriminatoren wurden auf den niedrigsten Wert - 30 mV gesetzt, um die Zählrate nicht noch zusätzlich zu verringern.

Niedrige Triggerschwellen könnten sich bei den Scalerwerten aufgrund zufälliger Koinzidenzen der Triggersignale in einer niedrigen, absoluten Effizienz der Testfasern niederschlagen; da die Daten aber auch über einen ADC ausgelesen wurden, bestand die Möglichkeit, dies in der Auswertung noch zu korrigieren.

Beginnend von der Mitte der auszulesenden Faser wurde in den gewählten Schrittweiten (je nach Bereich 0.2 - 0.4 mm) der fahrbare Trigger entlang der 2 mm BICRON Fasern durchfahren und dabei ADC-, TDC- und Scalerdaten aufgenommen. Totzeitprobleme aufgrund der geringen Verarbeitungsgeschwindigkeit des PC-Prozessors ergeben sich erst bei einer Zählrate 500-1000 Hz und traten deshalb hier nicht auf.

Die anderen, in den Aufbau eingebundenen Fasern konnten aus zeitlichen Gründen nicht in einzelnen Schritten durchfahren werden. Bei diesen wurde auf die Trigger T1 - T4 in Koinzidenz mit einem auf die jeweilige Höhe eingestellten Szintillatorplättchen T8 (50 x 50 x 3 mm^3) zurückgegriffen. In diesen Messungen wurde nur die Zeitauflösung der Faser und die Intensität des am Ende der Faser austretenden Lichtes ermittelt, ohne Informationen über die absolute Effizienz zu erhalten.

Die Multiplier HAMAMATSU R 1635-02 wurden mit V_{HT} = -1500 V, der VALVO XP 4702 mit V_a = +32 V und V_{HT} = -1500 V betrieben. Die gemessenen analogen Daten der Multipliersignale sind in Anhang A und B zu finden.

Da der zweite Teil des Spektrometers insgesamt 16.2 m lang ist, bestand die Möglichkeit, Flugzeitspektren der verschiedenen, in das Spektrometer gestreuten Teilchen gleichzeitig mit der eigentlichen Messung aufzunehmen. Dabei geben die Triggermultiplier (T5, T6, T7) des Fasertests, die am Ende des Spektrometers stehen, in Koinzidenz geschaltet den Startpuls, die Szintillationsdetektoren am Zwischenbild des Spektrometers, entsprechend verzögert, den Stoppuls für den TDC. In dieser Schaltung des TDCs erscheinen die langsameren Teilchen links, die schnellsten ganz rechts im TDC-Spektrum. Da der Aufbau der Fasertests 2 m hinter der letzten Fokalebene des Spektrometers stand, betrug die insgesamt zurückgelegte Strecke der detektierten Teilchen zwischen Start- und Stoppuls 18.2 m. Ein typisches Flugzeitspektrum ist in Abb. 5.7 abgebildet.

Während der Strahlzeit fielen zwei HAMAMATSU R 1635-02 aus (bis zu 3 V Durchschläge aus unbekannten Gründen), so daß für die 1 mm Fasern nur Daten mit dem VALVO XP 4702 aufgenommen werden konnten.

5.4 Amplituden- und Zeitauswertung

Da nur für die 2 mm BICRON Fasern deutliche Peaks in den ADC-Spektren zu erkennen waren, konnten nur diese hinsichtlich der Zahl an ausgelösten Photoelektronen quantitativ analysiert werden.

Der Abstand d des Durchtrittspunktes der Teilchen zu den jeweiligen Multipliern HAMAMATSU R 1635-02 und VALVO XP 4702 beträgt für die Spektren in den

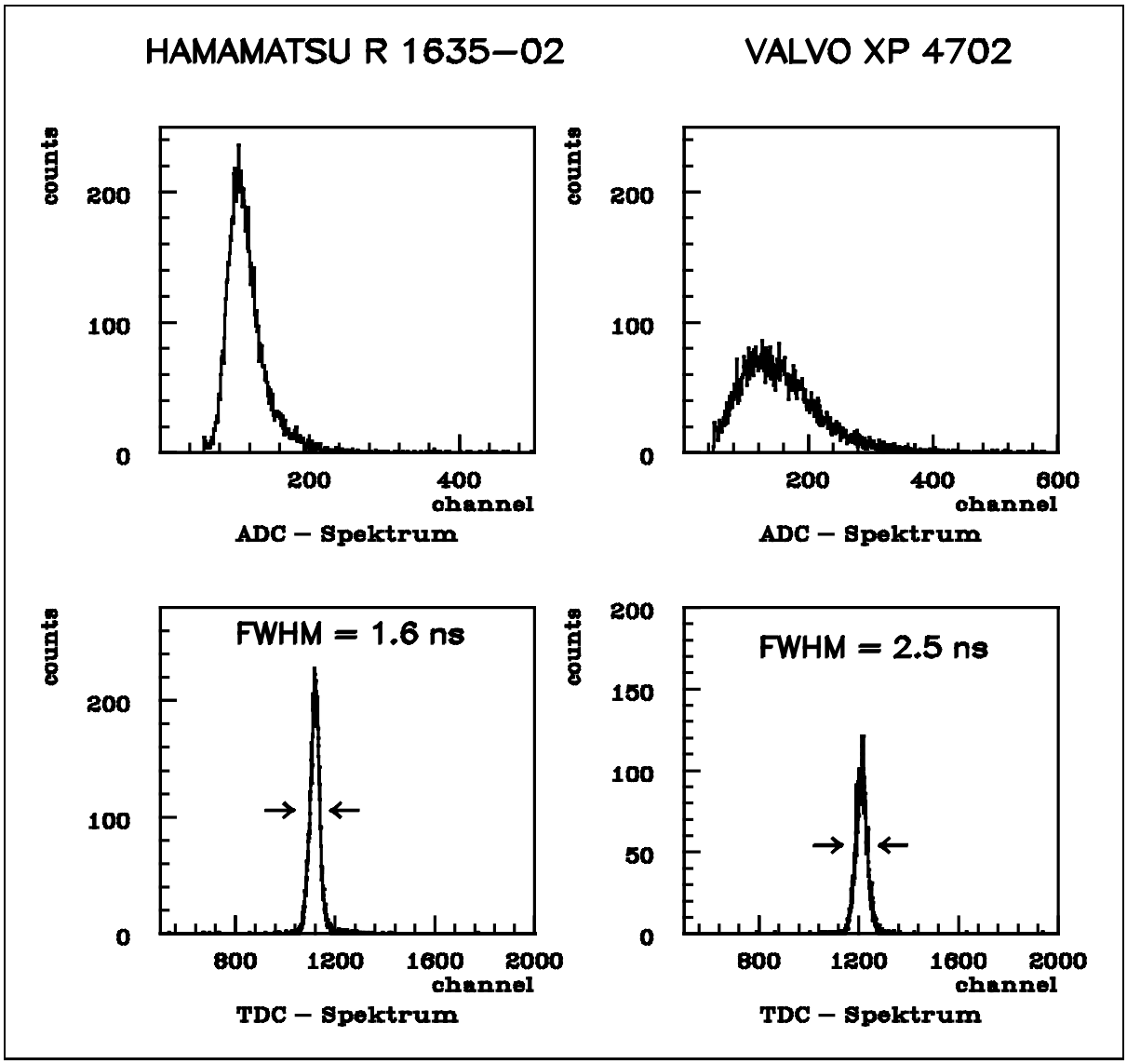

Abb. 5.5 Spektrenvergleich der Multiplier HAMAMATSU R 1635-02 und VALVO XP 4702 für eine 2 mm, runde BICRON Faser (d = 50 cm)

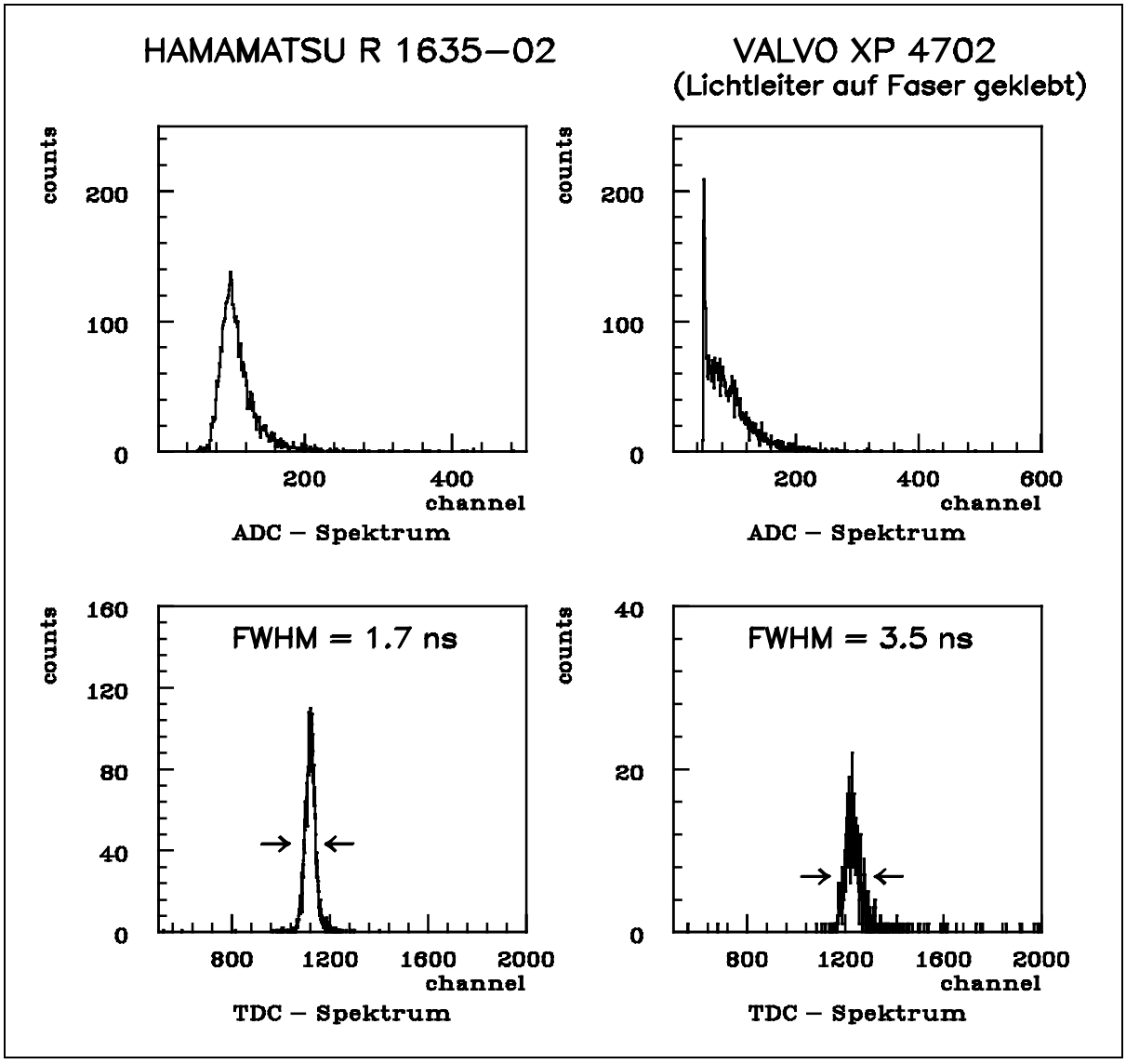

Abb. 5.6 Spektrenvergleich der Multiplier HAMAMATSU R 1635-02 und VALVO XP 4702 für eine 2 mm, quadratische BICRON Faser; d = 50 cm (auf der Seite des XP 4702 war ein Lichtleiter auf die Faser geklebt)

Abbildungen 5.5 und 5.6 jeweils d = 50 cm. Die Peaks der Spektren wurden durch Teilchen erzeugt, die die Testfasern zentral durchquerten. D.h., dort hatten die Teilchen im Mittel den größten Energieverlust in der Testfaser.

Generell ist festzustellen, daß sich für die 2 mm BICRON Fasern ähnliche Resultate wie bei den Messungen mit der ^{90}Sr - Quelle ergaben. Die 2 mm, runde bzw. 2 mm, quadratische Faser lösten im Mittel 22 bzw. 20 Photoelektronen im Multiplier HAMAMATSU R 1635-02 aus, weshalb auch die Zeitauflösungen bei beiden Fasern in derselben Größenordnung

liegen (t = 1.6-1.7 ns; s. Tabelle 5.2).

Auf der Seite des VALVO XP 4702 konnten die Spektren quantitativ nicht verglichen werden, denn aufgrund des Einflusses der Klebestelle ergab sich bei der 2 mm, quadratischen Faser kein erkennbarer Peak. Man sollte demnach geklebte Verbindungen mittels optischen Zementes zwischen Lichtleiterfasern und szintillierende Fasern vermeiden. Sie reduzieren die Transmission zu stark und schränken die mechanische Stabilität und Flexibilität ein.
Tests einer neuartigen Verbindung ohne optischen Zement [BIC 90] wurden noch nicht durchgeführt.

Das Spektrum der 2 mm, runde BICRON Faser, die über den VALVO XP 4702 ausgelesen wurde, konnte wiederum nur über die Peakposition und Peakbreite in Photoelektronen umgerechnet werden konnte. Der Wert für $N_{PE} = 3$ ist aber nur eine untere Abschätzung, wie sich in Abschnitt 5.5 aus der Messung der absoluten Effizienz herausstellt.

In den Spektren der 1 mm Fasern zeigte sich bei d = 70 cm keine Struktur, so daß eine Analyse der TDC und ADC Daten nicht möglich war. Es muß dabei allerdings berücksichtigt werden, daß sie über den VALVO XP 4702 ausgelesen wurden, und auch schon bei den Messungen mit der ^{90}Sr - Quelle kein deutlicher Peak mit diesem Multiplier zu erkennen war (s. Abb. 4.15). Unterschiede zwischen den 1 mm Fasern der Firmen BICRON und KYOWA konnten deshalb nicht untersucht werden.

d = 50 cm	BICRON 2 mm, rund		BICRON 2 mm, quadr.	
	N_{PE}(SEP) [* = NPE(σ)]	t [ns]	N_{PE}(SEP)	t [ns]
HAM. R 1635-02 (H2)	----	----	20 ± 2	1.7 ± 0.1
HAM. R 1635-02 (H3)	22 ± 3 (12*)	1.6 ± 0.1	----	----
VALVO XP 4702	3*	2.5 ± 0.1	____	3.4 ± 0.1

Tabelle 5.2: Gemessene Photoelektronenzahlen N_{PE} und Zeitauflösungen t mit minimalionisierenden Protonen

Bei der 2 mm, runden OPTECTRON Faser ist im ADC-Spektrum kein Peak zu erkennen. Der Grund liegt wahrscheinlich in einem beschädigten core, denn eine andere OPTECTRON Faser gleicher Größe und Form lieferte bei der Messung mit der ß - Quelle genausoviel Szintillatorlicht wie eine BICRON Faser (Kapitel 4).

Für die Multiplier HAMAMATSU R 1635-02 und VALVO XP 4702 gelten im Prinzip die grundlegenden Unterschiede, wie sie in Abschnitt 4.9 beschrieben worden sind.
Im Gegensatz zu der Messung mit der ^{90}Sr-Quelle besitzt der VALVO XP 4702 allerdings in der Messung mit minimalionisierenden Protonen eine bessere Zeitauflösung t (t = 2.4 ns für die 2 mm, runde Faser; vgl. Abschnitt 4.9). Da in beiden Messungen derselbe Multiplier verwendet und dieselbe Anzahl von Photoelektronen detektiert wurde, kann diese verbesserte Zeitauflösung nur in einer optimaleren Einstellung der CF-Diskriminatoren begründet liegen.

Bei der Auswertung der Flugzeitspektren (Startpuls: Koinzidenz der Trigger T5, T6, T7; Stoppuls: Szintillationszähler am Zwischenbild des Spektrometers) erkennt man drei deutlich trennbare Peaks (Abb. 5.7).
Will man nun Aussagen über die Zuordnung der Peaks im TOF-Spektrum treffen, so bedarf es der Kenntnis der Teilchenart, die ins Spektrometer gestreut werden. Bei einem flüssigen ^{4}He-Target und einer kinetischen Energie der Protonen im Eingangskanal von T_p = 2.2 GeV kann man davon ausgehen, daß der größte Anteil an Teilchen nur Protonen, Pionen und Deuteronen waren. Man kann dann deren, zu erwartenden Flugzeiten aus den relativistischen Gleichungen (Formel 5.1) berechnen.

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{m^2}{p^2}}} \qquad mit: \quad p = 1.52 \, \frac{GeV}{c} \tag{5.1}$$

$$t_{TOF} = \frac{s_{SP}}{\beta \cdot c} \qquad mit: \quad s_{SP} = 18.2 \, m$$

Pion : m = 139 MeV/c^2 => t_{TOF} = 60.9 ns
Proton : m = 938 MeV/c^2 => t_{TOF} = 71.2 ns
Deuteron : d = 1876 MeV/c^2 => t_{TOF} = 96.4 ns

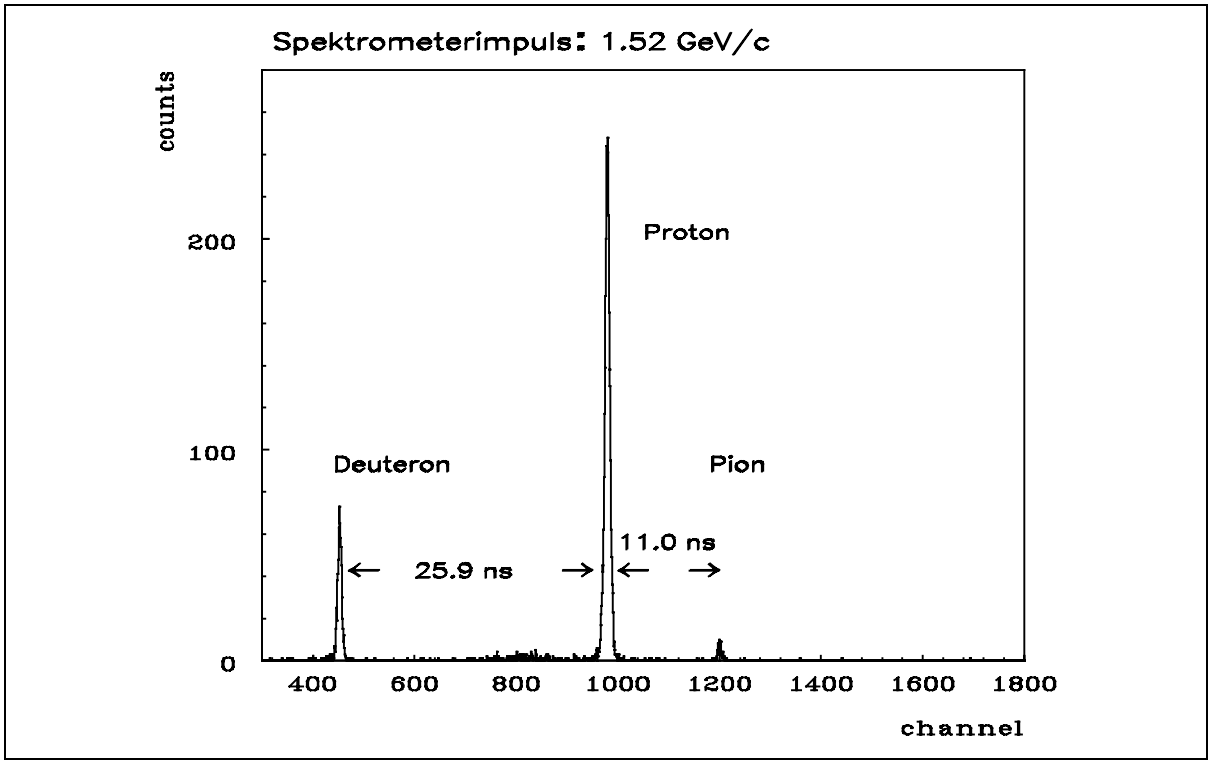

Abb. 5.7 Flugzeitspektrum (im Spektrometer SPES 4 gemessen: Flugweg 18.2 m; Target: liquid ^{4}He; T_p = 2.2 GeV; θ_{Lab} = 7°)

Ein Vergleich zeigt, daß die berechneten und gemessenen Flugzeiten in derselben Größenordnung liegen (Tabelle 5.3).

Bei der Auswertung der ADC-Daten bestand also durch Setzen von Schwellen im Flugzeitspektrum die Möglichkeit, im ADC-Spektrum nur den Energieverlust von Protonen zur Bestimmung der Photoelektronenzahlen zu berücksichtigen.

	theoretisch	gemessen
Δ TOF (Pion-Proton) [ns]	10.3	11.0 ± 0.4
Δ TOF (Proton-Deuteron) [ns]	25.2	25.9 ± 0.4

Tabelle 5.3: Berechnete und gemessene relative Flugzeiten zwischen Protonen und Pionen bzw. Protonen und Deuteronen

5.5 Bestimmung der absoluten Effizienz einer Faser

Die absolute Effizienz eines Szintillators ist durch die Zahl der ausgelösten Photoelektronen bestimmt. Ist diese bekannt, so kann man mittels der POISSON-Statistik auf die theoretisch zu erwartende Effizienz EFF_{theo} schliessen.
Geht man von der theoretischen Definition der Effizienz EFF_{theo} aus, daß EFF_{theo} die Wahrscheinlichkeit ist, ein Teilchen schon durch ein Photoelektron eindeutig nachzuweisen, so kann man diese bei im Mittel μ ausgelösten Photoelektronen berechnen (Formel 5.2).

$$EFF_{theo} = 1 - P_{POISS}(\mu,0) = 1 - \frac{\mu^0 \cdot \exp(-\mu)}{0!} \qquad (5.2)$$

$$\Rightarrow \quad EFF_{theo} = 1 - \exp(-\mu) = 1 - \exp(-N_{PE})$$

In der Praxis jedoch wird man, um zufällige Koinzidenzen auszuschliessen, die Nachweisschwelle eines Teilchens nicht bei einem Photoelektron (= Rauschschwelle), sondern bei einer höheren Zahl an Photoelektronen setzen. Diese im Experiment gesetzten Schwellen (z.B. Diskriminatorschwellen) richten sich nach der Zahl der bei einem Ereignis insgesamt ausgelösten Photoelektronen. Ist diese im Mittel groß (z.B. μ = 20), so kann die Nachweisschwelle auf einige Photoelektronen gesetzt werden, ohne damit die Effizienz zu erniedrigen. Zur Berechnung von EFF_{theo} ersetzt man in diesem Fall den Term $P_{POISS}(\mu,0)$ in Formel (5.2) durch $P_{POISS}(\mu,n)$, wobei n, in Photoelektronen ausgedrückt, die gesetzte Schwelle angibt.

Mit Hilfe der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Versuchsanordnung ist man in der Lage, die absolute Effizienz EFF_{exp} an verschiedenen Durchstoßpunkten des Faserquerschnitt zu bestimmen.

Um schon während der Messung eine Kontrolle über die Rohdaten zu erhalten, wurden in drei Scalerkanälen drei verschiedene Koinzidenzpulse gezählt, aus denen auch die Effizienz abgeschätzt werden konnte. Aus den jeweiligen Verhältnissen der Scalerkanäle 1 und 2 zum Scalerkanal 0 berechnet sich für jedes Faserende der Testfaser mit dem entsprechenden Multiplier die absolute Effizienz der Trigger- Testfaseranordnung in Abhängigkeit vom Ort y des Triggers T6, T7 (Abb. 5.8).

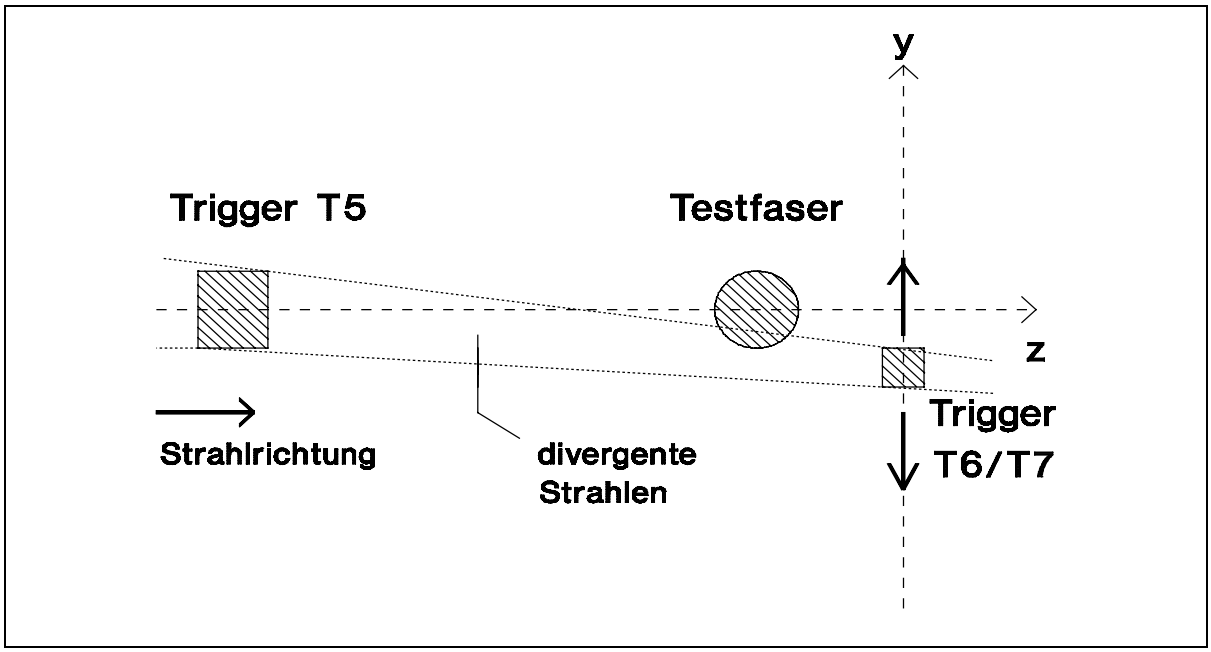

Abb. 5.8 Schematischer Schnitt der Triggeranordnung; zur Entfaltung der überlappenden Flächen von Trigger- und Testfaser ist die Strahldivergenz berücksichtigt; Abstände zwischen den Fasern: siehe Abb. 5.2

Scalerkanal 0 : Trigger T5 $\wedge$ T6 $\wedge$ T7

Scalerkanal 1 : Trigger T5 $\wedge$ T6 $\wedge$ T7 $\wedge$ Testfaser mit HAMAMATSU R 1635-02

Scalerkanal 2 : Trigger T5 $\wedge$ T6 $\wedge$ T7 $\wedge$ Testfaser mit VALVO XP 4702

Im allgemeinen sollte die Schwelle der Triggerdiskriminatoren sehr hoch, die der zu untersuchenden Testfasern sehr niedrig eingestellt sein. Dies garantiert einerseits, daß der Trigger nur dann einen Koinzidenzpuls auslöst, wenn genau ein Teilchen den Trigger durchquert hat. Andererseits verliert man durch eine niedrig eingestellte Diskriminatorschwelle im Testfaserzweig keine auftretenden Ereignisse.

In diesem Fall jedoch wurde die Schwelle der Trigger auf den kleinsten Wert eingestellt, um die niedrige Zählrate nicht zusätzlich zu verringern. Die Effizienz, die sich aus den Scalerwerten ergab, lieferte demnach einen zu niedrigen Wert. Bei der Auswertung der ADC-Spektren konnte dies aber durch Setzen von Schwellen in den Triggerspektren noch korrigiert werden.

Die Effizienz EFF_{exp} aus den ADC-Spektren bestimmt man dann aus dem Verhältnis der Zahl der registrierten Ereignisse der Testfaser oberhalb einer Schwelle relativ zu der gesamten Zahl an Triggereignissen. Trägt man EFF_{exp} gegen die entsprechenden Triggerpositionen y auf (Definition der Triggerposition s. Abb. 5.8), so kann man aus dem Verlauf durch Entfaltung auf die eigentliche Effizienz am Durchstoßpunkt der zu untersuchenden Faser schließen.

In welcher Größenordnungen die Effizienz von 2 mm Fasern liegt, kann aus Formel (5.2) abgeschätzt werden (mit der Information aus Tabelle 5.2, daß beim Durchgang eines minimal-ionisierenden Protons im zentralen Durchstoßpunkt der Fasern ungefähr 20 Photoelektronen ausgelöst werden). Für im Mittel 20 ausgelöste Photoelektronen ($\mu = 20$) beträgt die Effizienz $EFF_{theo} \approx 1$ für den Fall, daß jedes Ereignis oberhalb des Nullkanals als Proton gewertet wird (also: $n = 0$). Dieser Wert EFF_{theo} ändert sich auch dann nicht, wenn die Nachweisschwelle auf fünf Photoelektronen ($n = 5$) gesetzt wird.

In den Abbildungen 5.9 und 5.10 sind die mit der Triggerfaser gefalteten Effizienzen EFF_{exp} von 2 mm Fasern mit rundem und quadratischen Querschnitt eingetragen. Sie ergeben sich aus dem jeweiligen ADC-Spektrum, wenn man alle Ereignisse oberhalb des Nullkanals als gültige Koinzidenzen wertet.

In das Diagramm der quadratischen Testfaser (Abb. 5.9) sind die mit dem VALVO XP 4702 aufgenommenen Werte nicht eingezeichnet, da durch die Lichtschwächung aufgrund der Klebestelle eine Auswertung hinsichtlich der Effizienz nicht sinnvoll erschien.
Die durchgezogene Linie in Abbildung 5.9 ergibt sich, wenn man annimmt, daß eine quadratische Faser über ihren gesamten Querschnitt Effizienz 1 besitzt (aufgrund der Divergenz der Strahlen ($\sigma_\theta = 20$ mrad) beträgt die Plateaubreite hier 1.2 mm und nicht exakt 1 mm).

Bei der runden Testfaser ergibt sich im Falle des HAMAMATSU R 1635-02 auch ein Plateau mit der Effizienz 1, jedoch nur mit einer Breite von 0.8 mm (Abb. 5.10). Daß die Plateaubreite in dieser Triggeranordnung für runde Fasern kleiner als für quadratische Fasern liegt an der geringeren Effizienz am Rand von runden Faser. Dort werden im Mittel weniger Photonen aufgrund des kleineren Energieverlustes im core der Faser generiert und somit weniger Photoelektronen erzeugt. Man kann deshalb eine runde Faser, von der Effizienz her gesehen, durch eine quadratische Faser mit geringeren Querschnittsmaßen darstellen. So beschreibt z.B. die durchgezogene Linie in Abb. 5.10 die mit dem Trigger gefaltete Effizienz einer 1.9 mm, quadratischen Faser.

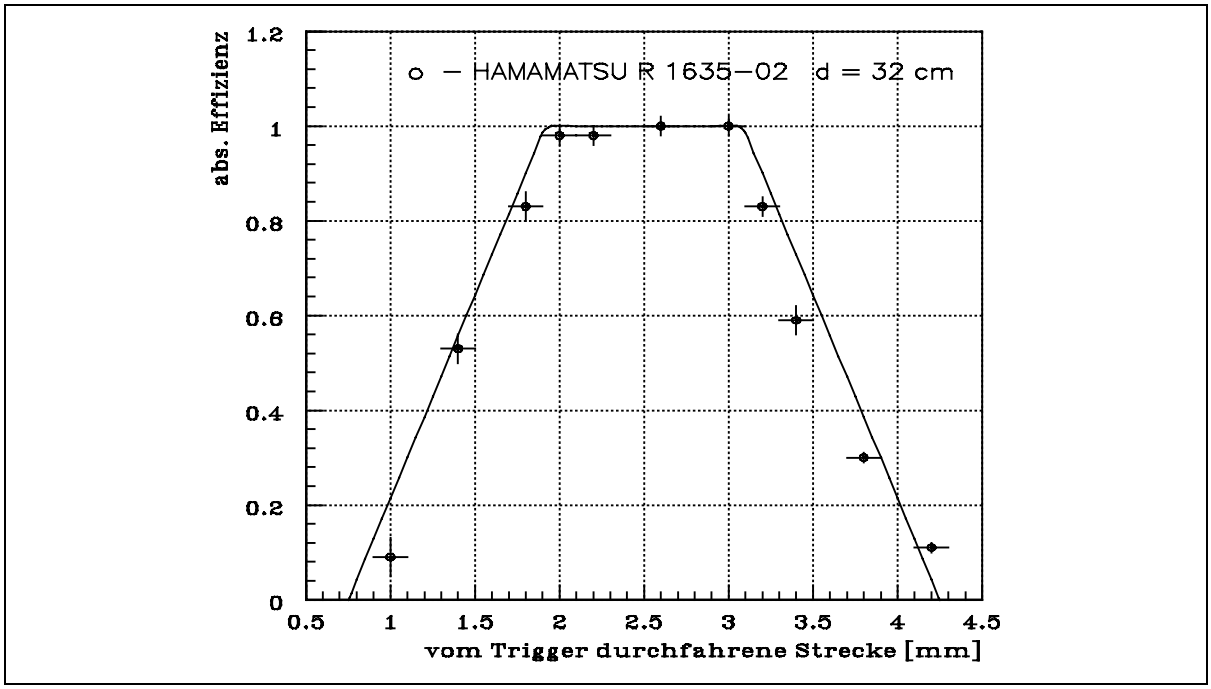

Abb. 5.9 Gemessene Effizienz EFF_{exp} der Trigger- Testfaseranordnung (siehe Abb. 5.8); die durchgezogene Linie ist die zu erwartende Kurve einer Faser mit Effizienz 1 (über den gesamten Querschnitt)

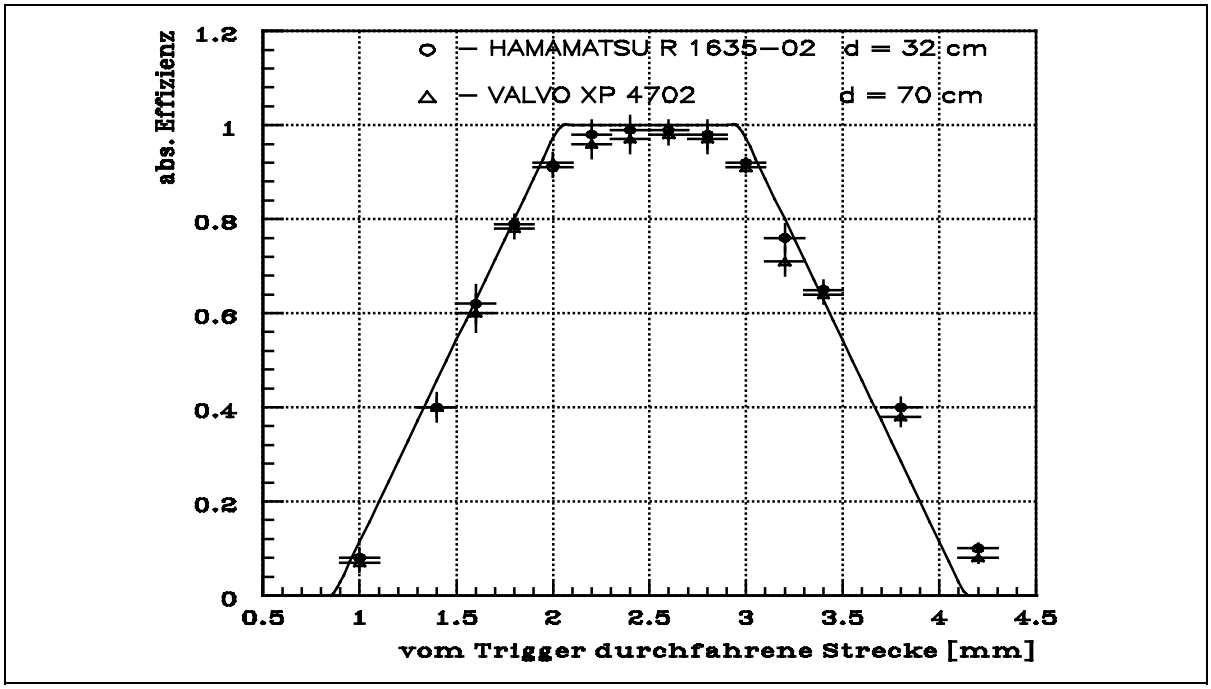

Abb. 5.10 Gemessene Effizienz der Trigger- Testfaseranordnung (siehe Abb. 5.8); die durchzogene Linie ist die zu erwartende Kurve einer 1.9 mm, runden Faser mit Effizienz 1 (über den gesamten Querschnitt)

Die Effizienzmessung der runden Faser mit dem VALVO XP 4702 zeigt denselben Verlauf wie die des HAMAMATSU R 1635-02. Die Meßpunkte liegen aber aufgrund der geringeren Zahl an ausgelösten Photoelektronen im Mittel um 0.2 (absolut) niedriger. Die geringere Photoelektronenzahl liegt einerseits an den unterschiedlichen Multipliereigenschaften (siehe Kapitel 4), in diesem Fall aber auch an den unterschiedlichen Abständen d, die in die Abschwächungslängen eingehen und somit die Zahl der ausgelösten Photoelektronen beeinflussen.

Das Ergebnis dieser Messung zeigt, daß sowohl 2 mm, runde als auch mit 2 mm, quadratische Fasern eine Effizienz von nahezu 100 % besitzen. Bei der Faser mit quadratischem Querschnitt konnte keine Abnahme der Effizienz zu den Rändern hin beobachtet werden. Als Folge davon treten bei einer Lage dicht aneinanderliegender quadratischer Fasern Effizienzverluste nur durch das nicht szintillierende Material des claddings und des EMA der Faser auf (EMA ist die äußerste, lichtundurchlässige Schicht der Faser; s. Kapitel 3).

Bei einer Lage von 2 mm Fasern mit rundem Querschnitt sind zusätzlich zu den nicht szintillierenden Materialien 5-10 % der abgedeckten Fläche nicht erfaßt, denn die Effizienz von runden Fasern nimmt zum Rand hin ab. Durchtretende, ionisierende Teilchen können somit an den Rändern der Fasern nur mit einer wesentlich niedrigeren Effizienz nachgewiesen werden. Eine spezielle Anordnung der runden Fasern oder eine zweite, dazu versetzte Lage sind dann als flächendeckende Detektorkomponente mit hoher Effizienz unerläßlich.

Noch einmal sei hier erwähnt, daß obige Betrachtungen unter der Voraussetzung durchgeführt wurden, daß alle Ereignisse, die im ADC-Spektrum oberhalb des Nullkanals liegen, als detektierte Protonen gewertet wurden (so auch Einphotoelektronenereignisse, die z.B. durch das Rauschen der Multiplier entstehen können).

Im folgenden soll nun dieselbe Auswertung der Effizienzmessung erfolgen, jedoch mit höher gesetzter Nachweisschwelle. Wie schon erwähnt, ist dies für den späteren Einsatz der Fasern im Detektor ein realistischerer Ansatz.
Es werden dafür jedoch nur die Spektren des HAMAMATSU R 1635-02 ausgewertet, da von diesem der SEP (Single-Photoelectron-Peak) bekannt ist. Setzt man die Nachweisschwelle auf 5 Photoelektronen, so erwartet man im zentralen Durchstoßpunkt bei im Mittel 20 ausgelösten Photoelektronen keine Verschlechterung der Effizienz.

Da quadratische Fasern über den gesamten Querschnitt eine konstante Effizienz von 100 % aufweisen, dürfte sich keine Veränderung von Abb. 5.9 ergeben. Bei der runden Faser hingegen erwartet man eine geringere Breite des Plateaus in der gefalteten Effizienzkurve.

Die Auswertung für n = 5 (das entspricht, geeicht auf die SEP der entsprechenden Multiplier, im ADC-Spektrum 10-12 Kanälen) ergab für die quadratische Testfaser innerhalb der Fehler denselben Verlauf, der in Abbildung 5.9 dargestellt ist.

In Abb. 5.11 sind die neu bestimmten Meßpunkte der runden Faser dargestellt. Die durchgezogene Linie entspricht der gefalteten Effizienzkurve einer quadratischen Faser der Größe 1.8 mm. Setzt man demnach die Nachweisschwelle auf 5 Photoelektronen, so reduziert sich der für die Detektion effektive Durchmesser einer runden Faser auf 90 % des Außendurchmessers (2 mm).

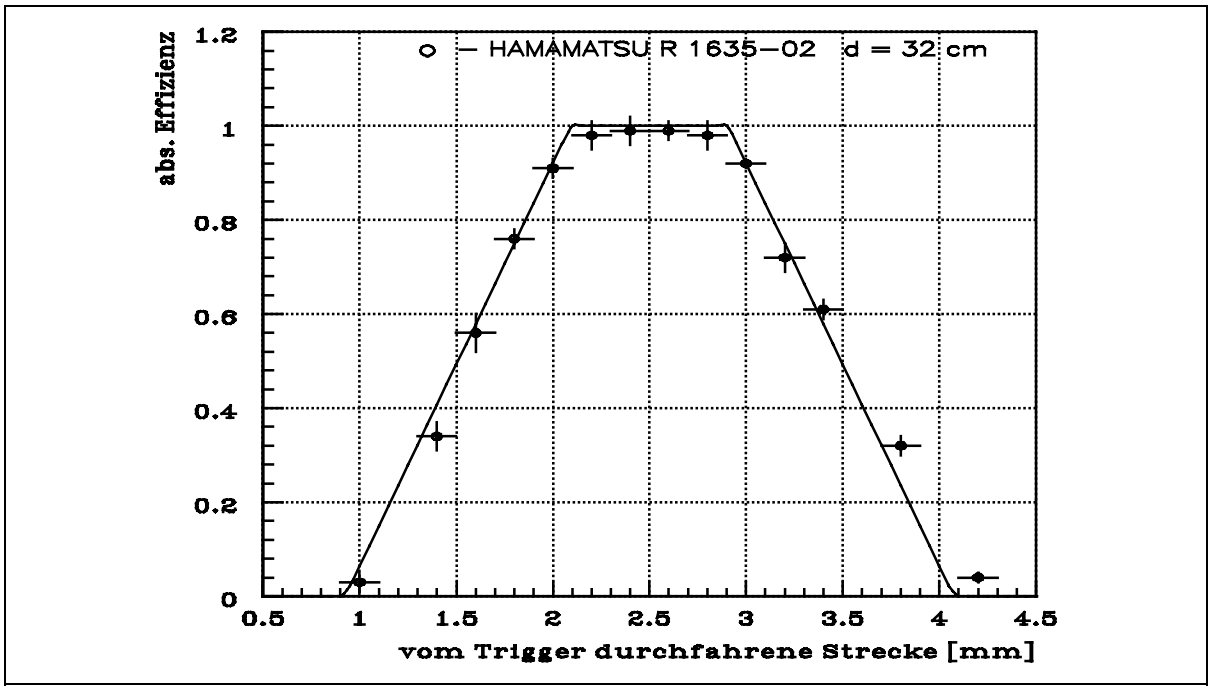

Abb. 5.11 Gemessene Effizienz der Trigger- Testfaseranordnung (siehe Abb. 5.8) mit neu gesetzter Schwelle bei 5 Photoelektronen; die durchgezogene Linie entspricht einer quadratischen Faser der Größe 1.8 mm