

FORSCHUNGSZENTRUM
ROSSENDORF e.V.

FZR

Archiv-Ex:

FZR-120

Dezember 1995

Anett Schülke

Methodische Untersuchungen und
Testmessungen für das
pp-Bremsstrahlungsexperiment am
COSY-TOF-Spektrometer

Forschungszentrum Rossendorf e.V.

Postfach 51 01 19 · D-01314 Dresden

Bundesrepublik Deutschland

Telefon (0351) 260 3259

Telefax (0351) 260 3700

E-Mail schuelke@fz-rossendorf.de

Methodische Untersuchungen und
Testmessungen für das
pp-Bremsstrahlungsexperiment am
COSY-TOF-Spektrometer

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt

der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

von

Anett Schülke

aus Nordhausen

Vors. der Promotionskommission: Prof. Dr. G. Soff

1. Gutachter:	Prof. Dr. H. Freiesleben
2. Gutachter:	Prof. Dr. H. Koch
3. Gutachter:	Prof. Dr. W. Eyrich

Tag der Einreichung:	20. Juli 1995
Tag der Verteidigung:	15. Dezember 1995

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie der Proton-Proton-Bremsstrahlung	6
2.1	Das Potential der starken Wechselwirkung	7
2.2	Das Potential der elektromagnetischen Wechselwirkung	9
2.3	Vergleich von Modellen mit bisherigen experimentellen Ergebnissen	11
3	Time-of-Flight-Spektrometer am COSY-Ring	13
3.1	Der Beschleuniger COSY	13
3.2	Das Flugzeitspektrometer	14
3.3	Der Startdetektor	16
3.3.1	Technische Beschreibung	17
3.3.1.1	Aufbau und Funktionsweise	17
3.3.1.2	Integriertes Testsystem	21
3.3.1.3	Optische Justierung der Startdetektorsegmente	22
3.3.1.4	Target	22
3.3.2	Eigenschaften der Startdetektorelemente	23
3.3.2.1	Amplitudenverteilung über der Szintillatorfläche	24
3.3.2.2	Spaltbreite benachbarter Szintillatortelemente	27
3.3.2.3	Detektoreffektivität	28
3.3.2.4	Zeitauflösung eines Detektormoduls	30
3.3.3	Funktionsweise des Startdetektors	31
3.3.3.1	Experimentaufbau	32
3.3.3.2	Flächenüberlappung der Segmente	33
3.3.3.3	Selektierung komplanarer Ereignisse	40
3.3.4	Zusammenfassung	41
3.4	Konzeption des Stopdetektors	42
3.4.1	Aufbau der Endkappe	42
3.4.2	Entwicklung eines Konzeptes für die Faßkomponenten mittels zweiseitiger Auslese langer, gerader Szintillatorstreifen	44
3.4.2.1	Aufbau der Testkonfigurationen	44
3.4.2.2	Simulation der Lichtüberführung	46
3.4.2.3	Untersuchung der Referenzkonfiguration	48
3.4.2.4	Vergleich der Testkonfigurationen mit der Referenzkonfiguration	55
3.4.2.5	Vorschlag einer zweiseitigen Auslesevariante für die Faßkomponenten	56

3.4.2.6	Rekonstruktion der elastischen π^+ -p- und p-p- Streuung	58
3.4.3	Abschätzungen zu Doppeltrefferereignissen	63
4	Erstes Experiment am Flugzeitspektrometer	67
4.1	Experimenteller Aufbau	67
4.2	Untersuchung von Eigenschaften der Spektrometerkomponenten .	70
4.2.1	Diskussion der Strahlverhältnisse	70
4.2.2	Projektion des Startringes auf das Stophodoskop	71
4.2.3	Kalibrierung der Flugzeiten	74
4.3	Rekonstruktion von Zwei- und Dreiteilchenreaktionen	77
4.3.1	Reaktionswahrscheinlichkeit und geometrische Akzeptanz .	77
4.3.2	Viererimpulsbestimmung der Reaktionsteilchen	79
4.3.2.1	Rekonstruktion der Energie der Teilchen	79
4.3.2.2	Missing Mass Rekonstruktion	79
4.3.3	Methode der kinematischen Anpassung	80
4.3.3.1	Allgemeine Methode	80
4.3.3.2	Ableitung für inklusive Messungen	81
4.3.4	Extraktion der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$	83
4.3.4.1	Kinematik	83
4.3.4.2	Winkel- und Zeitverteilungen	84
4.3.5	Extraktion von Dreiteilchenreaktionen	85
4.3.5.1	Kinematik	85
4.3.5.2	Missing Mass Rekonstruktion	87
4.3.5.3	Anwendung der kinematischen Anpassung	90
4.4	Suche nach pp -Bremsstrahlungsereignissen	92
4.4.1	Akzeptanz des Zentralhodoskops	92
4.4.2	Kinematik	93
4.4.3	Selektierung von $pp\gamma$ -Ereignissen	94
5	Zusammenfassung	97
A	Methode der kinematischen Anpassung	100
B	Erstellung der korrelierten Fehlermatrix	102

Kapitel 1

Einleitung

Das grundlegende Problem der Kernphysik besteht in der Beschreibung der starken Wechselwirkung zwischen den Nukleonen. Als fundamentale Theorie der Physik der starken Wechselwirkung wird die Quantenchromodynamik QCD angesehen. Hierin sind die Quarks die Fundamentarteilchen und deren Wechselwirkung wird durch die Gluonen als Eichbosonen vermittelt. Da die Nukleonen als gebundene Systeme der Quarks und Gluonen zu verstehen sind, ist die Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Rahmen der QCD recht kompliziert. Daher werden zur effektiven Betrachtung der Quark-Gluon-Dynamik Mesonenaustauschmodelle verwendet.

Zur vollständigen Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ist das *on-shell* und *off-shell* Verhalten der Kernkraft zu untersuchen. *On-shell* Informationen liefern die Analyse der elastischen Streuung und die Eigenschaften des Deuterons. Einen einfachen Zugang zum Studium des *off-shell* Verhaltens der starken Wechselwirkung liefert die Proton-Proton-Bremsstrahlung, da die elektromagnetische Wechselwirkung, die zur Emission eines Photons führt, schwach ist und im Rahmen der QED-Störungstheorie behandelt werden kann.

In den sechziger Jahren wurden erste Untersuchungen zur Nukleon-Nukleon-Bremsstrahlung durchgeführt [Bro69], [Dea68], [Gea66], [Gea67]. Es konnten jedoch nur wenige Informationen über das *off-shell* Verhalten gewonnen werden. Es wurde meist in komplanaren Geometrien gemessen, in denen der Wirkungsquerschnitt gut durch die Soft-Photon-Näherung [Fea80] beschrieben werden kann, in die nur *on-shell* Informationen eingehen. Erneutes Interesse errang die Nukleon-Nukleon-Bremsstrahlung für die Untersuchung der Kernkraft, als die TRIUMF-Gruppe [Kea87], [Fea87], [Wea86] zeigen konnte, daß Spinobservable auch in komplanaren Geometrien sensitiv auf *off-shell* Effekte reagieren.

Durch den Bau neuer Teilchenbeschleuniger mit höheren Energien und der Verbesserung der experimentellen Bedingungen können Wirkungsquerschnitte mit höherer Genauigkeit in verschiedenen Energiebereichen gemessen werden. Durch die Verwendung polarisierter Protonenstrahlen oder/und -targets ist die Messung von Spinobservablen möglich. Hierbei sind die Analysierstärke und Spinkorrelationsfunktionen die relevanten Meßgrößen [Hea91], [Lea72]. In Tab. 1.1 sind ei-

	TRIUMF	IUCF	CELSIUS	COSY	AGOR
Beginn mit $pp\gamma$	1987	1991	1992	1993	1994
E_{max}/MeV	500	500	1300	2500	200
Polarisation (vorgesehen)					
Strahl	ja	ja	ja	ja	ja
Target	nein	ja	nein	ja	ja
akomplanare Messungen	nein	ja	ja	ja	ja
Meßgrößen:					
differentieller Wirkungsquerschnitt	ja	ja	ja	ja	ja
Analysierstärke	ja	ja	ja	ja	ja
Spinkorrelationskoeffizienten	nein	ja	nein	nein	ja

Tab. 1.1: Beschleuniger, an denen Experimente zur Untersuchung der pp -Bremsstrahlung durchgeführt werden.

nige Beschleuniger, an denen $pp\gamma$ -Experimente durchgeführt werden, aufgeführt [Kuh94]. Experimentelle Daten zur pp -Bremsstrahlung liegen u.a. aus zwei Experimenten, eines vom TRIUMF-Beschleuniger in Vancouver [Mea90] und ein weiteres vom IUCF-Beschleuniger in Bloomington [Pea92], vor. Im ersten Experiment wurden differentielle Wirkungsquerschnitte für komplanare Ereignisse bei einer Energie von $T_{Strahl} = 280 MeV$ gemessen. Jedoch sind diese Daten aufgrund der gegebenen experimentellen Situation mit einer großen Unsicherheit behaftet. Zum Angleich an theoretische Rechnungen mußten die Ergebnisse mit einem willkürlichen Faktor $2/3$ skaliert werden. In dem zweiten Experiment wurden auch akomplanare Ereignisse nachgewiesen. Jedoch wurde zur Verbesserung der Statistik in der Analyse der Daten über einen Energiebereich von $T_{Strahl} = 278 \dots 325 MeV$ gemittelt. Neue präzise Messungen in komplanaren und akomplanaren Geometrien können Informationen zum pp -Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt im Vergleich mit diesen Experimenten liefern.

Für Untersuchungen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Mittelenergiebereich von der Pionenschwelle bis zu $2,5 GeV$ wurde der Teilchenbeschleuniger COSY am Forschungszentrum Jülich gebaut. Das Proton-Proton-Bremsstrahlungsexperiment wird am Flugzeitspektrometer TOF durchgeführt. Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Aufbaus dieses Detektors.

Im folgenden Kapitel wird auf die Modelle zur Beschreibung des pp -Bremsstrahlungsprozesses eingegangen. Es werden das Mesonen-Austausch-Bild der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und das elektromagnetische Potential, welches die Emission des Photons bewirkt, diskutiert. Die verschiedenen Modelle werden anhand der Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit vorhandenen Experimenten verglichen.

Im Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau für ein zukünftiges $pp\gamma$ -Experiment an COSY vorgestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für dieses Experiment ein Startdetektor gebaut. Der Aufbau und die Funktionsweise dieses Detektors werden diskutiert. Hierzu werden die Testmessungen am CERN und am Rossendorfer Zyklotron vorgestellt. Der Stopdetektor gliedert sich in drei Faßkomponenten und zwei Detektoren der Endkappe. Während für die beiden Hodoskope der Endkappe dreilagige Konzepte umgesetzt wurden, befindet sich das endgültige Design der Faßkomponenten noch in der Konzeptionsphase. Gegenstand des zweiten Teils dieses Kapitels werden die methodischen Untersuchungen zur Erstellung eines Konzeptes für diesen Stopdetektorteil sein, der auf der zweiseitigen Auslese langer Szintillatorstreifen beruht.

Der letzte Teil dieser Arbeit ist dem im Mai 1994 durchgeführten, ersten Experiment mit der derzeitigen Version des Flugzeitspektrometers gewidmet. Es werden die Messungen mit dem hier vorgestellten Startdetektor und dem Zentralhodoskop der Endkappe diskutiert. Neben den methodischen Untersuchungen steht die Rekonstruktion von Zwei- und Dreiteilchenreaktionen im Mittelpunkt. Den Abschluß dieses Kapitels bildet ein Ausblick auf die Rekonstruierbarkeit von pp -Bremsstrahlungseignissen mit den gegenwärtig vorhandenen Detektorkomponenten.

Kapitel 2

Theorie der Proton-Proton-Bremsstrahlung

Zur Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im COSY-Energiebereich werden Mesonen-Austauschmodelle verwendet. Die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen wird darin durch den Austausch von Mesonen vermittelt. Hierbei werden die Mesonen und Nukleonen als punktförmige Teilchen behandelt. Die Struktur der Nukleonen kann durch die Einführung von Formfaktoren berücksichtigt werden. Die Fitparameter dieser Modelle werden so gewählt, daß sie die experimentellen Daten der elastischen Streuung und die Grundzustandseigenschaften des Deuterons als gebundenes Nukleonensystem beschreiben. Hiermit kann jedoch nur das Verhalten der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung auf der Energieschale (*on-shell*) untersucht werden. Um das *off-shell* Verhalten zu studieren, müssen Prozesse betrachtet werden, in denen sich die Relativimpulse der Nukleonen vor und nach der Wechselwirkung unterscheiden. Zum Studium dieser Frage werden Modelle verwendet, die sich in der Beschreibung des *off-shell* Verhaltens, jedoch nicht in der des *on-shell* Verhaltens unterscheiden. Zur Differenzierung der Modellansätze können präzise Messungen der *pp*-Bremsstrahlungsreaktion dienen.

Der Prozeß der *pp*-Bremsstrahlung wird durch den Hamiltonoperator

$$\mathcal{H} = T_1 + T_2 + T_\gamma + V_s + V_{em} \quad (2.1)$$

beschrieben. Hierbei sind T_1 , T_2 , T_γ die Operatoren der kinetischen Energie der Protonen und des Photons. Die starke Wechselwirkung zwischen den Nukleonen ist durch das Potential V_s gegeben. Die Emission eines Photons wird durch das elektromagnetische Potential V_{em} erfaßt. Diese Potentiale werden in den beiden folgenden Abschnitten diskutiert. Den Abschluß dieses Kapitels bildet ein Vergleich der Ergebnisse verschiedener Modellrechnungen mit bisher vorhandenen Daten.

2.1 Das Potential der starken Wechselwirkung

Die grundlegende Idee zur Beschreibung der Kernkraft durch den Austausch von Mesonen [Yuk35] beruht auf der Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung, in der die Coulombkraft durch den Austausch von Photonen zwischen den geladenen Teilchen beschrieben wird. In der feldtheoretischen Betrachtung findet eine Wechselwirkung zwischen dem Nukleon- und dem Mesonfeld statt. In einem solchen Prozeß $N \rightarrow N + \pi$ ist die Energieerhaltung im Rahmen der Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \simeq \hbar$ verletzt, daher wird dieser Prozeß als virtuell bezeichnet. Wird das virtuelle Pion vom emittierenden Nukleon wieder absorbiert, liefert es einen Beitrag zur Selbstenergie des Nukleons [PB93]. Wird es von einem anderen Nukleon absorbiert, trägt es zur Energie beider Nukleonen bei. Diese Meson-Nukleon-Wechselwirkung führt zu einem Nukleon-Nukleon-Potential.

Die allgemeine Form eines phänomenologischen Nukleon-Nukleon-Potentials ist gegeben durch [PB93], [Fre95b]

$$V = V_C + V_{LS} \vec{L} \cdot \vec{S} + V_T S_{12} + V_\sigma \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_{\sigma p} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p}_1) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{p}_2) + V_{\sigma L} Q_{12} \quad (2.2)$$

mit

$$\vec{L} \cdot \vec{S} = (\vec{r} \times \vec{p}) \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \quad (2.3)$$

$$Q_{12} = \frac{1}{2} [(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L}) + (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L}) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L})] \quad (2.4)$$

$$S_{12} = \frac{3 \cdot (\vec{\sigma}_1 \vec{r}) (\vec{\sigma}_2 \vec{r})}{r^2} - (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \quad (2.5)$$

wobei die Terme $V_{LS} \vec{L} \cdot \vec{S}$, $V_{\sigma L} Q_{12}$ die Spin-Bahn-Kopplung und $V_T S_{12}$ das Tensorpotential beschreiben und jeder Koeffizient V_i in der Form

$$V_i = V_i^0 + V_i^r \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \quad (2.6)$$

geschrieben werden kann. Hierbei sind \vec{L} der Drehimpuls-, $\vec{\tau}_i$ der Isospin-, \vec{S} der Spinoperator und $\vec{\sigma}_i$ die Paulischen Spinmatrizen. Phänomenologische Potentiale sind z.B. das Hamada-Johnston-Potential [Hea62], das Yale-Potential [Lea62], das Melbourne-Potential [Pea81] und das Reid-Potential [Rea68], [Day81]. Diese Potentiale sind parametrisiert und werden somit an die experimentellen Daten mittels Phasenanalyse angepaßt. Eine phänomenologische Näherung kann den Bereich $r > 3fm$, der im mesonentheoretischen Bild durch den Ein-Pion-Austausch beschrieben wird, gut wiedergeben.

Die heute angewandte Theorie zur Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung beruht auf einem Ein-Meson-Austausch-Potential (OBEP-One-Boson-Exchange-Potential). Hierbei wird ein energieabhängiger Operator $T(E)$ in Termen des Zweikörperpotentials V definiert

$$T(E) = V + V G(E) T(E), \quad (2.7)$$

wobei $G(E)$ die freie Greensche Funktion darstellt. Die T -Matrixelemente ¹

$$T(k', k; E_k) = \langle \vec{k}' | T(E_k) | \vec{k} \rangle \quad (2.8)$$

können in der Feldtheorie berechnet werden und stellen somit die Verbindung zwischen Potential und mesonentheoretischer Beschreibung her [PB93]. Hierbei sind $E_k = k^2$ die Energie der Nukleonen vor und $E_{k'} = k'^2$ nach der Streuung. Die Matrixelemente sind für $k'^2 = k^2$ *on the energy shell* (kurz als *on-shell* bezeichnet), da hierbei die Energie der Nukleonen erhalten bleibt. Sind jedoch drei und mehr Teilchen vorhanden, wird die T -Matrix *off the energy shell* (kurz: *off-shell*). Hierbei wird unter *half off-shell* für $k^2 \neq k'^2$ und *complete off-shell* für $E \neq k^2 \neq k'^2$ unterschieden [PB93]. In die Rechnungen zur pp-Bremsstrahlung gehen die *half off-shell* Matrixelemente ein.

In der Mesonentheorie wird die Wechselwirkung in eine Reihe von Ein-, Zwei-, ... Mehr-Pionen-Austauschprozessen mit der Pion-Nukleon-Kopplungskonstante g entwickelt.

$$T = g^2 T^{(1)} + g^4 T^{(2)} + \dots \quad (2.9)$$

In Abb. 2.1 sind die Prozesse des Ein- und Zwei-Pionen-Austausches graphisch dargestellt. Mit der Forderung, daß die Streuamplitude \mathcal{T} mit der Streuamplitude

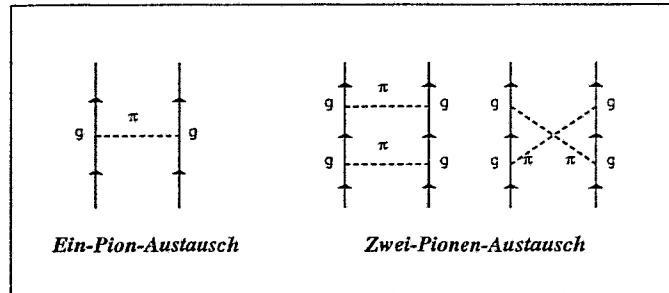


Abb. 2.1: Graphische Darstellung der Beiträge des Ein- und Zwei-Pionen-Austausches zur Zwei-Nukleon-Streuamplitude T . Der Ein-Pionenaustausch ist proportional zu g^2 und bildet $T^{(1)}$, der Zwei-Pionenaustausch ist proportional zu g^4 und gibt den Beitrag $T^{(2)}$. Die gestrichelten Linien kennzeichnen ein Meson, die durchgezogenen Linien die Nukleonen.

T , die man aus einem bekannten Potential ausrechnen könnte, übereinstimmt, können die Potentialanteile der verschiedenen Mesonenaustauschprozesse gebildet werden. Praktisch ist die Berechnung des Mehr-Pionen-Austausches jedoch sehr kompliziert, daher werden diese Prozesse in Form einer effektiven Wechselwirkung durch einzelne Boson-Austauschprozesse simuliert. Daraus lassen sich verschiedene Bereiche des Nukleon-Nukleon-Potentials kennzeichnen [PB93], [Mac89], [Bro76]:

- Der langreichweitige Teil ($r > 2 \text{ fm}$) wird durch den Austausch pseudo-skalärer Mesonen ($J^P = 0^-; \pi, \eta$) beschrieben.

¹Es werden hier, entsprechend der in der Literatur üblichen Konvention, die Impulse und Massen der Teilchen in „Energie-“Einheiten verwendet. Es wird $\hbar = c = 1$ gesetzt.

- Im mittleren Teil ($0,7 \text{ fm} < r < 2 \text{ fm}$) kann die Wechselwirkung durch den Austausch skalarer Mesonen ($J^P = 0^+$; δ, σ) simuliert werden. Hierzu werden zwei skalare Mesonen mit $m_\delta \sim 500 \text{ MeV}$ und $m_\sigma < 700 \text{ MeV}$ eingeführt, die den korrelierten Zwei-Pionen-Austausch parametrisieren.
- Der kurzreichweitige Teil wird durch den Austausch des Vektormesons ρ beschrieben. Der sehr kurzreichweitige, repulsive Anteil wird durch das Vektormeson ω vermittelt.

Die endliche Ausdehnung der Nukleonen und ihr Aufbau aus drei Quarks wird in den OBEP-Modellen durch die Einführung von Formfaktoren berücksichtigt. Die *cutoff* Parameter dieser Formfaktoren und die Kopplungsstärken werden als Fitparameter an experimentelle Daten angepaßt.

Die bekanntesten OBEP-Potentiale sind

- das Bonn-Potential [Mea87],
- das Paris-Potential [Lea80], in welchem die Formfaktoren für kleine Abstände im Gegensatz zum Bonn-Potential phänomenologisch behandelt werden,
- das Nijmegen-Potential [Nea78] und
- das Ruhr-Potential [Dea91], welches im Unterschied zu den anderen Modellen das Mesonen-Austausch-Bild mit der Theorie der QCD bei höheren Impulsüberträgen und kleinen Abständen verbindet.

2.2 Das Potential der elektromagnetischen Wechselwirkung

Die elektromagnetische Wechselwirkung der beiden Nukleonen mit dem Photonfeld wird durch einen Konvektions-, einen Magnetisierungs- und einen Austauschstrom beschrieben [Nak89]

$$V_{em} = V_{conv} + V_{magn} + V_{exch}. \quad (2.10)$$

Der Konvektionsstrom V_{conv} wird vom kinetischen Teil des Hamiltonoperators verursacht. Der Magnetisierungsstrom V_{magn} ist durch die magnetischen Momente der Nukleonen bedingt. Aus V_{conv} und V_{magn} setzt sich der Einkörperstrom zusammen. Der Beitrag des Mesonenaustauschstromes beschreibt die Modifizierung des Kernpotentials durch die Wechselwirkung mit dem Photon. Dieser Beitrag ist ein Zweikörperstrom [Hea91].

In Abb. 2.2 und 2.3 werden die Prozesse der Bremsstrahlungsreaktion graphisch dargestellt. In Abb. 2.2a sind die Graphen gezeigt, bei denen die starke Wechselwirkung V_s vor oder nach der Photonemission stattfindet. Da das Photon an einer äußeren Nukleonenlinie emittiert wird, bezeichnet man diese Prozesse auch als externe Ströme. Der Einkörper-Rescatteringbeitrag ist in den Abb 2.2b dargestellt. Diese Terme charakterisieren die Doppelstreuung (oder Rescattering) [Bro69], da die starke Wechselwirkung sowohl vor als auch nach der Photonemission auftritt.

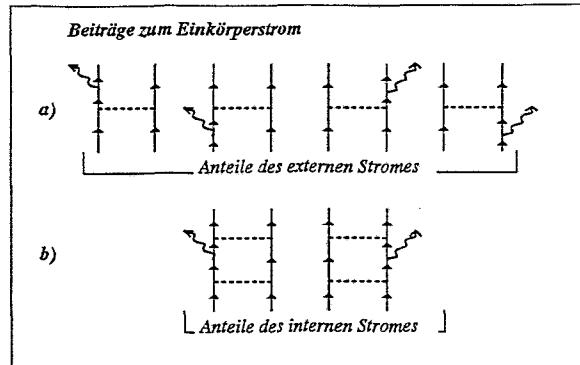


Abb. 2.2: Graphische Darstellung der Prozesse zum Einkörperstrom. Die gestrichelten Linien kennzeichnen ein Meson, die durchgezogenen Linien die Nukleonen, die Wellenlinie das Photon.

Da die Emission des Photons an einer inneren Nukleonenlinie stattfindet, bildet dieser Teil einen Beitrag zum internen Strom. Der Zweikörperstrom bildet den zweiten Teil des internen Stroms. In Abb. 2.3a sind die Terme der Einfach- und in Abb. 2.3b der Doppelstreuung dargestellt. Der Zweikörperstrom resultiert aus den Austauschtermen (rechte Graphen in Abb. 2.3) und den sogenannten *seagull* Termen (linke und mittlere Graphen in Abb. 2.3). Die Austauschtermine setzen sich aus zwei Beiträgen zusammen. Werden zwischen zwei Nukleonen zwei geladene Pionen ausgetauscht, können diese in einem Bremsstrahlungsprozeß ein Photon emittieren. Andererseits können auch ungeladene Mesonen magnetisch koppeln und zur Emission eines Photons führen [Eea94a]. In der Untersuchung der Frage, wie die virtuellen Mesonen an die Nukleonen koppeln, ist der *seagull*-Graph von Bedeutung. Er kann eine Unterscheidung zwischen pseudoskalarer und pseudovektorieller Kopplung liefern. Diese Untersuchungen sind anhand neuerer relativistischer Rechnungen [Eea94b] möglich.

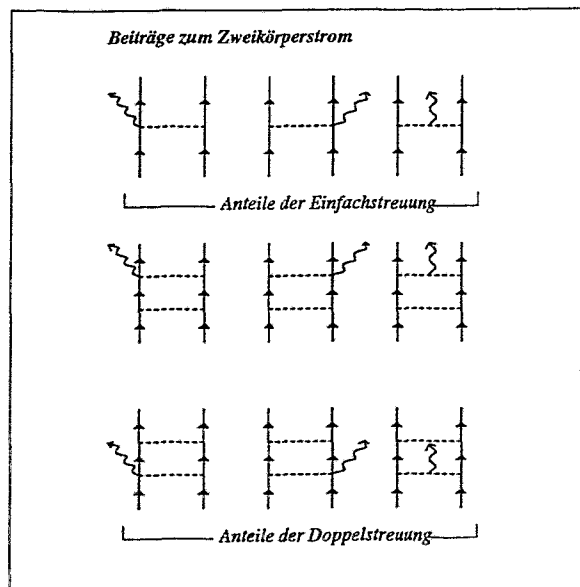


Abb. 2.3: Graphische Darstellung der Prozesse zum Zweikörperstrom. Die gestrichelten Linien kennzeichnen ein Meson, die durchgezogenen Linien die Nukleonen, die Wellenlinie das Photon.

2.3 Vergleich von Modellen mit bisherigen experimentellen Ergebnissen

In Abb. 2.4 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlung als Funktion des Photonenpolarwinkels für Rechnungen mit verschiedenen theoretischen Ansätzen im Vergleich mit der TRIUMF-Messung aufgetragen. Hierbei werden die Modelle sowohl für *on-shell* als auch für *off-shell* Rechnungen verglichen. *On-shell* Näherung bedeutet, daß für einen gegebenen ($j\sigma\tau$)-Reaktionskanal mit den Drehimpulsen L und L'

$$T_{LL'}^{j\sigma\tau}(k', k; E_k) \rightarrow T_{LL'}^{j\sigma\tau}(k, k; E_k) \quad (2.11)$$

eingesetzt wird. Die verschiedenen Modelle zeigen sowohl im *on-shell* als auch im *off-shell* Verhalten Abweichungen, die in der Größenordnung der experimentellen Meßunsicherheiten liegen. Andererseits wird im Vergleich der Darstel-

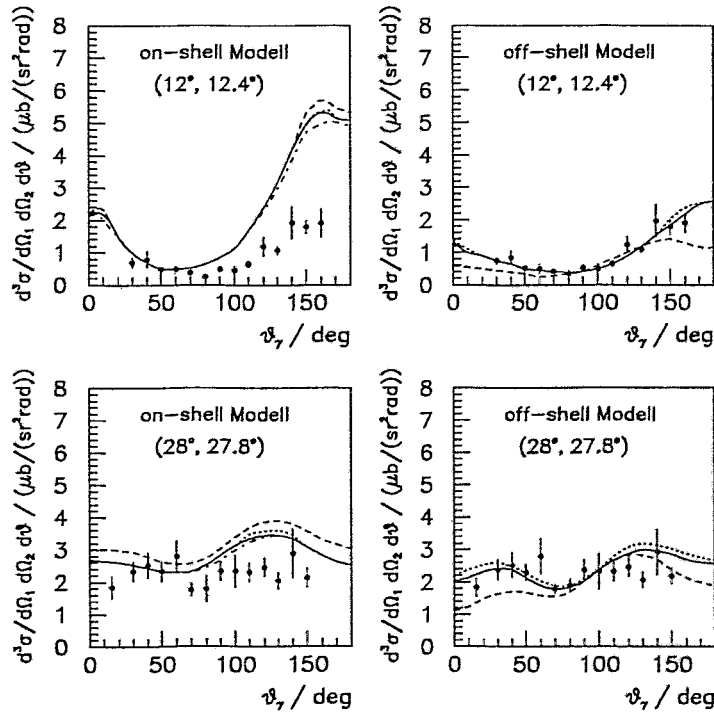


Abb. 2.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Photonenpolarwinkels für verschiedene theoretische Ansätze in *on-shell* und *off-shell* Näherung im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen aus [Mea90]; Parameter (ϑ_1, ϑ_2) - nachgewiesene Protonenstreuwinkel, durchgezogene Linie - Bonn-Potential, Strich-Punkt-Linie - Paris-Potential, gepunktete Linie - Reid-Potential, gestrichelte Linie - Melbourne-Potential (entnommen aus [Kea93])

lungen deutlich, daß aus den Ergebnissen der Messung bei den Protonenwinkeln ($\vartheta_1 = 28^\circ$, $\vartheta_2 = 27,8^\circ$) eine Differenzierung zwischen den *on* und *off-shell* Rechnungen nicht eindeutig möglich ist. Jedoch zeigen die Rechnungen für die Protonenwinkel ($\vartheta_1 = 12^\circ$, $\vartheta_2 = 12,4^\circ$), daß die *off-shell* Rechnungen

die Daten gut beschreiben, während die *on-shell* Näherungen den Wirkungsquerschnitt überschätzen. Analoge Aussagen lassen sich für die Diskussion der Analysierstärke ableiten [Kea93]. Es zeigt sich offensichtlich eine starke Abhängigkeit der Aussagen bezüglich der *off-shell* Effekte von der kinematischen Situation. Andererseits wird auch die Frage diskutiert, in welchem Maße der Phasenraumfaktor P den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\vartheta_\gamma} = P \cdot |M_{fi}|^2 \quad (2.12)$$

bestimmt. Die Übergangsamplitude M_{fi} enthält hierbei die Informationen über die Wechselwirkung. Die experimentellen Ergebnisse des IUCF-Experimentes [Pea92] zeigen für verschiedene Kombinationen der Protonenstreuwinkel ($\vartheta_1 = \vartheta_2 = 6^\circ, 8,4^\circ$ und $10,8^\circ$), daß sich die Winkelverteilung durch die Phasenraumverteilung anpassen läßt (Abb. 2.5).

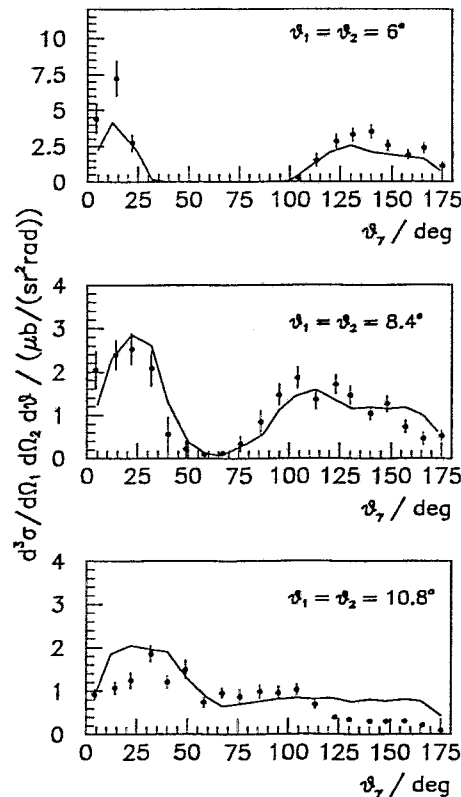


Abb. 2.5: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Photonenpolarwinkels für verschiedene Protonenstreuwinkel. Die Datenpunkte sind aus [Pea92], die Linien zeigen die skalierten Phasenraumrechnungen (entnommen aus [Pea92]).

Offene Probleme aus dem Vergleich der Modellansätze mit den bisherigen experimentellen Ergebnissen und verschiedene theoretische Fragen (s. Abschnitt 2.1) bilden die Motivation zur Messung der Proton-Proton-Bremsstrahlungsreaktion im vollständigen kinematischen Bereich.

Kapitel 3

Time-of-Flight-Spektrometer am COSY-Ring

3.1 Der Beschleuniger COSY

Am Forschungszentrum Jülich wurde im April 1993 der Teilchenbeschleuniger COSY (*COoler SYnchrotron* – ein Synchrotron und Speicherring) in Betrieb genommen. Er wird Protonen in einem Impulsbereich von $270 \dots 3300 \text{ MeV}/c$ für Experimente an internen und externen Strahlplätzen zur Verfügung stellen. In der späteren Ausbauphase ist auch die Beschleunigung von Deuteronen und leichten Ionen vorgesehen. Als Injektor dient das Zyklotron JULIC mit einer ECR-Ionenquelle und einer Strahlenergie von $T_{\text{Strahl}} = 40 \text{ MeV}$. Der Ring hat einen Umfang von 184 m und wird intern maximal 10^{11} Teilchen beschleunigen [Pfi90].

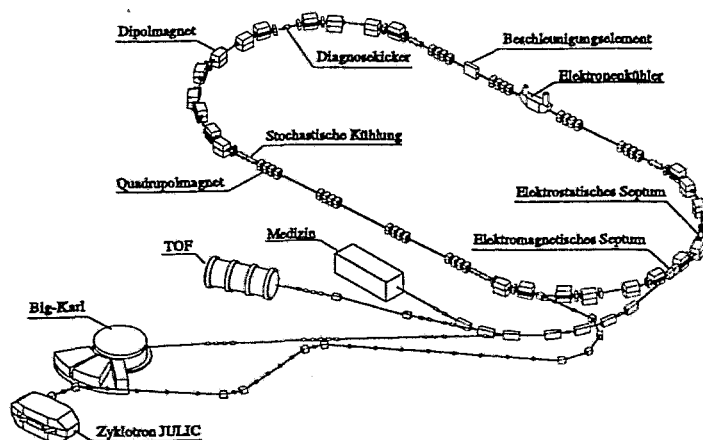


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des COSY-Ringes mit den externen Strahlplätzen

Für eine effektive Speicherung und Beschleunigung von Teilchenstrahlen wird ein geringer Durchmesser und eine geringe Impulsbreite angestrebt. Hierzu muß der injizierte Protonenstrahl, der als ein Teilchengas mit hoher Temperatur betrachtet werden kann, gekühlt werden. Das läßt sich durch Kontakt mit einem kalten Elektronenstrahl realisieren [Bud67]. Dabei bewegen sich die Elektronen in einem geraden Abschnitt des Ringes parallel zu den Protonen und nehmen durch Stöße die statistisch ausgerichteten Impulscomponenten der Protonen auf. Die Elektronen werden nach der Kühlungsstrecke mit Hilfe von Magneten wieder vom Protonenstrahl getrennt. Eine andere Methode ist die stochastische Kühlung [Mee72], bei der die Verringerung der Temperatur des Strahls durch einen Rückkopplungsmechanismus, der bedingt durch den Unterschied zwischen Ist- und Sollwert des Strahls eine Korrektur an einer anderen Stelle des Ringes bewirkt, realisiert wird. Am COSY-Beschleuniger wird eine Kombination aus Elektronen- ($T_{Strahl} \leq 1000 \text{ MeV}$) und stochastischer Kühlung ($T_{Strahl} \geq 1000 \text{ MeV}$) eingesetzt. Ziel dieser Methode ist, einen Strahl mit einer Emittanz $\leq 1\pi \text{ mm mrad}$ und einer Impulsunschärfe von $\Delta p/p \simeq 10^{-4}$ an die externen Strahlplätze zu liefern.

Zum Abschluß dieser Arbeit waren die Designwerte des Beschleunigers noch nicht erreicht. Im Mai 1994 wurde das erste Testexperiment am Flugzeitspektrometer mit einem ungekühlten Strahl bei einer Energie von $T_{Strahl} = 455 \text{ MeV}$ durchgeführt. Die Teilchen konnten intern auf die Maximalenergie beschleunigt werden. Im Mai 1995 konnte zum TOF-Spektrometer ein ungekühlter Strahl mit einem Impuls von $2,75 \text{ GeV}/c$ extrahiert werden.

3.2 Das Flugzeitspektrometer

Das Flugzeitspektrometer TOF (*Time-Of-Flight*) wird an einem externen Experimentierplatz am COSY-Ring (s. Abb. 3.1) in einer Zusammenarbeit verschiedener Gruppen der Ruhr-Universität Bochum, der Universität Bonn, der TU Dresden, der Universität Erlangen, des Forschungszentrums Jülich, des Forschungszentrums Rossendorf und der Universität Tübingen aufgebaut.

Es besteht aus einem etwa 9 m langen Vakuumtank mit einem Durchmesser von 3 m , der in drei modulare Faßdetektorkomponenten, einen Zentral- und einen Ringhodoskopdetektor unterteilt ist (Abbildung 3.2). Diese Detektoren des Tanks sind die Stopdetektoren in dem Flugzeitspektrometer und bestehen aus unterschiedlichen Szintillatormaterialien (BC 408, NE 102A, NE 110). Zentral- und Ringhodoskopdetektor bilden die Endkappe des Tanks und sind als dreilagige Szintillatorhodoskope konstruiert, wobei jede Lage aus Segmenten unterschiedlicher Form und Anzahl besteht. Auf die Funktionsweise dieser Detektoren wird in Abschnitt eingegangen. Der Zentralhodoskopdetektor ist aufgebaut und wurde in den ersten Testexperimenten eingesetzt. Derzeit befindet sich der Ringdetektor im Aufbau. Für die Faßdetektorkomponenten existieren zwei Konzepte. Eine Variante besteht in der Fortsetzung der dreilagigen Struktur der Endkap-

pendektoren. Diesem Konzept stehen derzeit jedoch technische Probleme in der Umsetzung der Genauigkeitsforderungen entgegen. Eine andere Methode ist die zweiseitige Auslese von Szintillatorstreifen. Methodische Untersuchungen, die zur Erstellung des Konzeptes zweiseitig ausgelesener, 2,5 m langer Szintillatorstreifen führten, werden in Abschnitt 3.4 dieser Arbeit vorgestellt. Gegenwärtig werden Untersuchungen zur Realisierung der Konzepte durchgeführt und in technischen Proposals zusammengefaßt.

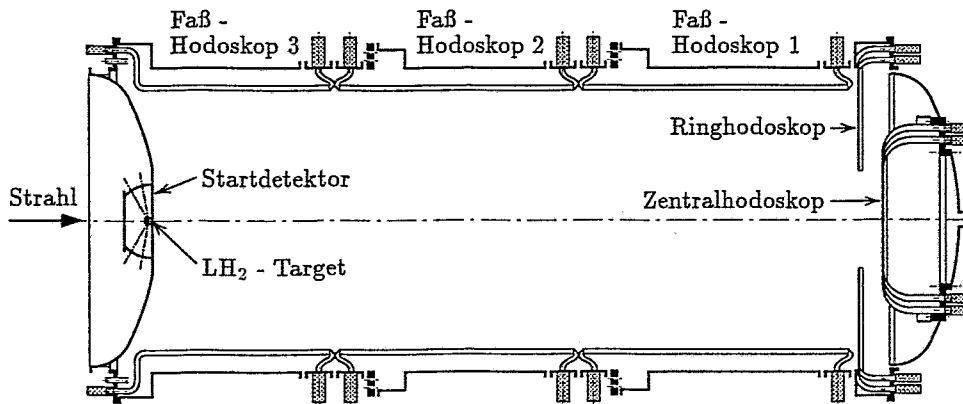


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des Flugzeitspektrometers

Entsprechend unterschiedlicher Experimentvorschläge [COS90] wurden zwei Startdetektoren gebaut. Ein Startdetektor, der sich insbesondere durch eine genaue Rekonstruktion der Teilchenspur im Targetbereich auszeichnet, wurde von der Erlanger Gruppe entwickelt und getestet [Wir95]. Der zweite Startdetektor wurde von der Rossendorfer Gruppe gebaut. Für diesen Detektor ist eine geringe Materialdicke im Targetbereich kennzeichnend. Dadurch wird nur eine geringe Lichtausbeute erreicht, wodurch sich spezielle Anforderungen an die Lichtüberführung ergeben. Die wesentliche Aufgabe dieses Startdetektors besteht darin, mit Hilfe eines schnellen Triggersystems eine grobe Richtungsinformation zu liefern und eine Unterdrückung der elastischen pp-Streuung bei der Datennahme zu ermöglichen. Eine detaillierte Diskussion des Aufbaues und der Funktionsweise dieses Startdetektors wird in dieser Arbeit vorgestellt.

Im TOF-Spektrometer werden die Flugzeiten, die Flugrichtungen und die Multiplizität geladener Teilchen gemessen. Aufgrund der großen Ausdehnung des Spektrometers werden Messungen mit einer sehr guten Winkel- und Flugzeitauflösung ermöglicht. Da die Protonen der Bremsstrahlungsreaktion Flugbahnen in Vorwärtsrichtung besitzen, wird mit dem Spektrometer der gesamte Raumwinkel im Schwerpunktsystem abgedeckt. Bei Kenntnis der Ruhemassen der Teilchen oder unter Verwendung einer speziellen Reaktionshypothese können die Impulse der Teilchen rekonstruiert werden. Der Nachweis ungeladener Teilchen ist mit diesem Aufbau nicht möglich. Diese Teilchen müssen mittels der Viererimpulserhaltung rekonstruiert werden. Für die Messung von Photonen und Neutronen werden von der Dresdner Gruppe gegenwärtig Untersuchungen zur Entwicklung von Detektoren durchgeführt.

3.3 Der Startdetektor

Für Experimente am Flugzeitspektrometer COSY-TOF wurde ein Startdetektor gebaut, der den Anforderungen nach geringer Materialdicke und einer Zeitauflösung $\leq 1 \text{ ns}$ genügt [COS90]. Dieser Startdetektor ist insbesondere für das Studium der Proton-Proton-Bremsstrahlungsreaktion konstruiert worden. Das experimentelle Konzept sieht keine exakte Vertexrekonstruktion im Startbereich vor, sondern erfordert dagegen eine schnelle Zeit- und Richtungsinformation möglichst nahe am Targetpunkt. Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts der Bremsstrahlungsreaktion gegenüber der elastischen pp-Streuung wurde ein schnelles Triggersystem ([Bra.95]) zur ersten Selektierung der Ereignisse entwickelt, wobei der Startdetektor bei der Aufnahme der Startsignale ein Kriterium zur Unterdrückung der elastischen pp-Streuung als Konkurrenzreaktion liefert. Grundlage hierfür ist ein Vergleich der kinematischen Verhältnisse der elastischen pp- und der $pp\gamma$ -Reaktion hinsichtlich des Öffnungswinkels $\Delta\vartheta$ und des Winkels der Akomplanarität $\Phi_{\text{kompl.}}$ der gestreuten Protonen.

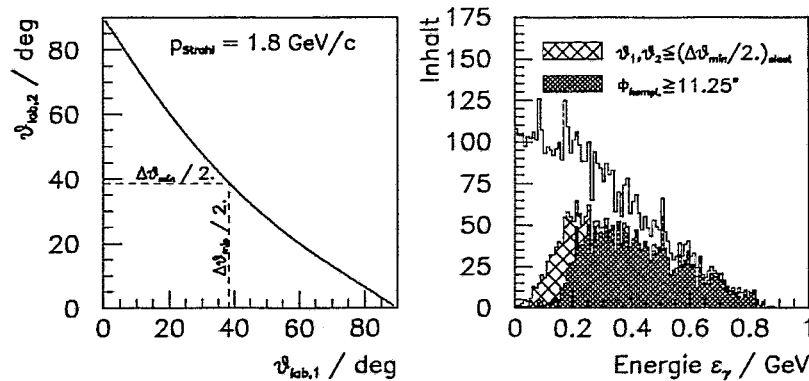


Abb. 3.3: links: Korrelation der Streuwinkel der elastischen pp -Reaktion (Kennzeichnung des minimalen Öffnungswinkels der Polarwinkel), rechts: Energiespektrum der Photonen der $pp\gamma$ -Reaktion im gesamten Phasenraum und für zwei verschiedene Triggermöglichkeiten mit dem Startdetektor

Im linken Teil der Abb.3.3 sind die korrelierten Streuwinkel der elastisch gestreuten Protonen im Laborsystem für einen Strahlimpuls von $1,8 \text{ GeV}/c$ dargestellt. Der Winkel $\Delta\vartheta_{\text{min}}/2$ bestimmt die obere Streuwinkelgrenze eines sich zentrisch um die Strahlachse befindenden Startringes. Die Bestimmung dieses Grenzwinkels unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung in den Materialien im Startbereich wird weiter unten diskutiert. Um eine hohe Ratenverträglichkeit zu garantieren und eine Information über die Flugrichtung zu erhalten, wurde eine Segmentierung des Startdetektors in 16 $\Delta\varphi$ -Bereiche vorgenommen.

Aus dieser Einteilung des Startbereiches ergibt sich ein Vetodetektor (Ring B) und ein Startzähler (Ring A) für die pp -Bremsstrahlungsreaktion. In Verbindung mit oder ohne Stopdetektoren lassen sich verschiedene Triggerbedingungen ableiten. Eine Möglichkeit, in der nur die ϑ -Einteilung des Startdetektors verwendet wird, besteht z.B. darin, den Ring B als Vetozähler einzusetzen und im

Startzähler A eine Multiplizität ≤ 2 zu verlangen. Das begrenzt den Nachweis von $pp\gamma$ -Ereignissen auf den Winkelbereich $\vartheta_1, \vartheta_2 \leq \Delta\vartheta_{min}/2$. Der Einfluß auf das Energiespektrum der Photonen im Phasenraum ist im rechten Teil der Abb. 3.3 dargestellt. Für die Untersuchung der *off-shell*-Effekte der pp -Wechselwirkung sind insbesondere hohe Photonenenergien interessant. Mit der beschriebenen Triggermöglichkeit entstehen nur geringe Verluste im Bereich der hohen Energien. Eine andere Möglichkeit besteht in der Ausnutzung der φ -Segmentierung der Ringe. Das bedeutet, daß Ring A und B bei komplanaren Ereignissen, d.h. bei in gegenüberstehenden Segmenten registrierten Teilchendurchstößen, als Veto in einer Messung wirken. Das bedingt auch einen Verlust an niederenergetischen Photonen (s. Abb. 3.3). Triggervarianten, die die Ereignisse entsprechend der elastischen Signatur genauer differenzieren können, lassen sich in Verbindung mit den Stopdetektorkomponenten realisieren. Untersuchungen zu einem Trigger für das pp -Bremsstrahlungsexperiment werden in der Arbeit [Bra95] durchgeführt.

3.3.1 Technische Beschreibung

3.3.1.1 Aufbau und Funktionsweise

Der Detektor (Abb. 3.4) besteht aus zwei konzentrisch angeordneten Ringen, die jeweils in 16 Segmente unterteilt sind. Diese Segmente bestehen aus Szintillatorplättchen BC 418 der Dicke $d_{sc} = 500 \mu m$. Zur Reduzierung der Materialmenge im Flugbereich der Sekundärteilchen ist die Lichtüberführung vom Szintillator zum Photomultiplier im Form von Hohllichtleitern realisiert, an deren Ende ein Plexiglaslichtleiter den Vakuumübergang zum Photomultiplier bildet.

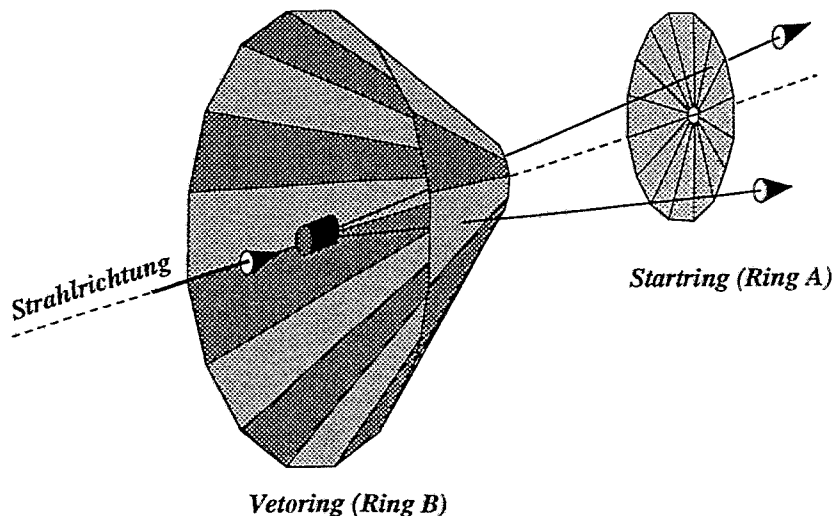


Abb. 3.4: Schematische Darstellung der Szintillaterringe des Startdetektors

Die Ringe sind so angeordnet, daß der Ring A den Polarwinkelbereich nahe der Strahlachse abdeckt und somit den Startzähler für das $pp\gamma$ -Experiment darstellt. Der Ring B überstreicht den Polarwinkelbereich bis 90° und soll als Vetodetektor für die elastische pp -Streuung eingesetzt werden.

Für die Festlegung der von den Ringen zu erfassenden Winkelbereiche sind die kinematischen Verhältnisse am Targetausgang¹ unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung maßgebend. Hierfür ist speziell der minimale Öffnungswinkel $\Delta\vartheta_{min}$ für einen gegebenen Strahlimpuls von Bedeutung. Für die Bestimmung des unteren Grenzwinkels des Ringes B ist $\Delta\vartheta_{min}/2$ wesentlich. Bei $1,8 \text{ GeV}/c$ ergibt sich $\Delta\vartheta_{min}/2$ zu $38,5^\circ$.

Der mittlere Winkel der Vielfachstreuung kann nach [DG94]

$$\Theta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}/c}{p_{inc} \cdot \beta} Z_{inc} \sqrt{L/L_R} [1 + 0,038 \ln(L/L_R)] \quad (3.1)$$

mit

- p_{inc} Impuls des einfallenden Teilchens
- β Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens / Lichtgeschwindigkeit
- Z_{inc} Ladung des einfallenden Teilchens
- L/L_R Dicke des Streumaterials in Strahlungslängen

ermittelt werden.

In die Berechnung von Θ_0 gehen die Strahlungslänge, welche zur Beschreibung des Streumediums eingeführt wird (s. Tab. 3.1), und die Geschwindigkeit der Teilchen ein.

Materialschichten	L / L_R
1 cm LH_2	1×10^{-3}
0,5 cm LH_2	5×10^{-4}
1 cm Luft	$3,3 \times 10^{-5}$
50 μm Mylar	$1,7 \times 10^{-5}$

Tab. 3.1: Strahlungslängen verschiedener Medien

Für den Winkel Θ_0 ergibt sich für verschiedene Materialien:

$p_{inc}/(\text{GeV}/c)$	Θ_0 bei			
	0,5cm LH_2	1cm LH_2	1cm Luft	0,5 μm Mylar
0,5	0,065°	0,097°	0,013°	0,009°
1,8	0,008°	0,012°	...	

¹In den Messungen am TOF-Spektrometer wird ein LH_2 -Target verwendet (s. Abschnitt 3.3.1.4), welches in bezug auf die Flugstrecken zum Stopdetektor als punktförmig angesehen werden kann. Für Berechnungen im Startbereich ist die Ausdehnung des Targets jedoch nicht vernachlässigbar.

Der maximale Streuwinkel findet sich für 1cm LH_2 bei $\Theta_0^{max} = 0,097^\circ$. Um zu sichern, daß weniger als $0,1\%$ der Teilchen in den Ring A gelangen kann, wird für die maximale Ablenkung der Teilchen ein Winkel von $\Theta_0^{max}(0,5\text{ GeV}/c, 1\text{cm LH}_2) = 5 \cdot 0,097^\circ \approx 0,6^\circ$ zugelassen.

Unter Verwendung eines LH_2 -Targets von 1cm Länge und einem Durchmesser von 5mm ergibt sich folgende Dimensionierung der Szintillatorringe:

- Der Ring A deckt einen Winkelbereich von $\vartheta = 2,5^\circ \dots 32^\circ$ ab und ist 80° gegen die Strahlachse geneigt.
- Der Ring B überstreicht den restlichen Winkelbereich bis 90° und besitzt eine Neigung von 67° gegen die Strahlachse.

In Abb.3.5 sind die Abmessungen der Szintillatorplättchen zusammengestellt.

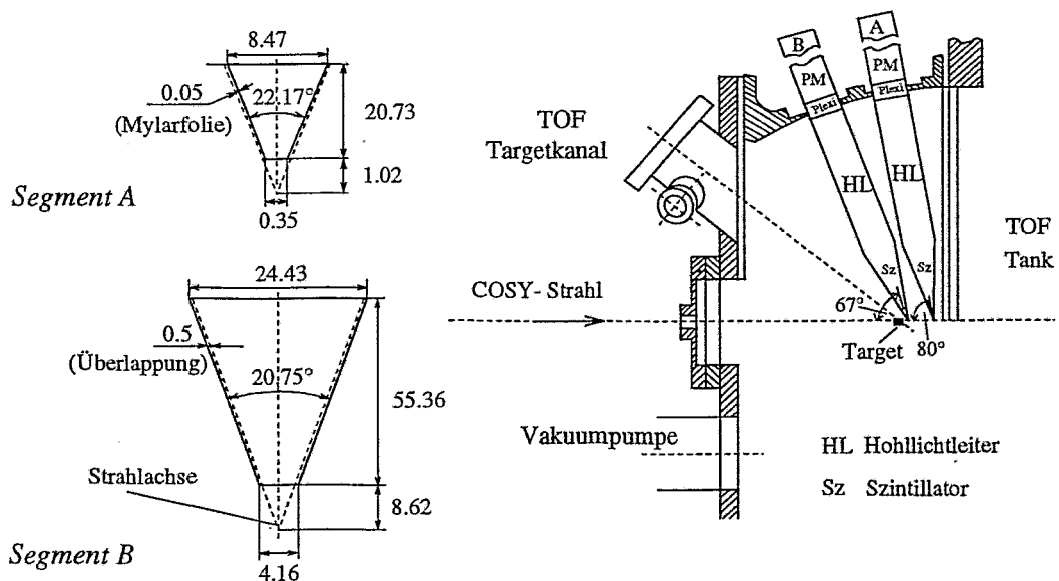


Abb. 3.5: Abmessungen (in mm) und Winkeleinstellung der Szintillatorplättchen der Ringe A und B zur Strahlachse – nicht maßstabsgerecht gezeichnet

Der Ring B soll als Vetodetektor eingesetzt werden. Um eine 100% ige Vetoefektivität zu garantieren, muß die gesamte mögliche Durchtrittsfläche abgedeckt sein. Das ist durch eine Überlappung der Segmente des Ringes B gegeben. Um jedes im Target entstehende Teilchen wenigstens von einem der beiden Ringe zu registrieren, müssen sich Ringe A und B überlappen. Im Startzähler (Ring A) wird auf eine Überlappung der Segmente verzichtet, um zusätzliche Streuprozesse in Detektormaterialien zu verhindern.

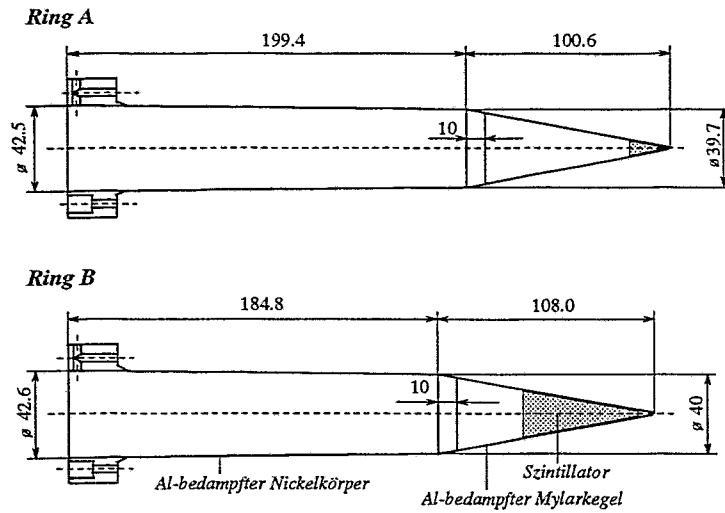


Abb. 3.6: Schematische Darstellung der Hohllichtleiter (Abmessungen in mm)

Die Hohllichtleiter bestehen im vorderen Bereich (bis 100 mm von der Spitze) aus mit Aluminium bedampftem Mylar ($12\ \mu\text{m}$), welches zur besseren mechanischen Stabilität doppelt gewickelt ist und die Gestalt eines Kegelmantels besitzt. In diesen Mylarkegel wird das Szintillatorplättchen eingeklebt. Der daran anschließende, sich konisch öffnende Hohllichtleiter besteht aus einer $15\ \mu\text{m}$ dicken Nickelschicht (zum Photomultiplier hin zunehmend) und wurde galvanisch hergestellt [Mic92]. Um das Reflexionsvermögen des Lichtleiters zu verbessern, wurde der Nickelkörper innen mit $100\ \text{nm}$ Aluminium bedampft. Das Konzept derartiger Szintillationsdetektoren weist neben der geringen Detektordicke ein sehr gutes Zeitverhalten auf. Simulationsrechnungen zur Lichtüberführung zeigen eine Lichtübertragung vom Szintillator zum Photomultiplier von etwa 40% und eine geringe Zeitdispersion der Photonen in einem derartig geformten Lichtleiter [Kil92].

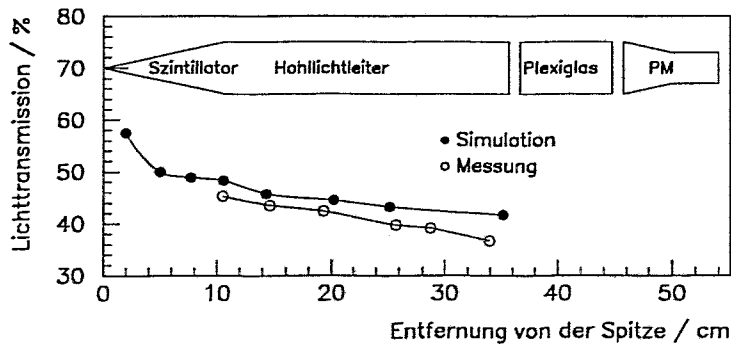


Abb. 3.7: Lichtüberführung in mit Aluminium bedampften Hohllichtleitern (entnommen aus [Kil92])

3.3.1.2 Integriertes Testsystem

Um die wesentlichen Detektorparameter des Startdetektors sowohl unter Labor- als auch unter Strahlbedingungen darzustellen, wird ein System benötigt, welches einen schnellen Test der Funktionsfähigkeit jedes einzelnen Detektors ermöglicht. Damit ist die Überprüfung der Stabilität der Verstärkung und des Zeitverhaltens möglich, so daß off line-Korrekturen ohne Nachregelung während einer Messung durchgeführt werden können.

Da es sich bei diesem Detektorsystem um Szintillationszählermodule handelt, kommt prinzipiell ein Testsystem auf der Basis eines Lasers oder der Einkopplung des Lichtes von Leuchtdioden in Frage. Ein Laser-Test-System wurde von Hermanowski entwickelt [Her93]. Hierbei wird das Laserlicht im Stopdetektor direkt in das Szintillationsmaterial eingekoppelt.

Aufgrund der empfindlichen Struktur des Startdetektors ist eine direkte Licht-einkopplung in das Szintillatormaterial unmöglich. Die Lichtquelle kann lediglich am Plexiglaslichtleiter unmittelbar vor der Photokathode angebracht werden.

Für Messungen unabhängig vom Aufbau des Flugzeitspektrometers besitzt der Startdetektor ein eigenes Testsystem, das auf der Einkopplung des Emissionslichtes einer am Plexiglaslichtleiter angebrachten Leuchtdiode(LED) beruht. Mit einem Clipkabelgenerator werden die Abklingzeiten der LED auf etwa 3ns reduziert. Die Arbeitsweise eines Clipkabelgenerator ist in [Sef90] beschrieben. Damit lassen sich Signalformen erzeugen, die denen, die von geladenen Teilchen erzeugt werden, sehr ähnlich sind.

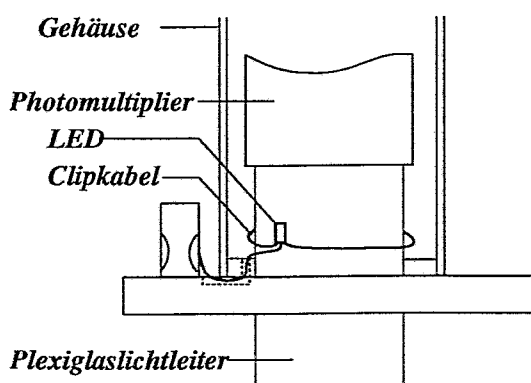


Abb. 3.8: Schematische Darstellung des mechanischen Anbaues der Leuchtdiode am Plexiglaslichtleiter

In Abb. 3.8 ist die technische Realisierung der Einkopplung des Leuchtdiodenlichtes in den Plexiglaslichtleiter schematisch dargestellt. Bei einer Diskriminatorschwelle von 35 mV ergibt sich eine Zeitauflösung des Leuchtdiodentestsystems von 250 ps (FWHM). Die Amplitudenauflösung beträgt 25% (FWHM) [Mic93].

3.3.1.3 Optische Justierung der Startdetektorsegmente

Die Justierung der Segmente erfolgt in zwei Schritten. Mit Hilfe eines Theodolithen wird der in die Ebene projizierte Durchmesser der Mylarkegel jedes Ringes eingestellt.

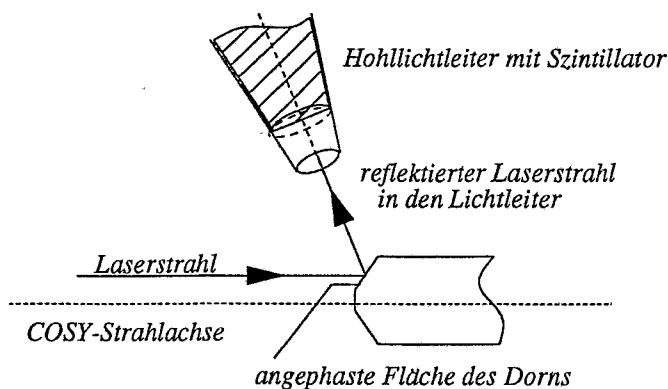


Abb. 3.9: Justierung der Szintillatortsegmente

Die Neigung der Segmente gegen die Strahlachse wird mit Hilfe eines Laserstrahls justiert. Der Strahl wird an einem angephastem Dorn in die Hohllichtleiter reflektiert.

3.3.1.4 Target

Für die Messungen von pp-Reaktionen am Flugzeitspektrometer wird ein Flüssigwasserstofftarget [Nak93] verwendet. Das Target hat eine Länge von 5 mm und einen Durchmesser von 6 mm. Die Ein- und Austrittsfenster bestehen aus 2 μm dicken Mylarfolien.

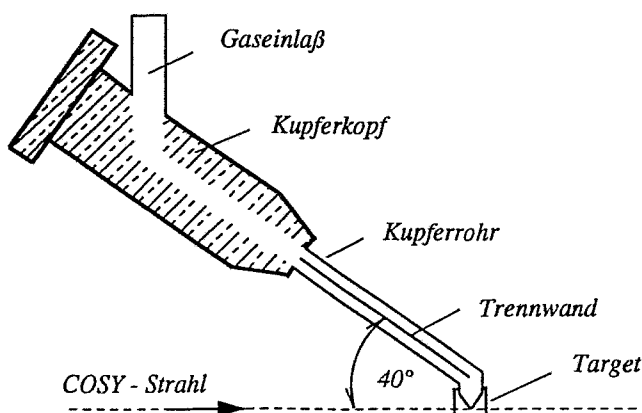


Abb. 3.10: Schematische Darstellung des LH₂-Targets (Seitenansicht)

Die Justierung des Targetkopfes zur Strahlachse und den sich dahinter befindenden Startzählern kann ebenfalls mit Hilfe der Laserjustiereinrichtung erfolgen.

3.3.2 Eigenschaften der Startdetektorelemente

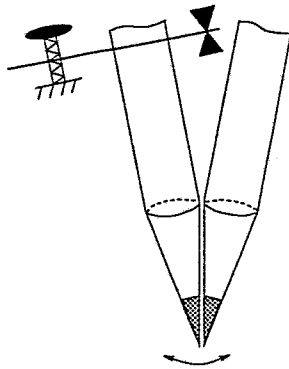


Abb. 3.11: Aufbau der Testmodule

Um die Elemente des Startdetektors unter realistischen Bedingungen zu untersuchen, wurden Testmodule aufgebaut (Abb. 3.11). Diese bestanden aus zwei benachbarten Szintillator-Lichtleiter-elementen des Ringes A, wobei eines der Elemente beweglich angebracht war. Ein derartiges Modul stellt ein Achtelringsegment dar. Die Länge der verwendeten Szintillatoren der ersten Detektorversion betrug $29,5 \text{ mm}$.

Die Messungen wurden mit $3,5 \text{ GeV}/c$ -Pionen² im CERN-Testareal T11 bei einer Intensität von maximal 10^4 Teilchen/s und einer Divergenz $< 0,2^\circ$ durchgeführt. Folgende Fragestellungen waren für die Testmessungen interessant:

- Wie variiert die Signalamplitude in Abhängigkeit vom Durchgangsort des Teilchens durch den Szintillator (Randeffekte) ?
- Welche Dimension hat der reale Spalt zwischen benachbarten Szintillatorelementen?
- Welche Zeitauflösung ist für minimal ionisierende Teilchen erreichbar ?

Der Meßaufbau ist in Abb. 3.12 schematisch dargestellt.

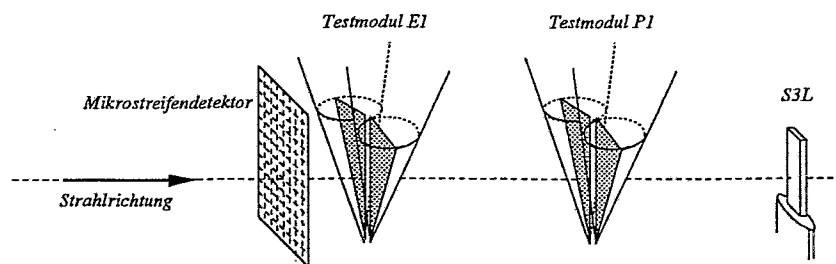


Abb. 3.12: Meßaufbau für methodische Untersuchungen an den Startdetektorelementen

Hauptbestandteil der Meßanordnung sind zwei gekreuzte Mikrostreifendetektoren [Hau93] mit je 24 Streifen von jeweils $200 \mu\text{m}$ Breite, die den Ort des Teilchendurchganges registrieren. Unmittelbar hinter den Mikrostreifendetektoren waren die zu untersuchenden Testmodule (P1, E1) positioniert. Ein weiterer Szintillationszähler (S3L) diente zur Unterdrückung von Untergrundereignissen.

²Es wurde ein π^- -Strahl mit sehr geringem Anteil von e^- verwendet. Die Strahlzusammensetzung wird in Abb. 3.43 gezeigt. Eine Trennung der Teilchenarten ist bei der in dieser Testmessung aufgebauten Flugstrecke nicht möglich.

3.3.2.1 Amplitudenverteilung über der Szintillatorfläche

Es wurde das Amplitudensignal eines Segmentes in Koinzidenz mit den x- und y-Streifen des Mikrostreifendetektors analysiert. Durch eine x-y-Darstellung der Ereignisse wird ein sogenanntes 2-D-„Röntgen“-Bild erzeugt, welches bei Einführung geeigneter Höhenlinien die Form des zu untersuchenden Szintillatorelementes abbildet. Die folgende Abbildung zeigt ein solches „Röntgen“-Bild von der „Spitze“ des Szintillatorelementes.

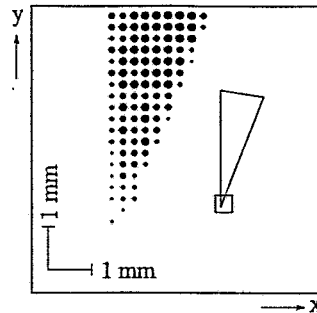


Abb. 3.13: „Röntgen“-Bild von der „Spitze“ eines Szintillatorplättchens

Aus diesen zweidimensionalen Spektren wurden spezielle Bereiche herausgeschnitten und die Amplitudenspektren analysiert. In Abb. 3.14 ist ein Spektrum vom Zentrum des Szintillators ($4,8 \text{ mm} \times 4,8 \text{ mm}$, ohne Randzonen) dargestellt.

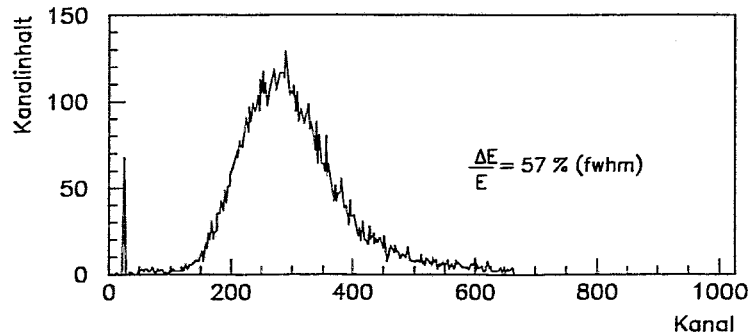


Abb. 3.14: Amplitudenspektrum vom Zentrum des Szintillators

Die Peaklage entspricht einer Lichtausbeute von etwa 45 Photoelektronen im Photomultiplier. Die Auflösung für minimal ionisierende Teilchen beträgt 57%.

Um den Einfluß von Randeffekten aufgrund der Bearbeitung des Szintillators zu erkennen, wurde die Lichtausbeute in x- und in y-Richtung analysiert. Abb. 3.15 zeigt die Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Teilcheneinfallsort in y-Richtung. Zur Bestimmung der Amplitudenspektren wurden jeweils 4 Mikrostreifenkanäle (entspricht 0,8 mm) zusammengefaßt.

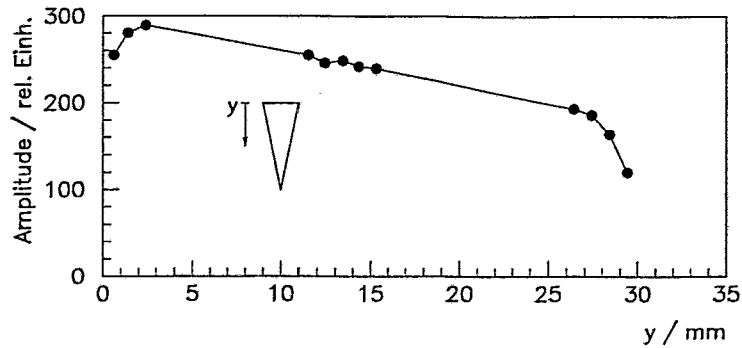


Abb. 3.15: Abhängigkeit der Signalamplitude in y-Richtung

Sowohl an der zum Photomultiplier zeigenden Kante als auch an der „Spitze“ des Szintillators treten deutliche Randeffekte auf. Die Amplitude sinkt an der „Spitze“ auf etwa 50% der Maximalamplitude ab. Damit erzeugen minimal ionisierende Teilchen, die das Szintillatorplättchen an der unmittelbaren Spitze passieren, etwa 25 Photoelektronen. Diese Randeffekte wurden erwartet und haben ihre Ursachen in der veränderten Lichtaustrittsgeometrie am unmittelbaren Szintillatorrand als auch in den durch die Bearbeitung des Szintillators hervorgerufenen Materialveränderungen.

Der gleiche Effekt tritt auf, wenn das Szintillatorplättchen in x-Richtung (senkrecht zur Lichtleiterachse) abgetastet wird (Abb. 3.16). Auch hier sind jeweils 4 Mikrostreifen in jeder Dimension zusammengefaßt worden.

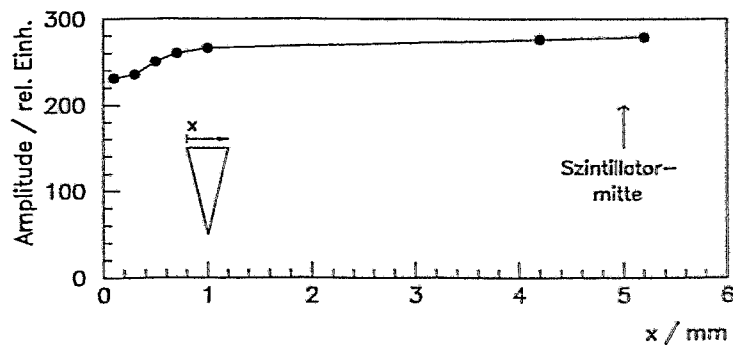


Abb. 3.16: Abhängigkeit der Signalamplitude in x-Richtung

Um die Absenkung der Signalamplitude an den Rändern des Szintillators eingehender zu studieren, wurde an ausgewählten Punkten die Variation der Amplitude mit einer höheren Ortsauflösung (d.h. Auswertung jedes einzelnen Streifens von $200\ \mu\text{m}$) untersucht. Abb. 3.17 zeigt eine Zusammenstellung dieser untersuchten Bereiche.

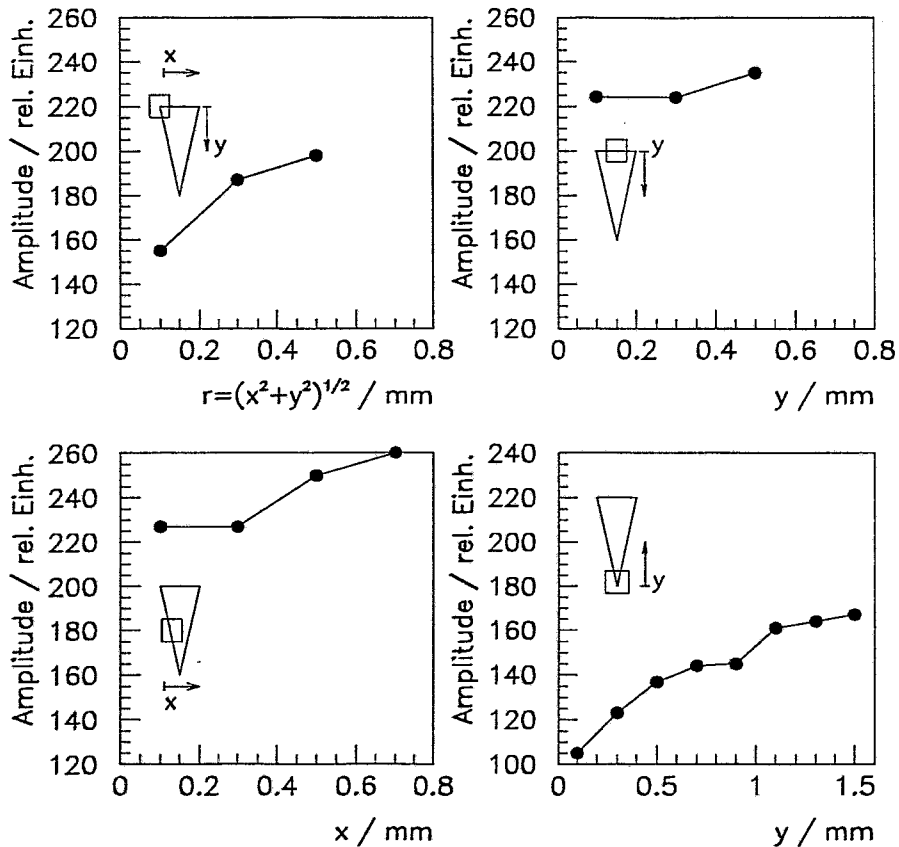


Abb. 3.17: Darstellung ausgewählter Punkte am Szintillator zur Untersuchung der Signalamplitude mit höherer Ortsauflösung ($200\ \mu\text{m}$)

Der obere Eckpunkt ist von besonderem Interesse, da sich hier zur Halterung des Szintillators im Mylarkegel winzige Epoxidharzklebungen befinden, welche möglicherweise den Lichtaustritt in dieser Region beeinflussen. Die Ortskoordinate verläuft in diesem Fall diagonal in die Ecken hinein. Aus diesen Untersuchungen ist zu ersehen, daß auch bei noch feinerer Tastung kein dramatischer Rückgang der Signalamplitude zu beobachten ist. An den Rändern und an den Ecken des Szintillators sinkt die Amplitude um höchstens 20% des Maximalwertes.

3.3.2.2 Spaltbreite benachbarter Szintillatorelemente

Zur Bestimmung der realen Spaltbreite zwischen den Szintillatorelementen wurde der Mikrostreifendetektor so positioniert, daß er die Szintillatoren der beiden benachbarten Segmente jeweils zur Hälfte überdeckte.

Durch Separation der Signale, die in Koinzidenz mit einem der Testmodule gemessen wurden, ergibt sich, aufgetragen in der x-y-Darstellung des Mikrostreifendetektors, das „Röntgen“-Bild des Spaltes zwischen den Szintillatoren, wie in Abb. 3.18 dargestellt.

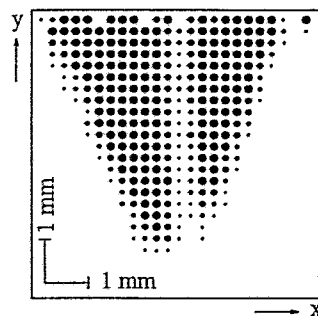


Abb. 3.18: Abbildung des Spaltes an der Spitze der Segmente

Um die Breite des Spaltes zu veranschaulichen, werden die Ereignisse, die keine Koinzidenz mit einem der Testmodule hatten, betrachtet und das Streifenspektrum des Mikrostreifendetektors auf die Koordinate senkrecht zur Spaltrichtung projiziert. Hierzu wurde ein Bereich in der Mitte der Szintillatorplättchen ausgewählt. In die Darstellung des Spaltes in diesem Spektrum geht die „Unschärfe“ der Szintillatorebene aufgrund der Strahldivergenz und die weiter oben diskutierten Randeffekte ein. Hiermit läßt sich die Verteilung auf mehr als einem Streifen erklären.

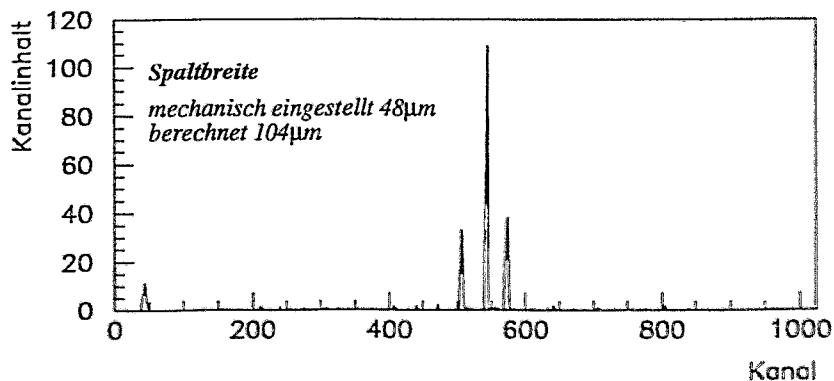


Abb. 3.19: Streifenspektrum – projiziert auf die Koordinate senkrecht zur Spaltrichtung – zeigt die Teilchen, die nicht im Szintillatorplättchen registriert wurden.

Die Breite des Spaltes wurde aus der Differenz der Zahl aller Ereignisse und der Zahl der Ereignisse in der Koinzidenz zwischen Mikrostreifen- und Szintillationsdetektoren bestimmt. Die Spaltbreite berechnet sich nach:

$$B_{\text{Spalt}} = 200 \mu\text{m} \cdot \sum_i^{\text{Streifen}} \frac{x_i^{\text{beam}} - x_i^{\text{koi}}}{x_i^{\text{beam}}} \quad (3.2)$$

Für die Messung der realen Spaltbreite wurden mittels der in Abb. 3.11 ange deuteten Mechanik verschiedene Werte eingestellt. Das Ergebnis der Spaltbreitenmessung ist für vier mechanisch eingestellte Breiten des Spaltes dargestellt.

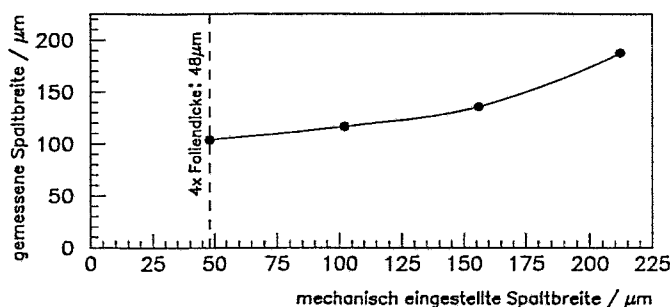


Abb. 3.20: Vergleich von gemessener und mechanisch eingestellter Spaltbreite

Es ist zu sehen, daß bei Verringerung der Spalteinstellung bis $150 \mu\text{m}$ die reale Spaltbreite mit der eingestellten annähernd übereinstimmt. Eine weitergehende Reduzierung der Spaltbreite durch Verkippen der Lichtleiterröhren erfolgt gegen den Widerstand der aufeinandergewickelten Mylarkegel und bewirkt die Kompression der Lücken zwischen den insgesamt 4 Lagen Mylar. Theoretisch ist der Minimalwert der Spaltbreite die vierfache Dicke der Mylarfolie (insgesamt $48 \mu\text{m}$). In Abb. 3.20 ist zu erkennen, daß praktisch $100 \mu\text{m}$ erreicht werden können.

3.3.2.3 Detektoreffektivität

Um Aussagen über die zu erwartende Detektoreffektivität ableiten zu können, wurde in den aus verschiedenen y-Projektionen erhaltenen Amplitudenspektren der Anteil bestimmt, der unterhalb der praktisch einstellbaren Diskriminatorschwelle von 35 mV lag. Das Verhältnis dieser Ereigniszahl zum integralen Spektreninhalt drückt die Ineffektivität eines Szintillatorelementes aus. Da sich die y-Werte entsprechend der Startdetektorkonstruktion direkt in den Polarwinkel ϑ umrechnen lassen, kann die Detektoreffektivität unmittelbar als Funktion von ϑ angegeben werden.

Die Größe des Spaltes zwischen benachbarten Szintillatorelementen führt ebenso wie die Variation der Lichtsignalamplitude zu einer Abhängigkeit der Effektivität des Startdetektorringes vom Polarwinkel. In der Abb. 3.21 sind beide Komponenten der Detektoreffektivität und deren Produkt bei einer angenommenen Breite eines parallelen Spaltes von $100 \mu\text{m}$ gezeigt.

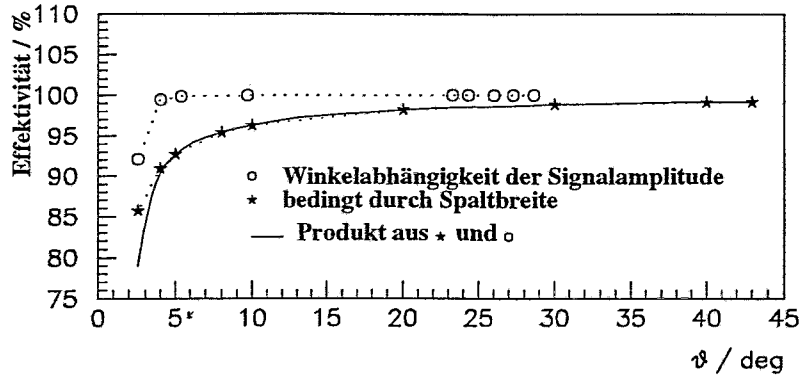


Abb. 3.21: Detektoreffektivität, gebildet aus der Winkelabhängigkeit der Signalamplitude und der minimal möglichen Spaltbreite von $100 \mu\text{m}$

Diese Effektivitätscharakteristik beeinflusst die Nachweiswahrscheinlichkeit von Ereignissen der pp-Bremsstrahlungsreaktion. In Abb. 3.22 sind die Ergebnisse von Rechnungen unter Berücksichtigung des kinematischen Phasenraumfaktors (mit dem Programm FOWL [Jam72]) gezeigt. In Abb. 3.22 ist das Energiespektrum der Photonen, wie es aus einer Messung mit einem idealen Startzähler (Ring A) rekonstruiert werden kann, mit dem Spektrum des vollständigen Phasenraumes verglichen (siehe Abb. 3.3, S.16). Unter einem idealen Startzähler wird ein Startring verstanden, der nur durch seinen maximalen Polarwinkel begrenzt wird und somit keine Verluste durch den unteren Begrenzungswinkel aufgrund des Strahlloches, durch die Lücken zwischen den Segmenten und der Winkelabhängigkeit der Signalamplitude besitzt.

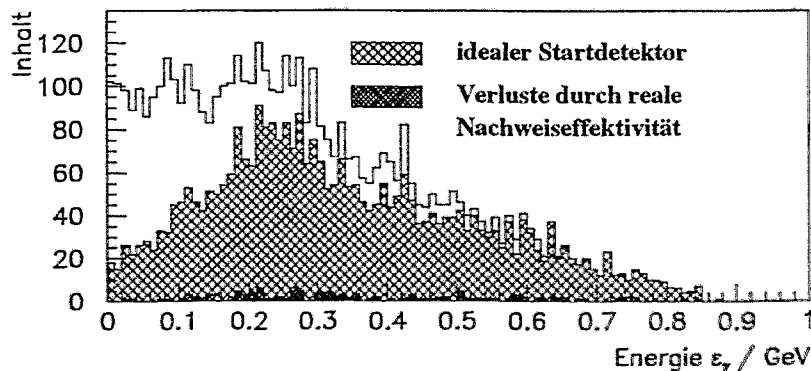


Abb. 3.22: Einfluß der Detektoreffektivität auf das Energiespektrum der Photonen

In dieser Abbildung ist auch der Anteil der Ereignisse eingezeichnet, der, bedingt durch das Strahlloch, kein Startsignal liefern kann, d.h. beide Teilchen haben Streuwinkel $\vartheta \leq 2,5^\circ$ und sind somit nicht rekonstruierbar, sowie die Ereignisse, die unter Einbeziehung der realen Effektivitätscharakteristik nur ein Startsignal liefern und unter der Voraussetzung nahezu gleicher Flugzeiten im Startbereich rekonstruierbar sind. Einschränkungen in der Registrierung der Ereignisse in den Stopdetektorkomponenten sind in diese Rechnung nicht mit einbezogen worden. Aus dem Winkelbereich von $\vartheta = 2,5 \dots 32^\circ$ des Startzählers haben für die $pp\gamma$ -Reaktion $\approx 3,6\%$ der Ereignisse eine Multiplizität im Startzähler ≤ 1 .

3.3.2.4 Zeitauflösung eines Detektormoduls

Die Zeitauflösung der Szintillationsdetektoren für minimal ionisierende Teilchen wurde durch Messung der Flugzeit zwischen zwei baugleichen Exemplaren mit einem Flugweg von 7 m bestimmt.

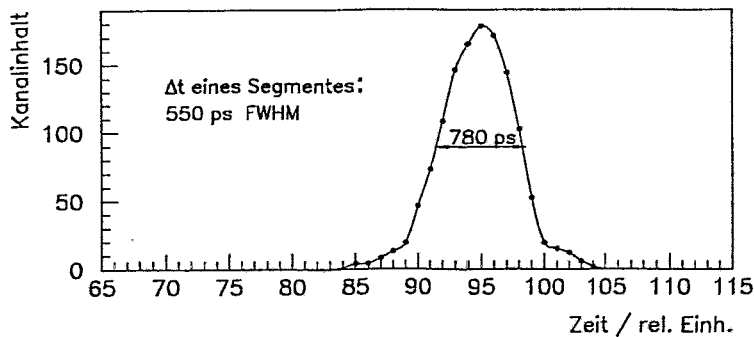


Abb. 3.23: Flugzeitspektrum, gemessen mit zwei Segmenten des Startdetektors

Abb.3.23 zeigt ein derartig gemessenes Zeitspektrum. Die Zeitauflösung eines Detektorsegmentes bestimmt sich daraus zu $\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \Delta t = 550 \text{ ps}$ (FWHM).

3.3.3 Funktionsweise des Startdetektors

In der ersten Testmessung mit dem komplett aufgebauten Startdetektor wurde besonderer Wert auf die Überprüfung der geometrischen Justierung der Szintillatortringe gelegt. Wie im vorigen Abschnitt diskutiert wurde, ist es notwendig, daß im Ring B keine Lücken vorhanden sind. Das bedeutet, daß sich benachbarte Segmente überlappen müssen. Um möglichst jedes im Target entstehende Teilchen mindestens in einem der beiden Ringe zu registrieren, besitzen die Ringe A und B einen gemeinsamen Winkelbereich $\Delta\vartheta$, welcher die Nachweisbereiche der Ringe verbindet.

Erste Testmessungen wurden mit einer β^- -Quelle durchgeführt. Die Überlapung wird durch Messung der Koinzidenzraten im Vergleich zu den Einzelzählraten festgestellt. Zur Überprüfung der Meßmethode wurde die Koinzidenzrate zwischen den A-Segmenten gemessen, die nur durch zufällige Koinzidenzen bedingt ist. Die Messungen zeigten aber eine Rate von 2% bei einer zu erwartenden zufälligen Rate von $6 \cdot 10^{-5}$. Lichtkopplung zwischen den Segmenten konnte ausgeschlossen werden. Dieser Effekt wurde dadurch erklärt, daß die Elektronen der β^- -Quelle an den Elektronen in den Mylarfolien der Hohllichtleiter gestreut werden und gemeinsam mit dem Rückstoßelektron als 2-fach-Koinzidenz nachgewiesen werden. Diese Koinzidenzen sind nicht auf Flächenüberlappungen zwischen den Segmenten zurückzuführen. Durch Trennung zweier Segmente mittels eingeschobener Materialien verschiedener Flächendichte läßt sich dieser Effekt minimieren, wobei diese Methode für den gesamten Startdetektor nicht anwendbar ist. Der Effekt führt dazu, daß auch die Messungen zur Überlapung der B-Segmente ungenau sind.

Daher wurden Messungen mit Protonen am Rossendorfer Zyklotron U 120 bei einer Energie von 13 MeV durchgeführt. Bei p-e-Streuprozessen am Folienmaterial, die besonders im Grenzbereich benachbarter Szintillatoren auftreten (Flugrichtung tangential zum Mylarkegel), können im Ring A keine störenden 2-fach-Koinzidenzen entstehen, da Protonen aufgrund ihrer 2000mal größeren Masse im Vergleich zu den Elektronen keine merkliche Ablenkung von der Flugrichtung erfahren und deshalb im Szintillator nicht registriert werden. Die gestreuten Elektronen werden aufgrund ihres geringen ΔE -Signals auch als Einzelereignisse nicht nachgewiesen. Bei Streuprozessen an anderen Bereichen der Mylarfolien und im Ring B treten ebenfalls keine störenden p-e-Koinzidenzen auf, da es möglich ist, Protonen und Elektronen aufgrund ihrer unterschiedlichen ΔE -Signale zu trennen.

3.3.3.1 Experimentaufbau

Die Testmessungen wurden am Rossendorfer Zyklotron U120 durchgeführt. Das Zyklotron stellt Protonen mit einer maximalen Energie von 13 MeV zur Verfügung. Der Strom für die Messungen betrug 300 nA . Diesem Strom entsprach eine Zählrate für Sekundärteilchen im Ring B von 2000 s^{-1} . Seitens des Zyklotrons war ein Druck von $2 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$ gegeben. Der Enddruck in der Detektorkammer betrug während der Messungen $1 \dots 2 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$.

Der Aufbau des Experimentes ist in Abb. 3.24 dargestellt.

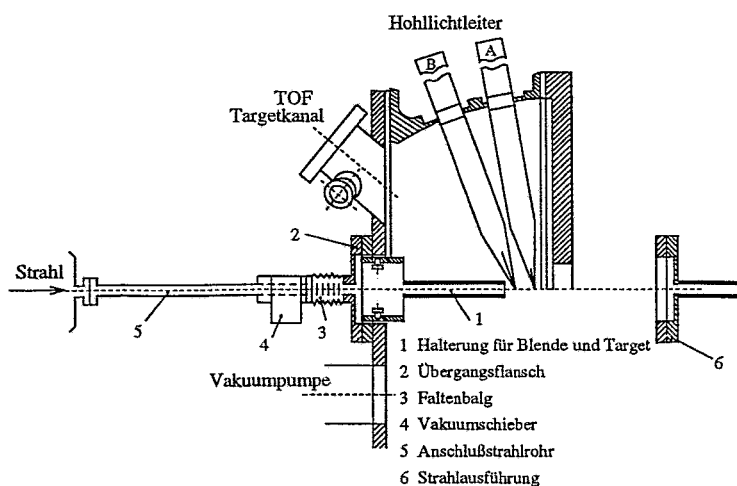


Abb. 3.24: Experimentaufbau für die Testmessungen des Startdetektors am Rossendorfer Zyklotron

Am Flugzeitspektrometer TOF am COSY-Ring wird ein gekühlter Strahl mit geringer Emittanz und einem sehr kleinen Strahldurchmesser zur Verfügung stehen. Im Startdetektor beträgt der Strahllochdurchmesser 2 mm . Um diesen Bedingungen am Zyklotron möglichst nahe zu kommen, wurde ein Blendensystem eingesetzt.

Es besteht aus zwei hintereinander gestellten Blenden, die einen Durchmesser von 2 mm besitzen, und einer dritten Blende mit 1 mm Durchmesser. Die 2 mm -Blenden befinden sich zwischen Strahlausführung des Zyklotrons und Detektoreingang und die 1 mm -Blende an einer Halterung im Detektor, an welcher auch das Target befestigt ist.

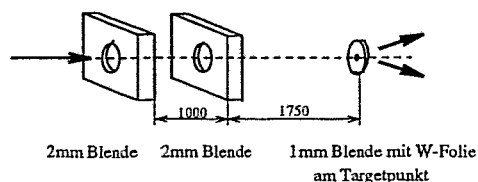


Abb. 3.25: Blendenanordnung

Um möglichst monoenergetische Sekundärteilchen zu erhalten, wurde ein Wolframtarget verwendet. Es ist aber zu beachten, daß für kleine ϑ -Winkel der Hauptanteil der gestreuten Protonen nicht vom W-Target, sondern von der Streuung an der 1 mm Al-Blende herrührt, wie sich in den Spektren der A-Segmente zeigt. Für die Testmessungen mit Ring B ist eine Streuung in größere ϑ -Winkel erforderlich. Hierzu diente die Rutherford-Streuung am Wolfram. Da der Energieverlust der Protonen im Target 0,5 MeV nicht überschreiten sollte, ergab sich eine Targetdicke von 15 μm . Für die Messung der elastischen pp-Streuung wurde eine Polyethylenfolie von 128 μm Dicke eingesetzt.

3.3.3.2 Flächenüberlappung der Segmente

ΔE -Spektren Die Abb. 3.26 zeigt die ΔE -Spektren eines Elementes des Ringes B mit und ohne Wolframtarget. Der durch die Streuung am Wolframtarget verursachte Protonenpeak kann deutlich vom Untergrund getrennt werden.

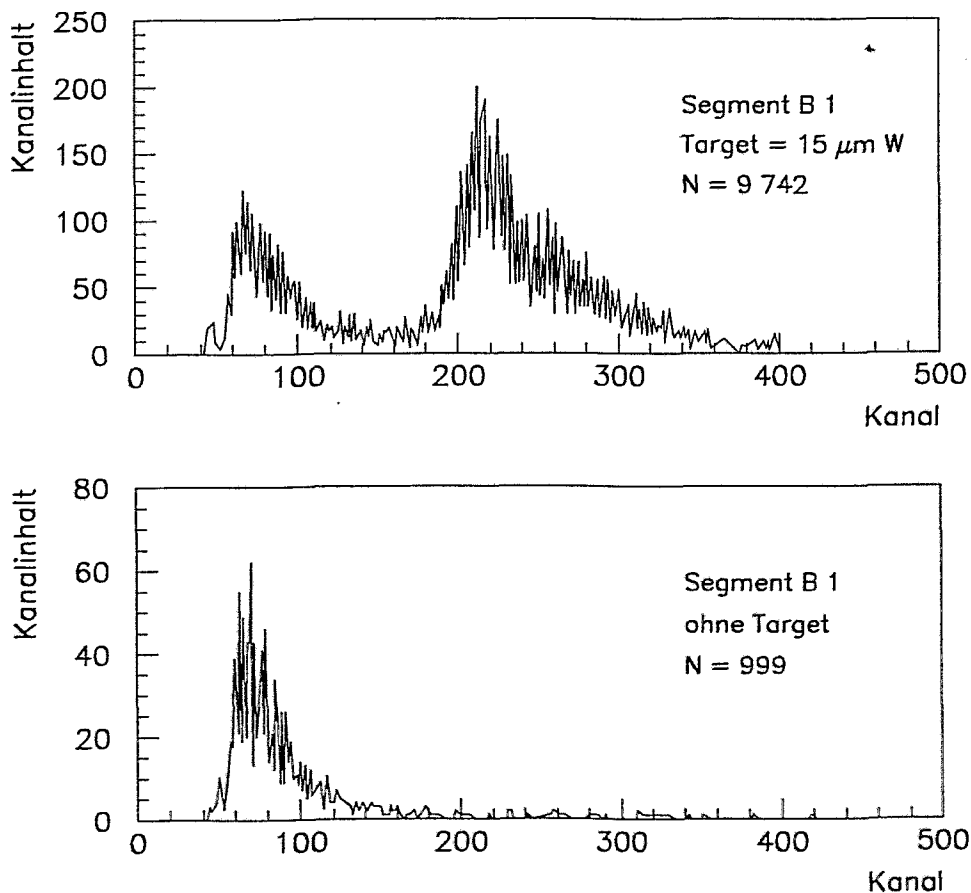


Abb. 3.26: ΔE -Spektren bei der Streuung von Protonen am Wolframtarget und ohne Wolframtarget

Für die Veranschaulichung der gemessenen Einzel- und der Koinzidenzzählraten wurde eine Matrix aufgebaut, deren Zeilen und Spalten den Segmentnummern des jeweiligen Ringes entsprechen. Auf der Hauptdiagonalen in Abb. 3.27a sind die Einzelereignisse eingetragen und auf den Nebendiagonalen die Korrelationen zwischen verschiedenen Segmentpaaren. Die erste Nebendiagonale spiegelt die Überlappungszonen der Segmente wider. Aufgrund der geringen Ereignisrate in den weiteren Nebendiagonalen wurde dieser Teil der Matrix in Abb. 3.27b hervorgehoben. Die sich hierbei abhebende Nebendiagonale, beginnend bei dem Segmentpaar (1,9), beinhaltet komplanare Ereignisse, d.h. Ereignisse mit zwei Teilchen in jeweils gegenüberliegenden Segmenten. Der Ursprung dieser Ereignisse wird weiter unten diskutiert. Koinzidenzen mit Teilchenzahlen ≥ 3 werden bei der Datennahme kumulativ erfaßt. Abbildung 3.27 zeigt die Korrelationsmatrix von Ring B bei einer Messung mit $5 \cdot 10^5$ Ereignissen.

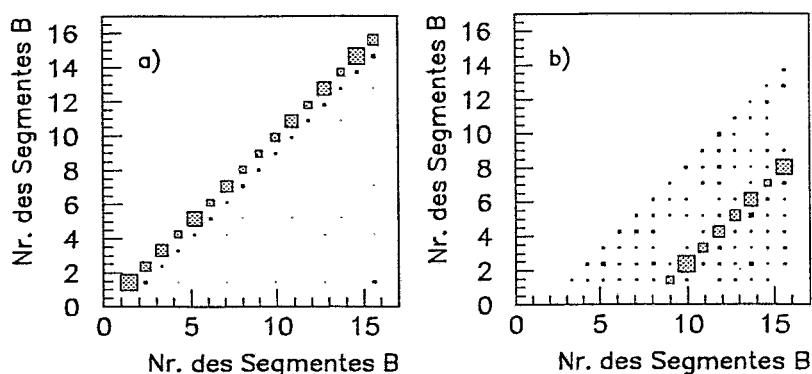


Abb. 3.27: B-Korrelationsmatrix

Montage des Ringes B

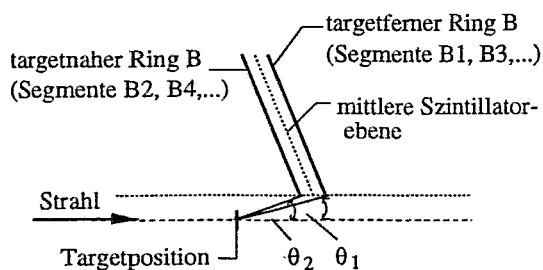


Abb. 3.28: Anordnung der B-Segmente

Da der Ring B aus alternierend vor- und zurückgesetzten Szintillatorelementen besteht, um die Überlappung zu gewährleisten, decken die Elemente der beiden Gruppen jeweils etwas unterschiedliche Raumwinkel ab. Die targetfernen Elemente überstreichen einen $\Delta\vartheta$ -Bereich, welcher näher an der Strahlachse beginnt als für targetnahe Elemente.

Aufgrund der stark nach vorn gerichteten Streuung der Protonen am Wolfram besitzen die targetfernen Elemente eine höhere Zählrate als die targetnahen. Daraus erklären sich die alternierend schwankenden Zählraten für die B-Segmente (Veranschaulichung siehe Abb. 3.27a). Dadurch ist auch die Zählrate innerhalb einer Ringgruppe sehr sensitiv auf geringe Schwankungen in der Justierung der Segmente.

Die unterschiedliche Lage der beiden Gruppen im Ring B zeigt sich auch in der Peaklage in den ΔE -Spektren (Abb. 3.29). Protonen mit einer Energie von $12,5 \text{ MeV}$ geben eine Energie von $\Delta E = 1,9 \text{ MeV}$ an den Szintillator ab. Nach Austritt aus dem Szintillator stehen noch $10,6 \text{ MeV}$ zur Verfügung. Der Energieverlust im 2. Szintillator beträgt $2,3 \text{ MeV}$. Das bedingt eine höhere Lichtausbeute im Szintillatormaterial. Dadurch können Einzelereignisse und 2-fach-Koinzidenzen im Spektrum des targetfernen Segmentes unterschieden werden.

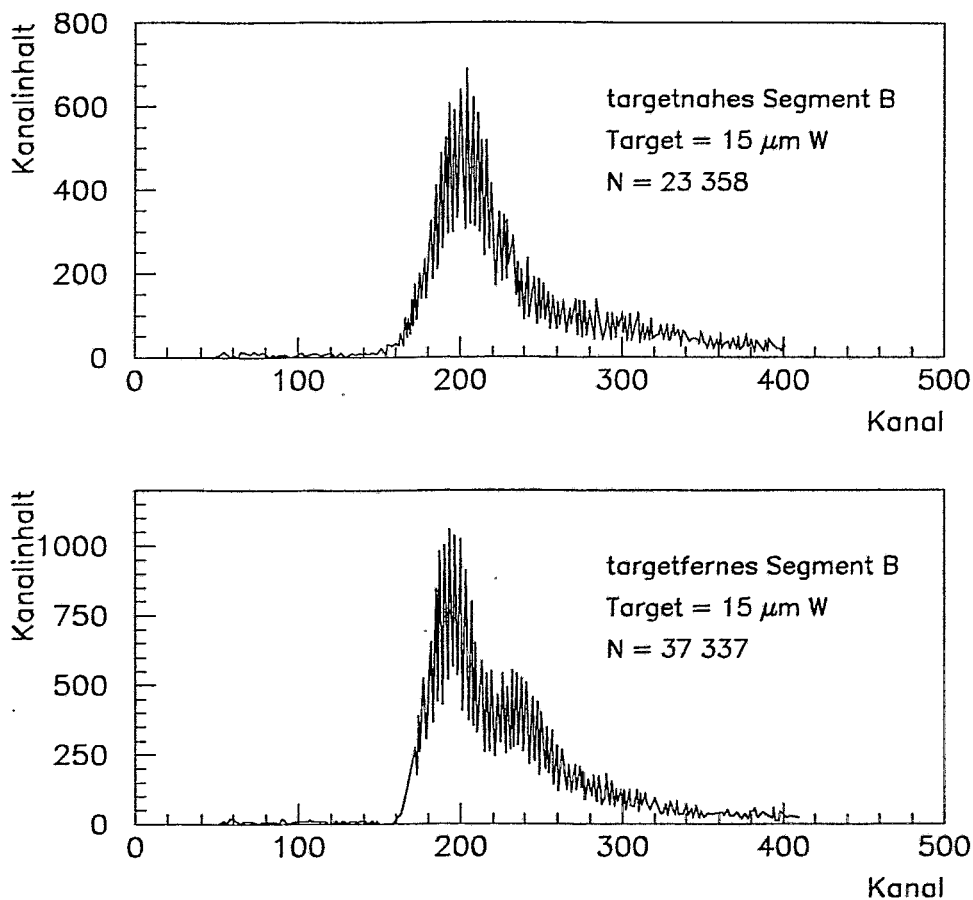


Abb. 3.29: ΔE -Spektren: targetnahes (oben) und targetfernes Segment (unten)

Flächenüberlappung der B-Segmente Die Überlappung benachbarter Elemente berechnet sich bei isotroper Strahlungsquelle nach:

$$\ddot{U}_{i,i+1} = \frac{z_{i,i+1}}{z_{i+1,i+1} - z_{i,i+1} - z_{i+1,i+2}} \quad (3.3)$$

Es bedeuten:

$\ddot{U}_{i,i+1}$	Überlappungsverhältnis zwischen Segment (i) und ($i + 1$)
$z_{i,i+1}$	Zahl der Koinzidenzen zwischen Segment (i) und ($i + 1$)
$z_{i+1,i+1}$	Zahl der Ereignisse des Segmentes ($i + 1$)

Da es sich um eine stark anisotrope Strahlungsquelle handelt, ist die so berechnete Szintillatorüberlappung mit großem Fehler behaftet. Für die Abschätzung der minimalen Segmentüberlappung ist dieses Verfahren jedoch anwendbar. Aufgrund der Anisotropie der Strahlungsquelle beziehen sich die angegebenen Werte für die Überlappung auf kleine ϑ -Winkel.

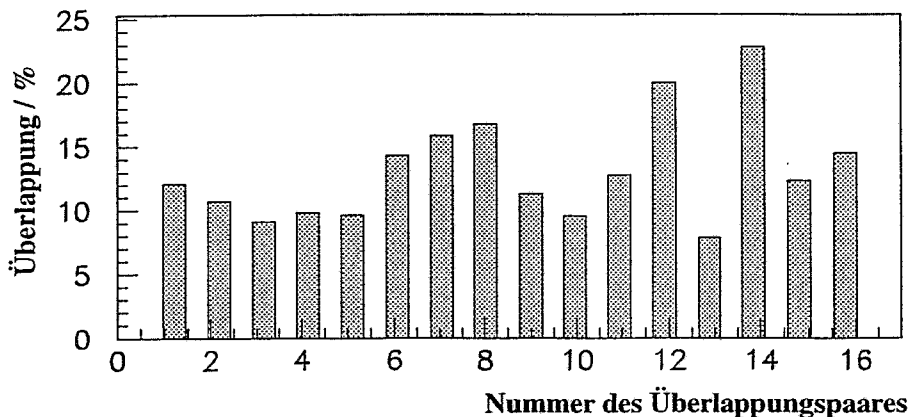


Abb. 3.30: Prozentuale Überlappung der Segmente

Wird der geringste Wert von 7,8% für das Segmentpaar [13-14] betrachtet, ergibt sich daraus eine geometrische Überlappung von 0,3 mm an der Spitze des Segmentes. Hieraus bestimmt sich eine Überlappung von 0,6 mm an der oberen Kante. Damit ist in jedem Fall eine Überlappung von benachbarten B-Segmenten realisiert.

Komplanare Ereignisse in der Wolfram-Folie Von den Nebendiagonalen der Matrix (Abb. 3.27b, S.34) hebt sich auch die Diagonale der komplanaren Ereignisse heraus. Durch die Streuung der Protonen am Wasserstoff, der im Wolframtarget enthalten ist, können Ereignisse der elastischen pp-Streuung beobachtet werden. Durch Vergleich der Zahl der Ereignisse bei der pp-Streuung am Wolframtarget und der pp-Streuung am Polyethylentarget kann der Anteil des Wasserstoffs im Wolfram bestimmt werden.

Dieser Anteil kann berechnet werden nach:

$$n = 2 \cdot \frac{N_{WH_n}^{ppel.}}{N_W} \cdot \frac{N_C}{N_{CH_2}^{ppel.}} \cdot \frac{\sigma^{W(p,p)W}}{\sigma^{C(p,p)C}} \quad (3.4)$$

Es bedeuten:

n	Anteil des Wasserstoffs im Wolfram
$N_{WH_n}^{ppel.}, N_{CH_2}^{ppel.}$	Zahl der Ereignisse der pp-Streuung in W- bzw. PE-Folie
N_W, N_C	Zahl der Ereignisse bei der Streuung der Protonen am W bzw. am C
$\sigma^{C(p,p)C}, \sigma^{W(p,p)W}$	Wirkungsquerschnitte für die Streuung der Protonen

Es ergeben sich 0,2 at.% Wasserstoff in der Wolframfolie.

Zur Bestätigung der Vermutung, daß das Wolframtarget Wasserstoff enthält und zur Kontrolle der Abschätzung über den Wasserstoffgehalt wurde das Target mit einer unabhängigen Methode³ untersucht. Der Wasserstoff wurde experimentell mit der Reaktion ${}^1H({}^{15}N, \alpha\gamma){}^{12}C$ nachgewiesen.

Ionenstrahl: $E({}^{15}N^{2+}) = 6,385 \text{ MeV} + (15 \dots 615) \text{ keV}$
 $I \approx 20 \text{ nA}$
 Strahlfleck $1 \times 2 \text{ mm}^2$

Bei der Messung wurde gezeigt, daß es sich um angelagerten Wasserstoff bis zu einer Eindringtiefe von 150 nm handelt. Die Abhängigkeit der H-Konzentration von der Eindringtiefe zeigt die folgende Abbildung:

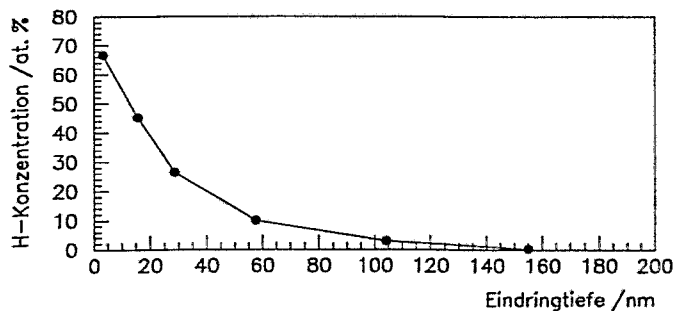


Abb. 3.31: H-Konzentration im Wolfram

Gemittelt über die gesamte Targetdicke von 15 μm ergeben sich etwa 0,3 at.% Wasserstoff.

Die anderen Nebendiagonalen der Matrix enthalten zufällige Koinzidenzen zwischen den Segmentpaaren.

³Vielen Dank für die Analyse des Targets an Herrn Dr. D. Grambole und Herrn F. Herrmann aus der Gruppe „Nukleare Analytik“ des Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des FZR.

Test der Anordnung der Segmente des Ringes A Die Abbildung 3.32 zeigt die ΔE -Spektren mit und ohne Wolframtarget. Da der Ring A den Phasenraum bei kleinen Polarwinkeln erfaßt, ist es nicht mehr möglich, die Streuung am Wolfram von der Streuung am Blendenmaterial zu unterscheiden. Daher sind beide ΔE -Spektren in ihrer Form ähnlich. Die Messungen in Abb. 3.32 sind auf gleiche Ereigniszahlen normiert. Die Zählrate mit Wolfram war jedoch doppelt so hoch wie ohne Target.

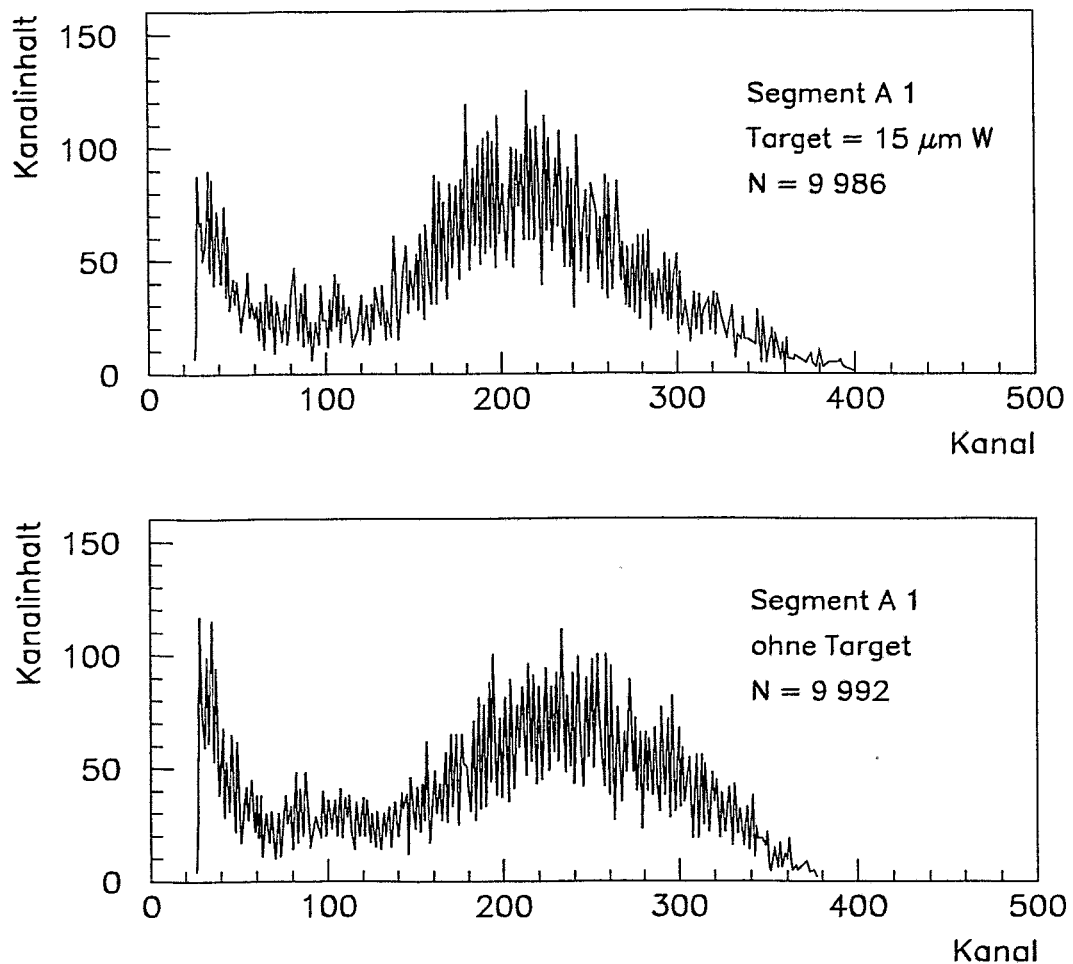


Abb. 3.32: ΔE -Spektren bei der Streuung von Protonen am Wolframtarget und ohne Wolframtarget

Die Korrelationsmatrix A wird in Abbildung 3.33 gezeigt. Die Hauptdiagonale enthält die Zahl der Ereignisse der einzelnen Segmente.

Aufgrund der starken Winkelabhängigkeit der Streuung werden die Ereignisse besonders an der Spitze eines Segmentes registriert. Das wurde dadurch verdeutlicht, daß ein Segment um $200 \mu\text{m}$ von der Strahlachse wegbewegt wurde und sich dabei die Zählrate stark verringerte. Das reflektiert die Änderung des Rutherfordwirkungsquerschnittes um einen Faktor 2. Dadurch ist die Zählratenverteilung auf der Hauptdiagonale sehr empfindlich auf geringste Schwankungen in der Justierung der Segmente.

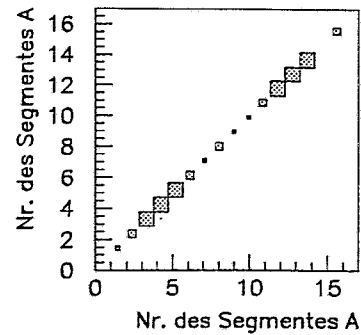


Abb. 3.33: Korrelationsmatrix A bei der Streuung von Protonen am Wolfram-Target

Eine Flächenüberlappung im Ring A liegt erwartungsgemäß nicht vor. Weitere Aussagen zur Genauigkeit der Einstellung des Ringes A lassen sich aus dieser Messung nicht gewinnen.

Überlappungsbereiche der Ringe A und B Während der Messung mit Ring A und B wird neben der A- bzw. B-Korrelationsmatrix auch eine AB-Matrix aufgebaut, wobei die Zeilen den Segmentnummern des Ringes A und die Spalten den Segmentnummern des Ringes B entsprechen. Die Zählratenverteilung der Hauptdiagonalen, welche die Ereignisse der Koinzidenz hintereinander stehender Segmente aus Ring A und B beinhaltet, zeigt die Abb. 3.34.

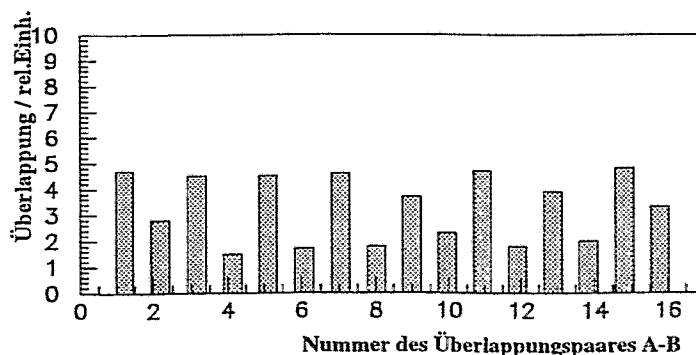


Abb. 3.34: Koinzidenzereignisse hintereinander stehender Segmente aus Ring A und B

Die alternierenden Koinzidenzzahlen der AB-Segmentpaare ergeben sich wieder aus der geometrischen Einstellung des Ringes B (siehe Erläuterung auf S.34).

3.3.3.3 Selektierung komplanarer Ereignisse

Die Messung der Streuung der Protonen am Wolframtarget zeigt, daß auch bei dem geringen Anteil von Wasserstoff in der W-Folie die elastische Streuung beobachtet wird. Unter Verwendung eines Polyethylentargets (CH_2) wird die elastische Proton-Proton-Streuung verstärkt. Das spiegelt sich in den höheren Ereigniszahlen auf der Diagonalen der komplanaren Ereignisse wider (Abb. 3.35).

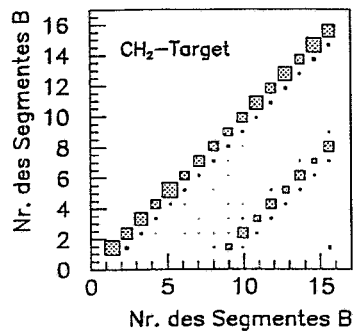


Abb. 3.35: Korrelationsmatrix des Ringes B bei der Messung der elastischen pp -Streuung

Aus der Matrix ist erkennbar, daß auch die Nebendiagonalen der komplanaren Diagonale Ereigniszahlen aufweisen, die größer als die Zahl der zufälligen Ereignisse sind. Das bedeutet, daß bei der Entscheidung zwischen komplanaren und nicht komplanaren Ereignissen berücksichtigt werden muß, daß aufgrund der Überlappung der Segmente ein Proton am Rand eines Segments und das zugehörige Proton im Nachbarsegment des komplanaren Partners registriert und dabei keine 3-fach-Koinzidenz hervorgerufen werden muß.

Analog hierzu müßten auch in der AB-Korrelationsmatrix Ereignisse der elastischen pp -Streuung enthalten sein. Dazu muß ein Proton im Ring A mit einem Winkel von $\vartheta \leq 30^\circ$ und das zweite Proton im Ring B registriert werden. Der minimale Winkel, den das zweite Proton besitzen kann, beträgt dabei 60° . Aufgrund der geringen Energie der gestreuten Protonen mit diesem Streuwinkel werden diese Teilchen im Ring B jedoch nicht mehr nachgewiesen.

3.3.4 Zusammenfassung

- Aufgrund der Verringerung der Lichtausbeute an den Rändern der Szintillatorplättchen in der Größenordnung von 10-20% treten Randeffekte auf. Das führt zu keiner meßbaren Absenkung der Nachweiswahrscheinlichkeit für minimal ionisierende Teilchen. An der Spitze des Szintillators sinkt die Signalamplitude auf 50% des Maximalwertes im Zentrum. Das führt in einem Bereich von 1,5 mm von der Spitze zu einem Effektivitätsverlust von 8%.
- Praktisch ist ein Spalt zwischen zwei benachbarten Szintillationselementen von 100 μm realisierbar.
- Für die Messung der Bremsstrahlungsreaktion bedeuten beide Effekte einen Verlust an Ereignissen von 3,6%.
- Die Zeitaufösung der Startdetektorsegmente beträgt 550 ps(FWHM) für minimal ionisierende Teilchen.

Aus den durchgeführten Messungen mit 13 MeV Protonen am Rossendorfer Zyklotron können wichtige Aussagen für die Justierung der Szintillaterringe gewonnen werden. Die Überlappungen der Segmente wurden durch Vergleich von Einzel- und Koinzidenzzählraten bestimmt. Zur Veranschaulichung dient eine Korrelationsmatrix, welche die Einzelereignisse und die 2-fach-Koinzidenzen enthält. Trotz der starken Winkelabhängigkeit der Streuung konnte nachgewiesen werden, daß:

- im Ring B eine vollständige Abdeckung des Detektionsbereiches gegeben ist,
- die notwendige minimale Überlappung zwischen den Ringen A und B realisiert ist

und somit der Ring B als Detektor zum Selektieren der elastischen pp-Streuung eingesetzt werden kann. Im Ring A liegen erwartungsgemäß keine Überlappungen vor.

Mit Hilfe eines Polyethylentargets wurde die Signatur der elastischen Proton-Proton-Streuung im Startdetektor hervorgehoben. Sie hebt sich in der Matrix deutlich als Linie hervor, die, wie zu erwarten, die Korrelation zwischen jeweils gegenüberliegenden Szintillatorelementen ausdrückt. Aus dieser Messung folgt, daß bei der Entscheidung zwischen komplanaren und akomplanaren Ereignissen nicht nur gegenüberliegende Segmente sondern auch deren Nachbarsegmente berücksichtigt werden müssen.

Bezüglich der Einstellung von Ring B zum Targetpunkt wurde bei den Messungen festgestellt, daß die targetnahen und targetfernen Elemente des Ringes B jeweils unterschiedliche ϑ_{min} -Grenzwinkel besitzen. In den späteren Messungen mit dem Zentralhodoskop „Quirl“ des Stopdetektors wurden sie so eingestellt, daß sie vom Targetpunkt aus gesehen den gleichen ϑ -Winkelbereich überdecken.

3.4 Konzeption des Stopdetektors

In der Konzeption des Stopdetektors für das Flugzeitspektrometer TOF am COSY-Ring ist neben der Endkappe mit einem Zentral- und einem Ringhodoskop-detektor ein zylindrisches Hodoskop aus drei modularen Faßkomponenten vorge-sehen (s. Abb. 3.2, S.15).

Alle Komponenten des Stopdetektors wurden ursprünglich jeweils aus dreila-gig gekreuzten Szintillatorstreifen konzipiert. Für die Detektoren der Endkappe wurde dieses Konzept realisiert. Bei der Länge einer Faßkomponente von 2,5 m ergibt sich für die gewundenen Elemente eine Szintillatorstreifenlänge von etwas mehr als 4 m. Die Herstellung der gewundenen Streifen für die Faßkomponenten stellte sich im Rahmen der geforderten Genauigkeiten hinsichtlich der mechani-schen Fertigung, der optischen Eigenschaften und der damit verbundenen Zeit-auflösung als technisch gegenwärtig nicht realisierbar heraus. Als Alternative für die dreilagige Faßkonzeption kann eine einlagige Version aus zweiseitig ausgele-senen, geraden Streifen dienen.

In diesem Abschnitt werden methodische Untersuchungen zu verschiedenen zwei-seitigen Auslesekonfigurationen vorgestellt. Die unterschiedlichen Varianten wer-den hinsichtlich ihrer Lichtüberführung, der Orts- und Zeitauflösung bezüglich der langen Streifen und der Flugzeitauflösung des Spektrometers verglichen. Ziel der Messungen ist die Erarbeitung eines Konzeptes für eine Faßkonfiguration, welche den Anforderungen an die Modularität der einzelnen Faßkomponenten und der Erfassung des gesamten 4π -Detektionsraumes entspricht und eine Orts- und Zeitauflösung liefern, die mit der dreilagigen Variante vergleichbar sind.

Die aus den Ergebnissen der Messung entstandene Konfiguration wird mit Mög-lichkeiten der technischen Realisierung sowie mit ersten Überlegungen zu Raten-abschätzungen aufgrund von Doppeltrefferereignissen in einem langen Streifen vorgestellt.

3.4.1 Aufbau der Endkappe

Die Endkappe des Flugzeitspektrometers besteht aus einem Zentral- (auch als Quirl-detektor bezeichnet) und einem Ringhodoskopdetektor. Sie setzen sich aus drei durch speziell geformte Mylarfolien getrennte, 0,5 cm dicke Szintillatorlagen, welche je nach Lage in Elemente unterschiedlicher Form und Anzahl (96, 48 oder 24 Elemente) segmentiert sind, zusammen.

Die erste Lage ist aus Kreissektoren, die folgenden zwei Lagen aus links- bzw. rechtsgewundenen Archimedischen Spiralen aufgebaut. Die Spiralen haben im Quirl-detektor einen Öffnungswinkel $\Delta\Phi = \phi_{\text{außen}} - \phi_{\text{innen}} = 180^\circ$ zwischen Innen- und Außenradius des Detektors, im Ringdetektor beträgt $\Delta\Phi = 143,3^\circ$. Der Auftreffort eines Teilchens wird durch die Fläche definiert, die sich durch die Kreuzung von je einem Element pro Lage ergibt. Eine solche Fläche wird *Pixel* genannt. Erreicht ein Teilchen aufgrund seiner geringen kinetischen Energie nicht die dritte Lage, so ergibt sich aus der geraden und der links gewundenen Lage eine *Raute* als Schnittfläche, durch die eine Rekonstruktion des Ortes mit geringerer Auflösung möglich ist.

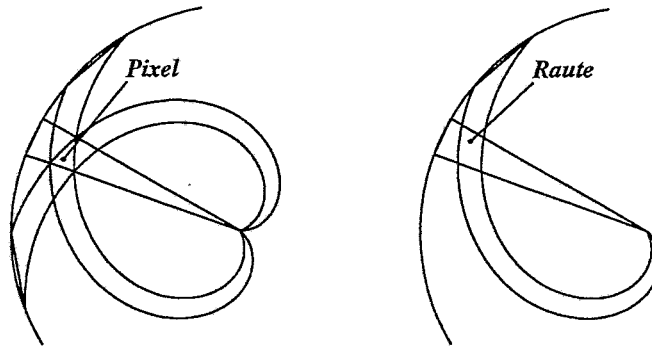


Abb. 3.36: Bildung eines Pixels aus drei Lagen und einer Raute aus zwei Lagen im Zentralhodoskopdetektor – analog werden diese Flächen im Ringdetektor gebildet.

Die Bildung dieser Schnittflächen ist in Abb. 3.36 dargestellt. Dem Teilchen wird ein Ort zugeordnet, der dem Schwerpunkt dieser Fläche, der sich ergibt, wenn die Fläche mit einer isotropen Punktquelle am Targetpunkt bestrahlt wird, entspricht. Eine Beschreibung dieser Methode ist in [Lan94] zu finden.

Der Quirldetektor deckt den Bereich nahe der Strahlachse ab. Er hat einen Außenradius von 58 cm , während der Ringhodoskopdetektor bis $1,5\text{ m}$ reicht. Der Quirldetektor besteht aus 48 Kreissektorelementen und jeweils 24 Spiralen. Auf einem Kreissektorelement befinden sich theoretisch, d.h. ohne Berücksichtigung der Öffnung für die Strahlausführung aus dem TOF-Tank, 25 Pixelschnittflächen. Eine solche Fläche hat entlang der Mittellinie eines Kreissektorelementes eine Ausdehnung von $2,3\text{ cm}$. Die Auflösung im Azimutwinkel beträgt $7,5^\circ$. Bei Aufbau eines Experimentes mit den drei vorgesehenen Faßdetektorkomponenten von jeweils $2,5\text{ m}$ Länge wird mit den Detektoren der Endkappe ein Polarwinkelbereich von $0,3^\circ \dots 14,1^\circ$ erfaßt.

Eine genaue Beschreibung der Endkappendetektoren ist in [Dah94] zu finden. Der Ringhodoskopdetektor wird zur Zeit aufgebaut. Das dreilagige Konzept der Faßkomponenten stellte eine Fortsetzung dieser Pixel- bzw. Rautenstruktur dar. Für die sich bildenden Schnittflächen aus den drei Lagen ergab sich für die Pixel eine Ausdehnung von ca. 8 cm . Mit dieser Auflösung ist eine gesuchte neue Faßdetektor-Version zu vergleichen.

3.4.2 Entwicklung eines Konzeptes für die Faßkomponenten mittels zweiseitiger Auslese langer, gerader Szintillatorstreifen

3.4.2.1 Aufbau der Testkonfigurationen

Das bisherige Faßdetektorkonzept realisierte die Bestimmung des Auftreffpunktes des detektierten Teilchens durch Festlegung eines Pixels aus den gekreuzten, jeweils $0,5\text{ cm}$ dicken Szintillatorlagen. Bei der zweiseitigen Auslese eines langen Szintillatorstreifens erfolgt die Ortsbestimmung aus der Differenz der Lichtlaufzeiten des Szintillatorlichtes zu den Stirnflächen des Streifens (Ableitung s. S. 53). Da bei dieser Auslesevariante die gewundenen Elemente entfallen, kann der Streifen die dreifache Dicke einer ursprünglichen Lage besitzen. Für die Messungen wurde ein Szintillatorstreifen der Abmessungen $2500\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 14\text{ mm}$ verwendet. Die einfachste Auslesevariante ist die beidseitige Auslese entlang der Achse des Streifens, die als 0° -Auslese definiert wird.

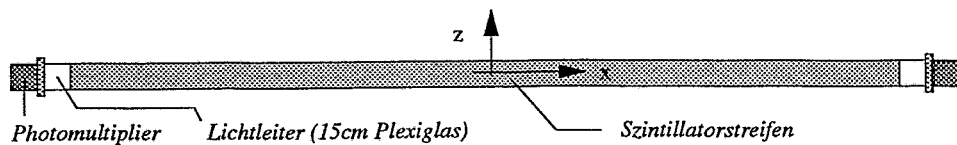


Abb. 3.37: Darstellung der 0° - 0° -Auslese

Diese Variante wird im folgenden als Referenzkonfiguration betrachtet. Die zweite Konfiguration ist die 90° - 0° -Auslese. Zur Umlenkung des Lichtes wird ein mit Aluminium bedampfter Reflektor in Form eines Prismas verwendet.

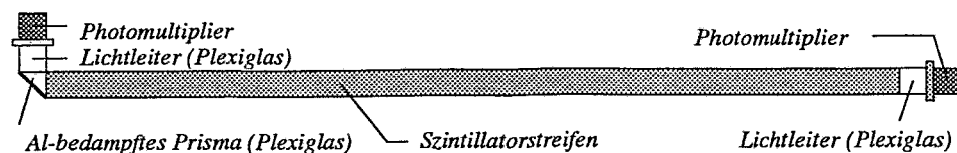


Abb. 3.38: Darstellung der 90° - 0° -Auslese

Eine 180° - 0° -Auslese wird realisiert, indem das Szintillationslicht mit Hilfe eines 180° -Reflektors umgelenkt und durch einen den Abmessungen des Szintillatorstreifens entsprechenden Plexiglaslichtleiter zum Photomultiplier geführt wird.

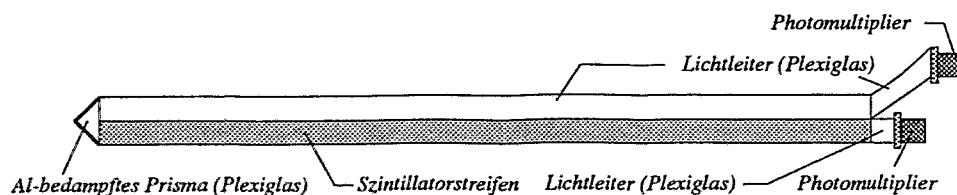


Abb. 3.39: Darstellung der 180° - 0° -Auslese

Unter Nutzung der 90° -Reflektoren kann eine weitere wichtige Konfiguration definiert werden, die eine beidseitige 90° -Auslese realisiert.

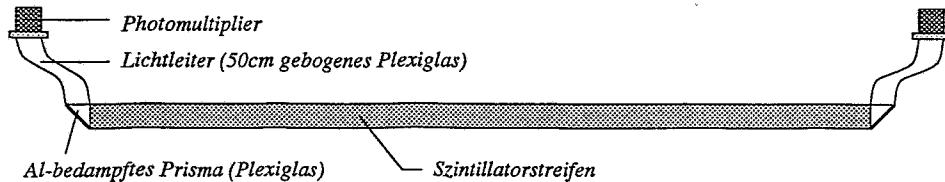


Abb. 3.40: Darstellung der beidseitigen 90° -Auslese

Die Verbindungen zur Lichtkopplung zwischen Szintillator und Plexiglaslichtleiter wurden mit optischem Fett hergestellt. Um die Modularität der Testaufbauten zu gewährleisten, wurde auf Klebungen zwischen Lichtleiter und Szintillator verzichtet.

Für die Überführung des im Szintillator erzeugten Lichtes zum Photomultiplier werden je nach Auslesekonfiguration unterschiedlich lange Plexiglaslichtleiter verwendet. Dazu ist es notwendig, einen geraden Lichtleiter derart zu verändern, daß sich die Querschnittsfläche nicht ändert. Dadurch bleibt der Phasenraum des Lichtes für die Ankopplung an den Photomultiplier erhalten. Durch Erwärmen und Biegen der Plexiglaslichtleiter von der Form der Szintillatorstirnfläche auf die Kathodenfläche des Photomultipliers wurden die für die CERN-Messung benötigten Prototypen hergestellt.

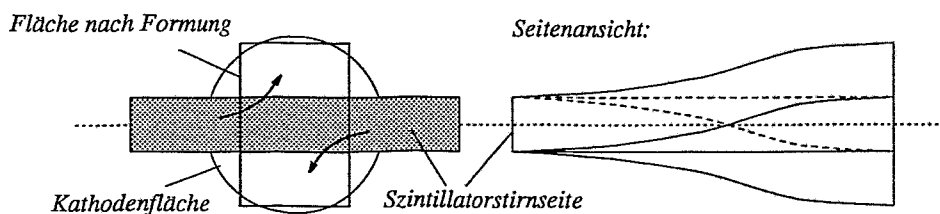


Abb. 3.41: Schematische Darstellung der Plexiglaslichtleiter

Die 15 cm langen Lichtleiter besitzen die in der Seitenansicht von Abb. 3.41 dargestellte Form. Dagegen wurde für die 50 cm langen Lichtleiter neben der Änderung der Auskopplungsfläche eine Verformung vorgenommen, um die 180° - 0° -Version auslesen zu können. Für den Aufbau der 90° - 90° -Auslesevariante wurden auch diese Lichtleiter eingesetzt, da eine Drehung der Lichtleiter in Abb. 3.40 eine Aneinanderreihung von Szintillatorstreifen zu modularen Komponenten ermöglicht.

Die Lichtumlenkung um 90° und um 180° erfolgte mit Reflektoren aus Plexiglas. Die reflektierenden Seiten der Prismen wurden durch Aufdampfen einer Aluminiumschicht hergestellt.

3.4.2.2 Simulation der Lichtüberführung

Zur Simulation des Lichttransportes wurde das Programm OPAQUE [Emp89] verwendet. Die zu untersuchenden Körper können aus Hexaedern und Quirlsegmenten mit unterschiedlichen Brechungsindizes je Teilkörper zusammengesetzt werden. Die Photonen können homogen im gesamten Körper verteilt oder in einem speziellen Volumenelement von definierbarer Ausdehnung erzeugt werden. Ein Photon propagiert durch das Medium unter Berücksichtigung der Signalabschwächung und der Verluste durch Reflexion und Transmission an den Oberflächen der Teilkörper bis die Lichtmenge unter eine einstellbare Schwelle gefallen ist, bis eine Auslesefläche erreicht wurde oder bis das Photon an einer als schwarz gekennzeichneten Fläche absorbiert wird. Das Programm ermöglicht die Simulation der Zeitdispersion, der Lichtausbeute, der Intensitätsverteilung an der Auslesefläche und der Effizienz einer gegebenen Szintillator-Lichtleiter-Konfiguration.

Für die Untersuchung der verschiedenen Auslesekonfigurationen stand die Frage nach der Lichtausbeute im Vordergrund, in der sich die Wirkung der Reflektoren bei der Lichtumlenkung und die unterschiedliche Länge der eingesetzten Lichtleiter auf die Intensität der Signale an der Auslesefläche widerspiegelt. Die Form der Lichtleiter zur Überführung des Lichtes auf die Photomultiplierfläche konnte in diesem Programm nicht berücksichtigt werden.

In der Simulation wurde neben den in den Abb. 3.37-3.39 dargestellten Konfigurationen zusätzlich eine Zwischenkonfiguration berechnet, die eine 180°-Umlenkung des Lichtes und eine Auslese nach einem 15 cm kurzen Lichtleiter realisiert. Hierbei sollte speziell der Einfluß eines Reflektors bei der Lichtumlenkung untersucht werden.

Die Lichtausbeute η ist durch das Integral der Intensitätsverteilung $I(t)$ über der Zeit im Verhältnis zur Intensität der erzeugten Photonen am Bestrahlungsort gegeben. Die Eigenschaften der Materialien der Lichtleiter und des Szintillators faßt Tab. 3.2 zusammen.

	Material	Dämpfungslänge	Brechungsindex
Szintillator	NE110	400cm	1,580
Lichtleiter	Plexiglas PMMA	600cm	1,491

Tab. 3.2: Materialdaten für Lichtleiter und Szintillator

Die in einer Messung mit kosmischer Strahlung bestimmte Abschwächungslänge eines Szintillatorstreifens von 208 cm wird mit einer Reflektivität von 0,993 wiedergegeben. Die Reflektivität ist ein variierbarer Parameter, der den Oberflächenreflexionsverlust beschreibt und an experimentell bestimmte Meßdaten angepaßt wird. Das Ergebnis einer Rechnung reagiert auf diesen Parameter sehr sensitiv, da er in jede Reflektion an der Oberfläche des Körpers eingeht.

Aufgrund des Winkels der Totalreflektion am Szintillatormaterial von $39,26^\circ$ bleiben $32,2\%$ des erzeugten Lichtes für die Auslese an einer Seite des Streifens erhalten. Dieser Anteil unterliegt den oben erwähnten Verlustmechanismen. In Tab. 3.3 wird die Lichtausbeute für die verschiedenen simulierten Konfigurationen verglichen. Es wurden 10^4 Photonen in der Mitte des Szintillators ($x = 0 \text{ cm} \pm 5 \text{ mm}, y = 0 \text{ cm} \pm 5 \text{ mm}$) erzeugt.

Konfiguration	Lichtausbeute $\eta/\%$	relative Lichtausbeute $\eta_{rel.} = \frac{\eta}{\eta_0}$
0°-Auslese mit 15cm Lichtleiter	$\eta_0 = 10,6$	$=: 100\%$
90°-Auslese mit 15cm Lichtleiter	6,6	60,3%
90°-Auslese mit 50cm Lichtleiter	5,7	52,2%
180°-Auslese mit 15cm Lichtleiter	3,5	32,3%
180°-Auslese mit 300cm Lichtleiter	1,6	14,6%

Tab. 3.3: Ergebnisse der Simulation der Lichtausbeute für verschiedene Lichtauslesekonfigurationen

Die Werte der Tabelle zeigen, daß ein 90° -Reflektor eine Verringerung der relativen Lichtausbeute auf $60,3\%$ und die Verlängerung des Lichtleiters um 35 cm einen weiteren Verlust um 8% bewirkt. Experimentell wird ein Vergleich der Auslesevarianten anhand der relativen Lichtausbeute $\eta_{rel.}$ bezogen auf die Referenzkonfiguration durchgeführt. In der Dispersionskurve $I(t)$ (Abb. 3.42), die das zeitliche Auseinanderlaufen der in einem Punkt simultan erzeugten Photonen beschreibt, wird die zeitliche Verschiebung und die Abschwächung des Signals aufgrund der unterschiedlichen Lichtleitervarianten deutlich.

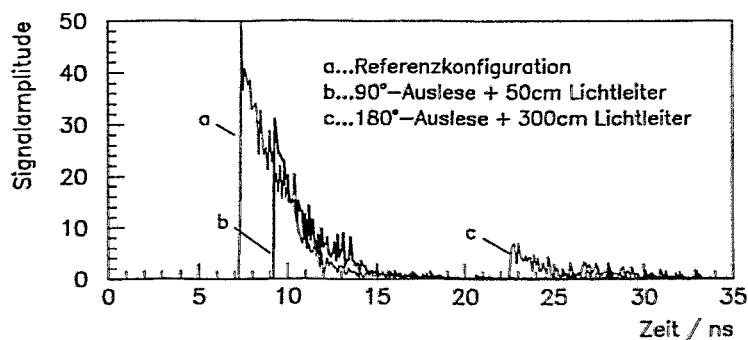


Abb. 3.42: Dispersionskurve verschiedener Lichtleiterkonfigurationen

3.4.2.3 Untersuchung der Referenzkonfiguration

Charakteristik des Strahls Die Testmessungen wurden im CERN-Testareal T11 durchgeführt. Der maximal gegebene Strahlimpuls beträgt $3,5 \text{ GeV/c}$ mit einer theoretischen Impulsaufösung von $\pm 1,9\%$ (aus [Gro93]). Der Teststrahl setzt sich in Abhängigkeit von der Energie aus Protonen, Pionen und Positronen mit unterschiedlichen Anteilen zusammen (Abbildung entnommen aus [Gro93]).

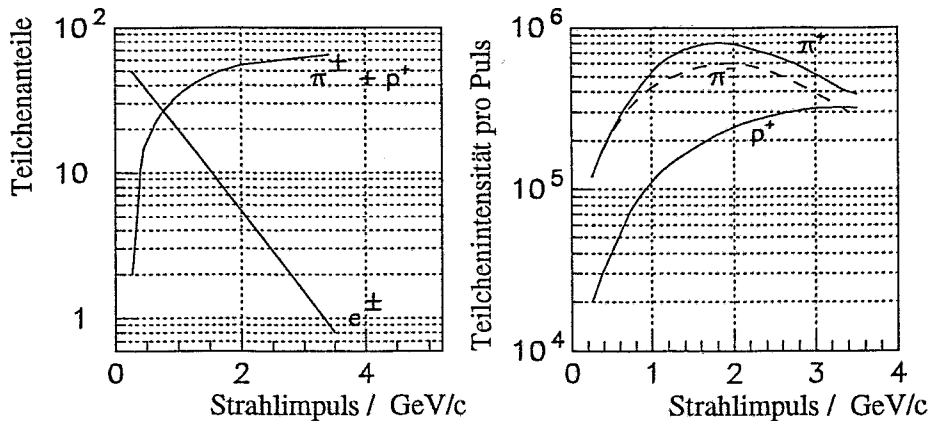


Abb. 3.43: Intensität und Teilchensortenhäufigkeiten im Testareal T11

Aufbau des Experimentes Es wurde aus einem Segment des Startdetektors und einem langen Streifen als Stopmodul eine 6 m lange Flugstrecke aufgebaut. Zur Verminderung zufälliger Koinzidenzen und zur Kennzeichnung einer ausgewählten Fläche auf dem langen Streifen wurden gekreuzte Masterszintillatoren (für die x-Richtung $30 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$, für die y-Richtung $20 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$) verwendet.

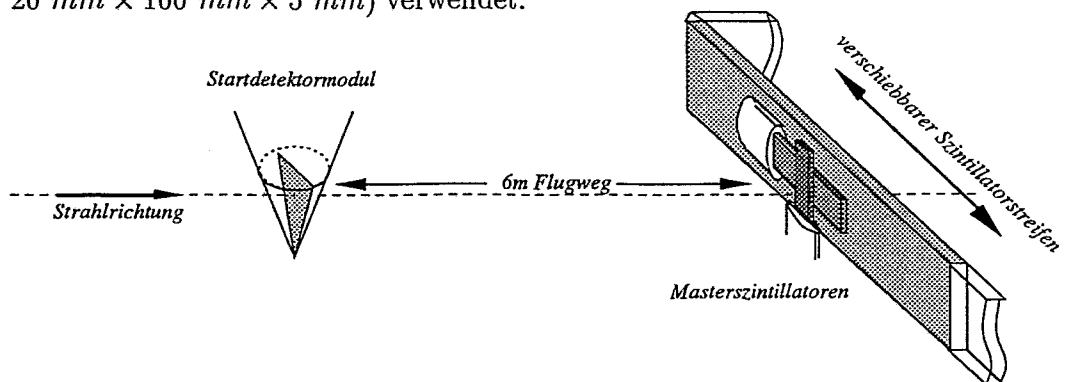


Abb. 3.44: Schematischer Experimentaufbau für die Testmessungen

Für die zweiseitige Auslese des langen Streifens wurde ein Real Time to Digital Converter (siehe Abbildung 3.45, entnommen aus [Gab94]) entwickelt, mit dem es möglich ist, *on-line* den Ort auf dem langen Streifen zu bestimmen. Jeweils

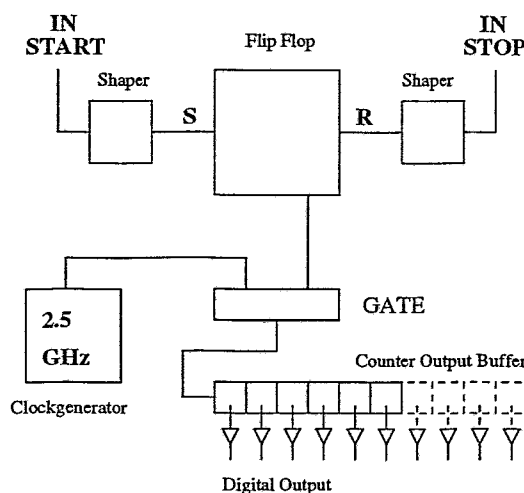


Abb. 3.45: Schematische Schaltung des RTDC

eine Seite des Streifens liefert das Start- bzw. das Stoppsignal. Mit Hilfe eines 2,5 GHz-Clockgenerators wird die Zeitdifferenz beider Signale in einen Buffer gezählt. Nach Anliegen des Stoppsignals wird mit sehr geringer Konvertierungszeit die Information am Ausgang bereitgestellt.

Zusätzlich werden die Zeiten der rechten und linken Streifenseite und des Masterszintillators gegen das Signal des Startmoduls gemessen. Außerdem wurden die ΔE -Signale der Teilchen des Start-, des Masterszintillators und der beiden Seiten des langen Streifens erfaßt.

Die Testmessungen wurden bei einem Strahlimpuls von $1 \text{ GeV}/c$ durchgeführt. Für die Teilchen ergeben sich bei einer Flugstrecke von 6 m die Flugzeiten:

Teilchen	Energie T in GeV	Flugzeit t_{TOF} in ns
Protonen	0,43	27
Pionen	0,88	20

Tab. 3.4: Flugzeiten von Protonen und Pionen bei $p_{\text{beam}} = 1 \text{ GeV}/c$

Damit ergibt sich eine Flugzeitdifferenz von 7 ns zwischen Protonen und Pionen. Bei dieser Energie sind die Protonen nicht minimal ionisierend und sind somit im Flugzeit- und im Energiespektrum von den Pionen trennbar.

Referenzkonfiguration – zweiseitige 0°-Auslese

Um die Eigenschaften des Szintillatorstreifens und den Einfluß der verschiedenen Lichtüberführungen zu beschreiben, wird mit der Untersuchung der Referenzkonfiguration, die als beidseitige Auslese unter 0° mit kurzen Plexiglaslichtleitern definiert ist, in Verbindung mit einem Startdetektorelement begonnen (s. Abb. 3.44).

In Abb. 3.46 sind die in einer Messung aufgenommenen Spektren in der Mitte des Szintillators ($x = (0 \pm 1,5) \text{ cm}$, $y = (0 \pm 1) \text{ cm}$) zusammengestellt.

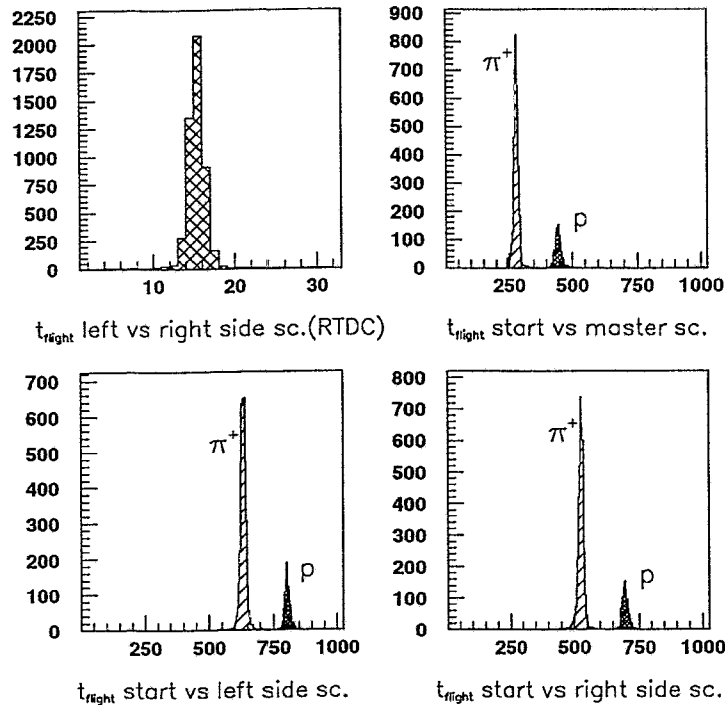


Abb. 3.46: Zeitspektren für die Messung an der Referenzkonfiguration (Angaben der Zeiten t_{flight} in Kanälen)

Das linke obere Spektrum zeigt die mit dem RTDC-Modul *on-line* verfügbare Ortsinformation auf dem Streifen. In den weiteren Spektren sind Zeitinformationen zwischen Startsegment und Masterszintillator, linker bzw. rechter Ausleseseite des Streifens enthalten. Die Spektren wurden in den Abb. 3.46 und 3.47 in Kanälen der Meßmodule dargestellt. Die Flugstrecke von 6 m ermöglichte eine gute zeitliche Trennung der Pionen und Protonen des Teilchenstrahls. In Abb. 3.47 sind die zugehörigen ΔE -Spektren des Startsegmentes, des Masterszintillators und der beiden Ausleseseiten des Streifens dargestellt. Die unterschiedlichen Teilchensorten werden in den Signalverteilungen besonders auf dem langen Streifen deutlich.

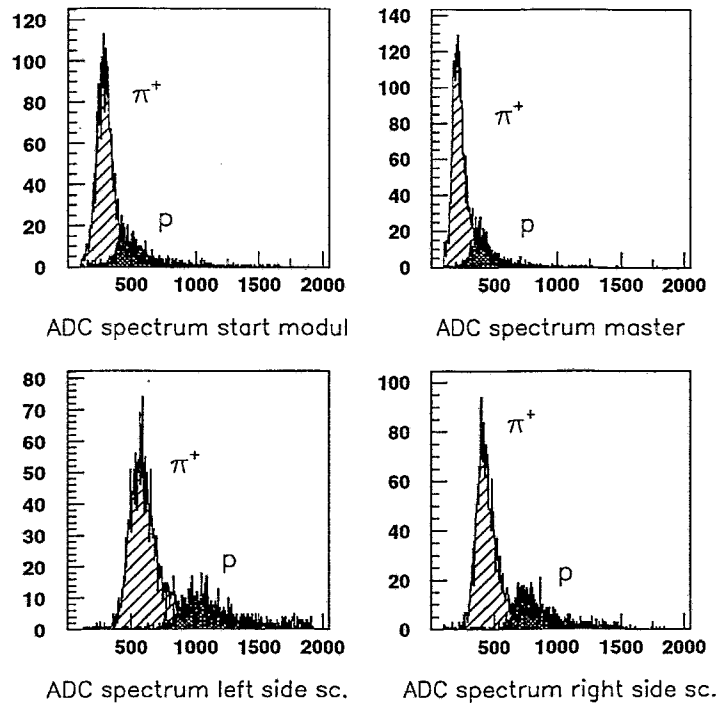


Abb. 3.47: ADC-Spektren für die Messung an der Referenzkonfiguration

Die Qualität der für diese Testmessungen eingesetzten Lichtkopplung lässt sich durch die Änderung der Signalamplitude entlang der Stirnfläche des Streifens charakterisieren. Die Signalbreite $(\frac{\Delta E}{E})_{FWHM}$ variiert von 38,5% in der Mitte der Stirnfläche bis 40,0% am Rand des Streifens. Für die Unterschiede in den Auflösungen der verschiedenen Konfigurationen sind neben den Reflektoren die Form und die Länge der eingesetzten Lichtleiter wesentlich. Die Abb. 3.48 veranschaulicht die Variation der Auflösung des auf einer Seite ausgelesenen Zeitsignals durch die Änderung der Lichtleitervariante.

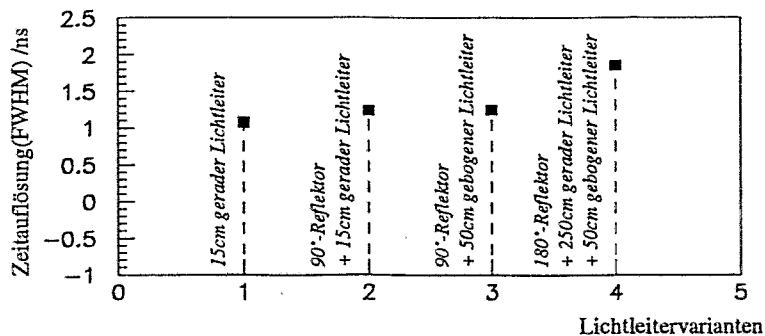


Abb. 3.48: Zeitauflösung bei verschiedenen Lichtleiterkombinationen

Abschwächungslänge Die Abschwächungslänge wird aus der Verminderung der Lichtintensität von $I(x_0)$ auf $I(\Delta x)$ nach Durchlaufen einer Szintillatorlänge Δx aufgrund der Absorption im Material und der Reflexions- und Transmissionsverluste an der Oberfläche der Medien (Szintillator, Lichtleiter) definiert. Sie ergibt sich zu:

$$I(\Delta x) = I(x_0) \cdot e^{-\frac{\Delta x}{\lambda}} \quad (3.5)$$

mit

$I(\Delta x)$	Intensität des Lichtes nach Δx
$I(x_0)$	Intensität des Lichtes bei x_0
Δx	zurückgelegte Wegstrecke
λ	Abschwächungslänge

Die Abb. 3.49 zeigt die Abhängigkeit der Signalamplitude vom Bestrahlungsort, gemessen auf der rechten Ausleseseite. Für die Referenzkonfiguration ergibt sich eine Abschwächungslänge von $\lambda = 195,6 \text{ cm}$.

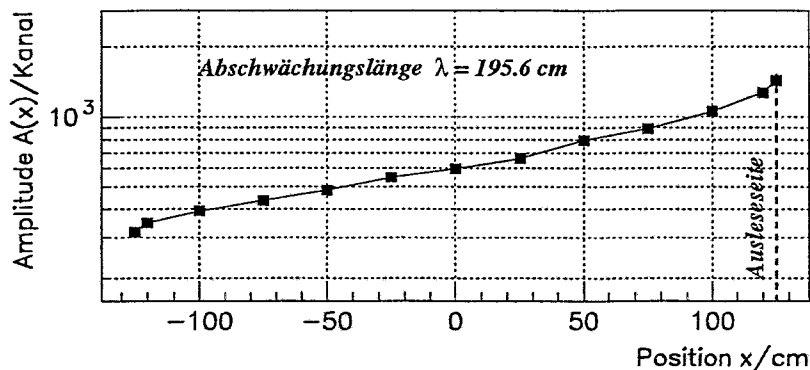


Abb. 3.49: Abschwächung der Signalamplitude entlang der x-Richtung des Szintillatorstreifens

Orts- und Zeitauflösung des langen Streifens Die Ortsauflösung des langen Streifens für die jeweilige Auslesevariante ist durch die *on-line* bestimmte Ortsinformation mit dem RTDC-Modul gegeben und kann andererseits *off-line* aus den gemessenen Flugzeiten bestimmt werden.

on-line

Die Abtastung des Szintillatorstreifens mit Hilfe der Masterszintillatoren liefert eine Kalibrierung, die dem linearen Zusammenhang

$$x_{\text{RTDC}} = F_{\text{RTDC}} \cdot x + x_0 \quad (3.6)$$

mit

F_{RTDC} in Kanäle/cm	Anstieg der RTDC-Kalibrierungskurve
x_{RTDC} in Kanäle	Kanal im RTDC-Spektrum bei Position x auf dem Szintillatorstreifen
x_0 in Kanäle	Kanal im RTDC-Spektrum bei Position x_0 auf dem Szintillatorstreifen
x in cm	Position auf dem Szintillatorstreifen

folgt. Aus der Peakbreite eines RTDC-Spektrums erhält man die *on-line*-Ortsauflösung.

off-line

Die gemessenen Zeiten t_L bzw. t_R an den linken und rechten Stirnflächen des langen Streifens setzen sich aus der Flugzeit des Teilchens vom Startdetektormodul zum langen Streifen und der Lichtlaufzeit des erzeugten Szintillationslichtes zusammen.

$$t_L = t_{TOF} + t_L^{light} = t_{TOF} + \frac{\Delta x}{c_{med}} \quad (3.7)$$

$$t_R = t_{TOF} + t_R^{light} = t_{TOF} + \frac{L - \Delta x}{c_{med}} \quad (3.8)$$

Die Differenz der Gleichungen (3.7) und (3.8) ergibt den Zeitunterschied der Lichtlaufwege im Szintillator.

$$t_L - t_R = t_L^{light} - t_R^{light} = \Delta t^{light} \quad (3.9)$$

Der Ort kann aus der Lichtlaufzeitdifferenz nach

$$\Delta t^{light} = \frac{2 \cdot \Delta x - L}{c_{med}} \quad (3.10)$$

berechnet werden. Die Größe L bezeichnet die Länge des Szintillators und c_{med} die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Aus der Breite der Verteilung von Δt^{light} ergibt sich die Zeit- und somit die Ortsauflösung des langen Streifens. Diese Größen spiegeln die Güte der Auslesekonfiguration wider.

Intensitätsvergleich Eine weitere Möglichkeit der Bestimmung der Ortsauflösung besteht im Vergleich der Signalintensitäten an den Ausleseseiten. Hierzu wird aus dem Verhältnis der Intensitäten I aus Gleichung 3.5 der rechten und linken Seite des Szintillatorstreifens der Auftreffort des Teilchens bestimmt.

$$I_{left}(x) = I_0 \cdot e^{-\frac{\Delta x}{\lambda}} \quad (3.11)$$

$$I_{right}(x) = I_0 \cdot e^{-\frac{L-\Delta x}{\lambda}} \quad (3.12)$$

$$\Rightarrow \Delta x = \frac{L}{2} - \frac{\lambda}{2} \cdot \ln \frac{I_{left}}{I_{right}} \quad (3.13)$$

Aus der Breite der Verteilung ergibt sich die durch einen Intensitätsvergleich ermittelte Ortsauflösung des langen Streifens.

In Abb. 3.50 wird die Schwankung der Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Teilchenort für die RTDC-Messung und die TDC-Differenzmethode verglichen. Der Vergleich der Mittelwerte beider Methoden zeigt ein geringfügig besseres Ergebnis bei der *on-line* Bestimmung des Ortes. Die Darstellung enthält auch die Auflösung der Ortsrekonstruktion mit dem Verfahren des Intensitätsvergleichs. Diese Methode zeigt erwartungsgemäß ein schlechteres Ergebnis.

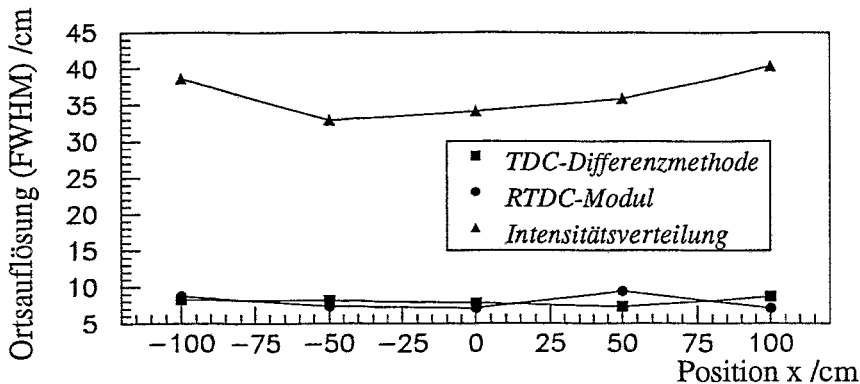


Abb. 3.50: Schwankung der Ortsauflösung in Abhängigkeit von x für die RTDC-Messung, die TDC-Differenzmethode und den Intensitätsvergleich

Die Bestimmung des Teilchenortes auf dem Streifen kann *on-line* (mit dem RTDC-Modul) mit einer Auflösung von $8,1 \text{ cm}$ (FWHM) erfolgen. In der *off-line*-Analyse mittels der TDC-Differenzmethode kann der Ort des Teilchens auf dem Streifen mit einer Auflösung von $8,6 \text{ cm}$ (FWHM) rekonstruiert werden. Diese Ergebnisse wurden durch Auswertung der Pionen des Teststrahls und bei einer Flugrichtung senkrecht zum Szintillatorstreifen erhalten.

Flugzeitauflösung Aus der Summe der Gleichungen (3.7) und (3.8) wird die Flugzeit von Start- zu Stopmodul errechnet.

$$t_{TOF} = \frac{1}{2}[t_L + t_R - t_{sc}^{light}] \quad (3.14)$$

Die Größe t_{sc}^{light} ist die Summe der Lichtlaufzeiten t_L^{light} und t_R^{light} , sie kann als Konstante betrachtet werden. Aufgrund der Verwendung eines Start- und Stop-elementes, wie sie am TOF-Spektrometer eingesetzt werden könnten, ist die Breite der t_{TOF} -Verteilung die Flugzeitauflösung Δt_{TOF} des Flugzeitspektrometers bestehend aus Startsegmenten und Faßkomponenten. Für die Referenzkonfiguration ergibt sich eine Flugzeitauflösung von $0,9 \text{ ns}$ (FWHM).

3.4.2.4 Vergleich der Testkonfigurationen mit der Referenzkonfiguration

Analog zur Analyse der Referenzkonfiguration wurden die anderen Testanordnungen untersucht.

Bei der Untersuchung der Konfigurationen zeigt sich, daß die Rückführung des Lichtes durch ein 180°-Prisma und einen 2,5 m langen Plexiglaslichtleiter für einen Einsatz am TOF-Spektrometer nicht verwendet werden kann. Die Ursache ist das im Lichtleiter entstehende Čerenkov-Licht. Dieser Effekt ist auch am Flugzeitspektrometer zu erwarten. Der Einfluß auf die Zeitspektren wird in Abb. 3.51 sichtbar. In der *off-line* Auswertung wäre eine Trennung des Čerenkov-Peaks teilweise möglich, in der *on-line* Ortsbestimmung ist jedoch eine Trennung nicht gegeben und würde damit eine hohe Triggerfehlrate bei einem Einsatz am TOF-Spektrometer bewirken.

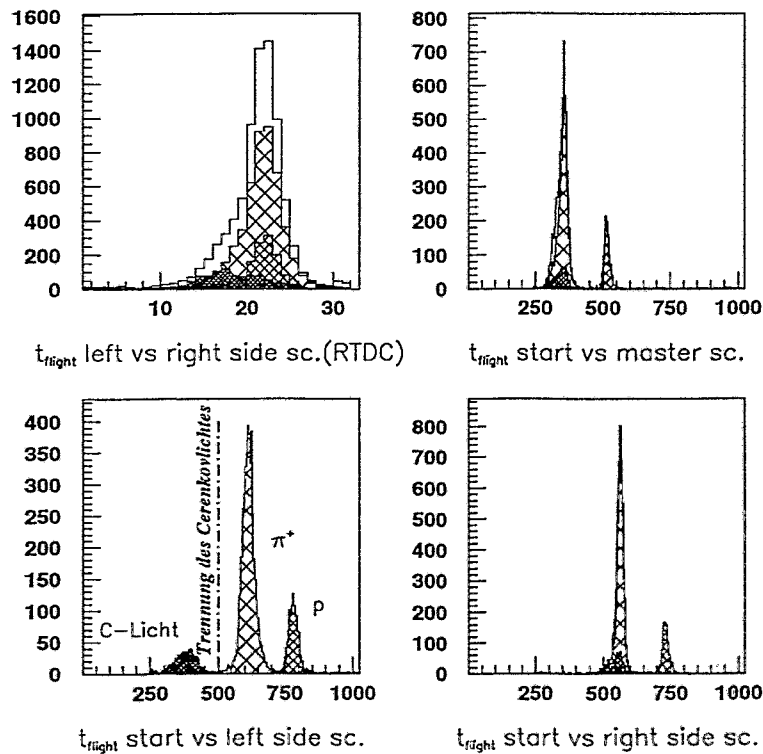


Abb. 3.51: Einfluß des Čerenkov-Effektes auf die Zeitspektren (Angaben der Zeiten t_{flight} in Kanälen)

Ein wichtiger Punkt im Vergleich der Auslesemöglichkeiten ist die Lichtüberführung des Szintillationslichtes zum Photomultiplier. Die Referenzkonfiguration erhält hierbei definitionsgemäß 100% Lichtüberführung. Die Meßergebnisse der verschiedenen Auslesemöglichkeiten hinsichtlich der Orts- und Flugzeitauflösung der beschriebenen Verfahren⁴ sind in Tab. 3.5 zusammengestellt. Die in der Si-

	Auslesevarianten			
	0° – 0°	0° – 90°	90° – 90°	0° – 180°
Lichtüberführung η_{rel}				
Messung	:= 100%	74,5%	57,9%	15,6%
Simulation	:= 100%	60,3%	52,2%	14,6%
Ortsauflösung Δx_{FWHM} /cm				
mit RTDC-Modul	7,9	8,3	9,9	15,0
mit TDC-Differenzmethode	8,0	8,8	11,1	15,6
Flugzeitauflösung				
Δt_{FWHM} /ns	0,9	1,0	1,1	1,3

Tab. 3.5: Vergleich der Lichtüberführung, Orts- und Flugzeitauflösung der Testkonfigurationen

mulation erhaltenen Werte werden durch die experimentellen Ergebnisse recht gut bestätigt. Unter der Lichtüberführung ist hier wieder der Relativwert der Lichtausbeute bezogen auf die Referenzkonfiguration zu verstehen. Die erhaltenen Ortsauflösungen für alle Varianten sowohl in der *on-line* als auch in der *off-line* Analyse sind in den Grenzen der durch die Schnittflächen von jeweils 2 (\cong Raute = 16 cm) bzw. 3 (\cong Pixel = 8 cm) Szintillatorlagen des Konzeptes gekreuzter Szintillatorlagen gegebenen Auflösung.

3.4.2.5 Vorschlag einer zweiseitigen Auslesevariante für die Faßkomponenten

Neben den Meßergebnissen hinsichtlich der Auflösung der Orts- und Flugzeitrekonstruktion ist auch die technische Umsetzung am TOF-Tank zu berücksichtigen. Von den untersuchten Varianten sind die 0° – 0°- und die 0° – 90°-Auslese nicht umsetzbar, da sie eine gleichzeitige Erfassung des gesamten Raumwinkels in Vorwärtsrichtung nicht ermöglichen und die Modularität der Faßkomponenten einschränken. Die Möglichkeit der 0° – 180°-Auslese muß aufgrund des schon diskutierten Čerenkov-Effektes und den damit verbundenen Verlusten in der Rekonstruierbarkeit ausgeschlossen werden.

⁴Die Auswertung der 0° – 180°-Auslese wurde auf Positionen x auf dem Streifen beschränkt, bei denen das Čerenkov-Licht *off-line* trennbar war.

Die aus diesen Untersuchungen resultierende Konfiguration für eine beidseitige Auslese langer Szintillatorstreifen in den Faßkomponenten beruht auf einer Umlenkung des Lichtes um 90° mit Hilfe von Aluminium-bedampften Prismen.

Ein direkter Vergleich der Ortsauflösung aus der Methode der zweiseitigen Auslese und des Konzeptes sich kreuzender Szintillatorstreifen ist eigentlich nicht möglich, da die Unsicherheit in der Rekonstruktion des Ortes in der hier vorgestellten Variante durch die Schwankung in der Zeitmessung und damit durch die Breite der Gaußverteilung um den Mittelwert des Teilchenortes gegeben ist. Im dreilagigen Faßkonzept ist die Auflösung durch die einzusetzende Streifenbreite der geraden und gewundenen Elemente und die sich daraus ergebende, äquidistante Einteilung auf dem Streifen durch die sich bildenden Schnittflächen bestimmt. Die hier vorgestellte Methode liefert für minimal ionisierende Teilchen bei einer Teilchenflugrichtung senkrecht zum Szintillatorstreifen eine Ortsauflösung von $9,9\text{ cm}$ bzw. $11,1\text{ cm}$ gegenüber einer Schrittweite von 8 cm in der ursprünglichen Variante. Die Angabe der 8 cm -Auflösung bezieht sich dabei aber nur auf die Bildung eines Pixels. Ist nur die Bildung einer Raute als Schnittfläche aus zwei Lagen möglich, ist die Bestimmung des Ortes mit einer Ungenauigkeit von 16 cm gegeben.

Prinzipiell ist bei einer zweiseitigen Auslese jedes die Szintillatorschicht erreichende Teilchen rekonstruierbar. Die Rekonstruktionseffizienz wird durch die Energie der Teilchen aufgrund der eingestellten Diskriminatorschwellen begrenzt. Für die dreilagige Version ist die kinetische Energie eines Teilchens in zweifacher Weise wesentlich, auf der einen Seite für das Erreichen der dritten Lage, um ein Pixel zu bilden, und andererseits muß das erzeugte Licht nach Durchlaufen des 4 m langen, gewundenen Streifens für eine Auswertung noch zu Verfügung stehen. Simulationsrechnungen [Lan94] zeigen, daß für eine Strahlenergie von 280 MeV bei der Verwendung der Endkappe und eines $2,5\text{ m}$ langen Faßdetektors 85% aller Ereignisse in der zweiseitig ausgelesenen Variante⁵ rekonstruiert werden können. Für das dreilagige Konzept ergibt sich eine Effizienz von 75% .

Mit dem im Rahmen dieser Arbeit mit der Zentralabteilung für Forschungs- und Informationstechnik des FZ Rossendorf e.V. entwickelten RTDC-Modul [Gab94] ist eine *on-line* Bestimmung des Ortes auf dem Szintillatorstreifen möglich. Eine Weiterentwicklung dieses Moduls zur Ansteuerung über CAMAC ist vorgesehen. Eine vollständige Abdeckung des Winkelbereiches der Vorwärtsrichtung und die Modularität der Faßdetektorkomponenten ist gegeben. Zur technischen Umsetzung am TOF-Tank sind konstruktionsbedingte Erweiterungen in Form von Zwischenringen erforderlich. Um eine Entscheidung über die endgültige Version der Faßdetektoren zu treffen, werden gegenwärtig technische Proposals zu beiden Konzepten erstellt.

⁵Für diese Rechnungen wurden Streifen einer Dicke von nur $0,5\text{ cm}$ verwendet.

3.4.2.6 Rekonstruktion der elastischen π^+ -p- und p-p-Streuung

Die methodischen Untersuchungen zur zweiseitigen Auslese eines langen Szintillatorstreifens zeigen, daß eine Ortsbestimmung aus der Lichtlaufzeitdifferenz des Szintillationslichtes zum linken und rechten Streifenrand realisiert werden kann. Die für die Faßkomponente des TOF-Spektrometers vorgeschlagene $90^\circ - 90^\circ$ -Auslese wurde anhand einer Messung der elastischen π^+ -p- und p-p-Streuung getestet. Dabei ist diese Messung nur als erster grober Test anzusehen, da in dem Testareal, wo die methodischen Untersuchungen durchgeführt wurden, aufgrund der Randbedingungen anderer Nutzer keine Möglichkeit bestand, eine Optimierung der Bedingungen für die Streumessung vorzunehmen.

Der Ort auf dem langen Streifen wird *off-line* aus der Differenz der TDC-Spektren der beiden Stirnseiten bestimmt. Aus der kinematischen Situation läßt sich auf die detektierte Teilchenart schließen.

Kinematik der elastischen Streuung Die Messung der elastischen Streuung wurde bei einem Strahlimpuls von $1 \text{ GeV}/c$ durchgeführt. Für das Experiment wurde ein 1 cm dickes Polyethylentarget verwendet. Im Teststrahl waren bei $1 \text{ GeV}/c$ Pionen und Protonen im Verhältnis 5:1 enthalten (s. Abb. 3.43).

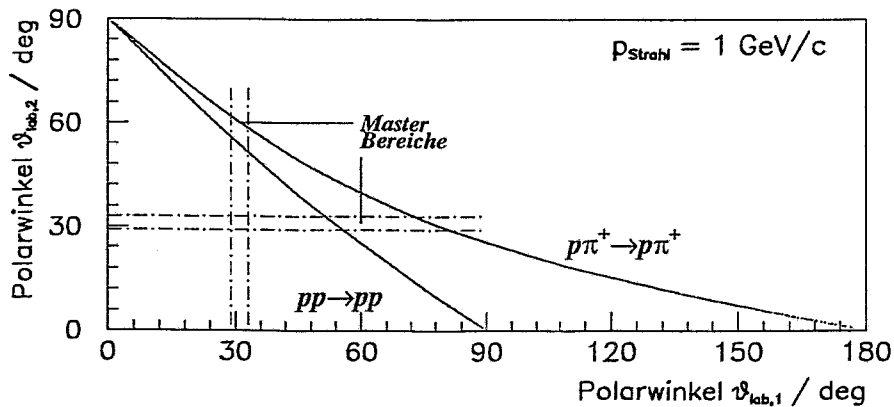


Abb. 3.52: Korrelation der Winkel $(\vartheta_{\pi^+}^{lab}, \vartheta_p^{lab})$ und $(\vartheta_p^{lab}, \vartheta_p^{lab})$ bei einem Strahlimpuls von $1 \text{ GeV}/c$

In Abb. 3.52 sind die Korrelationen der Winkel $(\vartheta_{\pi^+}^{lab}, \vartheta_p^{lab})$ und $(\vartheta_p^{lab}, \vartheta_p^{lab})$ der gestreuten Teilchen dargestellt. Daraus ist zu erkennen, daß die Protonen einen Streuwinkel bis 90° und die Pionen bis 180° erreichen können. In der elastischen p-p-Streuung erreichen beide Protonen einen maximalen Streuwinkel von 90° .

Wird ein Ejektil in einem Winkelbereich von $\vartheta_{Master} = 29^\circ \dots 33^\circ$, in dem ein Masterszintillator positioniert wurde, beobachtet, ergeben sich für die zugehörigen Streupartner folgende Winkelbereiche (siehe Abb. 3.52):

detektiertes Teilchen im Master ϑ_{Master}	Reaktion π^+ -p-elast. 2. Ejektil	Reaktion p-p-elast. 2. Ejektil
Protonen	$\pi^+ : 72^\circ \dots 85^\circ$	p: $52^\circ \dots 56^\circ$
Pionen	p: $58^\circ \dots 62^\circ$	-

Tab. 3.6: Winkelbereich der gestreuten Pionen und Protonen

Die Ausdehnung der Szintillationsdetektoren und des Targets wurden dabei berücksichtigt. Aufgrund dieser kinematischen Betrachtungen wurden die geometrischen Maße der experimentellen Anordnung festgelegt.

Experimenteller Aufbau Der lange Szintillatorstreifen wurde parallel zur Strahlachse in einem Abstand von 2,7 m positioniert. Der Masterszintillator befand sich 0,5 m vom Target entfernt unter einem Winkel von 30° zur Strahlachse. Das Target wurde direkt an einem Szintillator befestigt, welcher als Startzähler diente. In Abb. 3.53 ist der genaue experimentelle Aufbau dargestellt.

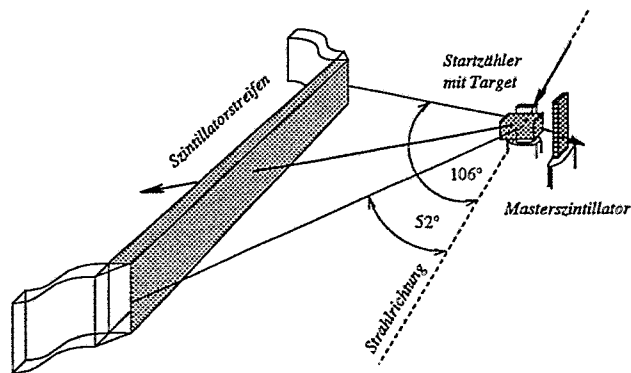
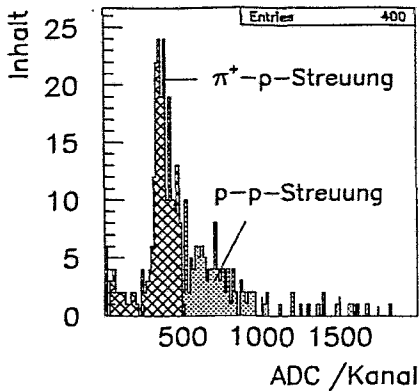


Abb. 3.53: Experimenteller Aufbau für die Messung der π^+ -p-Streuung

Analog zu den methodischen Untersuchungen wurden die TDC-Spektren zwischen Startmodul und Master sowie zwischen Startmodul und linkem bzw. rechtem Rand, das RTDC-Spektrum und die zugehörigen ΔE -Informationen aufgenommen.

Das ΔE -Spektrum des Startszintillators am Target (siehe Abb. 3.54) ermöglicht eine Separation der Reaktionsart (p-p- oder π^+ -p-Streuung).



Im Peak des Spektrums, der zwischen den Kanälen 250...500 liegt, sind die Pionen des Strahls, und damit der π^+ -p-Streuung, enthalten. Für die p-p-Streuung werden die Ereignisse zwischen den Kanälen 550...750 betrachtet.

Abb. 3.54: ΔE -Spektrum des Szintillators am Target

π^+ -p-Streuung

Aufgrund der geringen Statistik lassen sich aus den Energiespektren der Ausleseseiten des Streifens keine eindeutigen Informationen zur Teilchenidentifizierung gewinnen. In Abb. 3.55 ist das Flugzeitspektrum der auf dem Streifen registrierten Teilchen der π^+ -p-Streuung gezeigt.

Aus der Kinematik der Streuung der Pionen am Target ergibt sich für die auf dem Streifen detektierten Protonen eine Flugzeit von 21 ns und für die Pionen von 10 ns. Aufgrund der Differenz von 11 ns dienen die Flugzeiten als Hauptinstrument für die Bestimmung der detektierten Teilchenart.

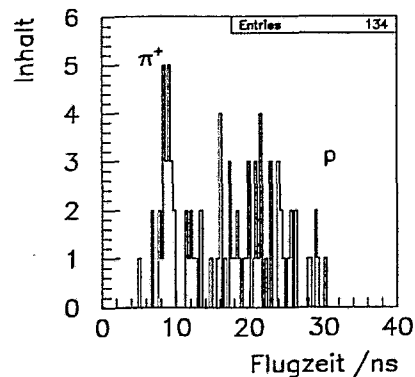


Abb. 3.55: Flugzeitspektrum für die π^+ -p-Streuung

Das Ortsspektrum der Protonen und Pionen ist in Abb. 3.56 dargestellt. Die Protonen dieser Reaktion werden bei

$$x_p \approx (210 \pm 50) \text{ cm}$$

registriert. Das entspricht einem Streuwinkelbereich von $\vartheta_p = (57^\circ \pm 8^\circ)$. Der Ort auf dem Streifen für die Pionen kann aufgrund der geringen Zählrate nicht eindeutig festgelegt werden. Kinematisch ist der Bereich

$$x_{\pi^+} \approx (100 \pm 30) \text{ cm}.$$

relevant. Das entspricht einem Winkelbereich von $\vartheta_{\pi^+} = (80^\circ \pm 6^\circ)$. Eine eindeutige Zuordnung im Ortsspektrum ist hier aber nicht gegeben.

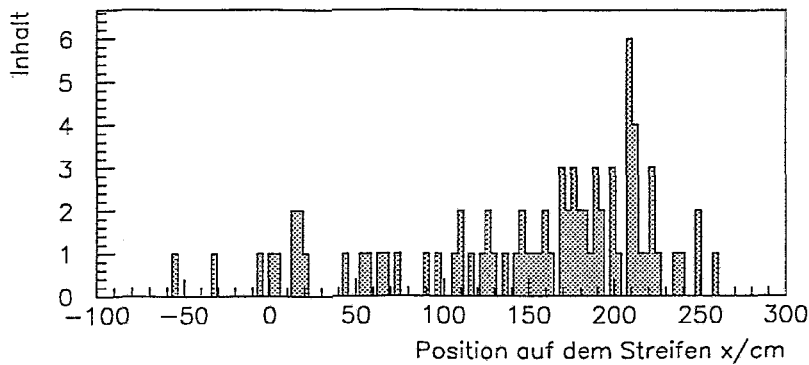


Abb. 3.56: Ortsspektrum auf dem langen Streifen für gestreute Protonen und Pionen aus der π^+ -p-Streuung

Um die registrierten Teilchenzahlen, die aus dem Flugzeitspektrum bestimmt wurden, zu überprüfen, wird ein Vergleich mit den Wirkungsquerschnitten $(\frac{d\sigma}{d\Omega})|_{\Delta\Omega}$ für die Pionen und Protonen durchgeführt. Für die Ermittlung der Wirkungsquerschnitte wurde die in der Arbeit [Bid62] experimentell bestimmte und durch eine Parametrisierung mit einem Polynom 3. Grades beschriebene Winkelverteilung als analytische Näherung verwendet. Die Anpassungskurve ist in Abb. 3.57 dargestellt.

Der Wirkungsquerschnitt für den im Experiment belegten Winkelbereich der Protonen auf dem langen Streifen beträgt $(\frac{d\sigma_p}{d\Omega})|_{\Delta\Omega} = 0,91 \text{ mb}$. Für die Registrierung der Pionen auf dem Streifen beträgt der Wirkungsquerschnitt $(\frac{d\sigma_{\pi^+}}{d\Omega})|_{\Delta\Omega} = 0,34 \text{ mb}$. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$\frac{(\frac{d\sigma_p}{d\Omega})|_{\Delta\Omega}}{(\frac{d\sigma_{\pi^+}}{d\Omega})|_{\Delta\Omega}} \approx 3$$

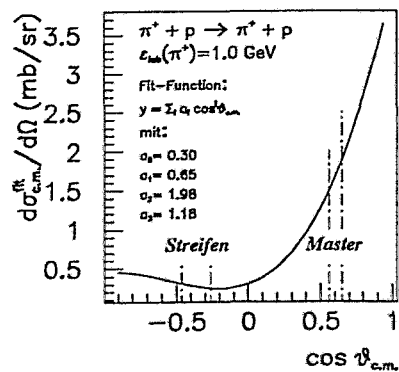


Abb. 3.57: Winkelverteilung für die elastische π^+ -p-Streuung

ist mit der Zahl der registrierten Teilchen mit

$$\begin{aligned} N_p(\Delta\Omega) &= 45 \\ N_{\pi^+}(\Delta\Omega) &= 16 \end{aligned}$$

vergleichbar.

p-p-Streuung

In Abb. 3.58 ist das Ortsspektrum der gestreuten Protonen der p-p-Streuung auf dem langen Streifen dargestellt.

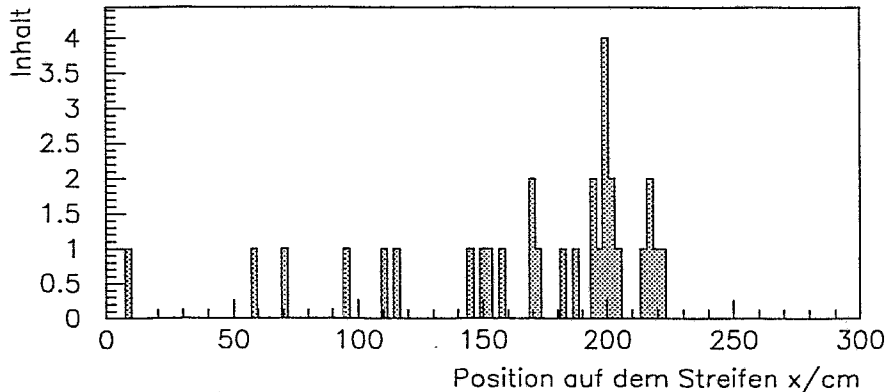


Abb. 3.58: Position auf dem langen Streifen für die Protonen aus der p-p-Streuung

Die Protonen wurden bei $x = (200 \pm 40)$ cm beobachtet. Das entspricht einem Winkelbereich von $\vartheta = (58^\circ \pm 7^\circ)$.

In der folgenden Tabelle sind die theoretisch bestimmten und die gemessenen Winkelbereiche für die Streuteilchen aus der π^+ -p- und p-p-Streuung zusammengestellt.

registriertes Teilchen	π^+ -p-Streuung		p-p-Streuung
	Proton	Pion	Proton
theoretisch zu erwartende Winkelbereiche	$58^\circ \dots 62^\circ$	$72^\circ \dots 85^\circ$	$52^\circ \dots 56^\circ$
auf dem Streifen gemessene Winkelbereiche	$57^\circ \pm 8^\circ$	$(80^\circ \pm 6^\circ)_{kinem.}$	$58^\circ \pm 7^\circ$

Tab. 3.7: Zusammenstellung der Ergebnisse

Die bestimmten Detektionswinkelbereiche für die Protonen auf dem Streifen können den zu erwartenden Winkelbereichen der Ejektile zugeordnet werden. Für die Pionen ist der kinematisch relevante Bereich in der Tabelle aufgeführt. Aufgrund der geringen Statistik ist eine genauere Selektierung nicht möglich.

3.4.3 Abschätzungen zu Doppeltrefferereignissen

Für zweiseitig ausgelesene Szintillatorstreifen, die aufgrund ihrer Länge einen großen Raumwinkelbereich abdecken, ergibt sich die Frage, mit welcher Wahrscheinlichkeit durch zufällige Koinzidenzen Fehlinterpretationen der detektierten Teilchen auftreten und den eingestellten Trigger zur Reduzierung der elastischen Streuung unterlaufen können.

Diese Fehlinformationen entstehen, wenn zwei Teilchen innerhalb der Gatezeit einen Streifen treffen. In Abhängigkeit von den Detektionsorten x_i entlang des Streifens und den Auftreffzeiten werden unterschiedliche Detektionsorte \tilde{x} registriert. Die im Experiment verwendeten Diskriminatoren ermöglichen keine Doppeltrefferauflösung, die eine Separierung dieser Ereignisse erlauben würde.

Die elastische Streuung besitzt den im Vergleich mit den inelastischen Reaktionskanälen größten Wirkungsquerschnitt. In diesem Abschnitt wird eine Abschätzung der relevanten Fehlerrate, die durch die elastische Streuung verursacht werden kann, bestimmt.

Für die Angabe der Primärstrahlrate für ein Experiment am TOF-Spektrometer wird von folgenden Überlegungen ausgegangen [Fre95a].

- Es werden $10^8 \dots 10^{10}$ Protonen in den Speicherring injiziert. Dabei wird der gesamte Ring bei der Energie $T_{\text{zykl.}} = 40 \text{ MeV}$ gefüllt.
- Bedingt durch die HF-Beschleunigungsstrecke ergibt sich eine Bunchlänge von ca. $2/3$ der Ringlänge. Dieser Teilchenstrahl wird auf die geforderte Energie beschleunigt. Nach Ausblenden der Hochfrequenz für die Beschleunigung nimmt der Strahl aufgrund seiner Impulsunschärfe eine gleichmäßige Verteilung im gesamten Beschleunigungsring ein.
- Der Speicherring hat eine Länge von 184 m . Damit ergibt sich eine Umlaufdauer von $t_{\text{Ring}} \leq 0,6 \mu\text{s}$ bei $\beta \simeq 1$.
- Bei der Extraktion wird eine gleichmäßige Zerteilung des Strahles angenommen. Damit würde sich auch eine Gleichverteilung der Zählrate der extrahierten Teilchen innerhalb einer Extraktionsdauer ergeben. Unter Berücksichtigung von Strahlverlusten entsteht eine asymmetrische Verteilung der Teilchenzählrate. Die Dauer einer Extraktion wird Spill genannt. Die Spillzeiten können $0,1 \dots 10 \text{ s}$, bei der ultra-langsam Extraktion bis 100 s , betragen. Bei einer Spilldauer von $t_{\text{Spill}} = 1 \text{ s}$ ergeben sich mit t_{Ring} etwa 10^6 Umläufe.
- Damit ergibt sich bei der kontinuierlichen Extraktion eines internen Strahls von 10^9 Teilchen eine externe Rate von 10^3 Teilchen je Umlaufdauer t_{Ring} .
- In dieser Betrachtung kann bei einer Gatezeit $\Delta t_M = 100 \text{ ns}$ am TOF-Experiment von 10^2 Teilchen je Meßintervall Δt_M ausgegangen werden. Für eine Abschätzung der Doppeltrefferrate soll eine zeitliche Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für eine weitere Reaktion innerhalb eines Meßintervalls nicht berücksichtigt werden.

Die Sekundärstrahlrate wird aus der Primärstrahlrate \dot{n}_p und dem Wirkungsquerschnitt σ berechnet nach:

$$\dot{n}_s = \dot{n}_p \cdot \sigma \cdot n_a \quad (3.15)$$

wobei die Teilchenzahlflächendichte n_a durch

$$n_a = \frac{N_A \cdot \rho}{A} \cdot \Delta x = n_v \cdot \Delta x \quad (3.16)$$

mit der Avogadro-Zahl N_A , der molaren Masse A , der Targetdichte ρ , der Teilchenzahldichte n_v und der Targetdicke Δx gegeben ist.

Die Materialdaten für das am Flugzeitspektrometer eingesetzte LH_2 -Target sind in Tabelle 3.8 (entnommen aus [Fer90]) zusammengestellt.

Teilchenzahldichte	n_v	$0,423 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$
Dichte	ρ	$0,0708 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$
Targetdicke	Δx	$0,6 \text{ cm}$

Tab. 3.8: Materialdaten für das LH_2 -Target

Die elastische Streuung hat im Meßbereich von $0,7 \dots 3,3 \text{ GeV}/c$ bei $1,8 \text{ GeV}/c$ ihren Maximalwert im Wirkungsquerschnitt (s. Abb. 3.59), $\sigma_{elast.} = 24,1 \text{ mb}$.

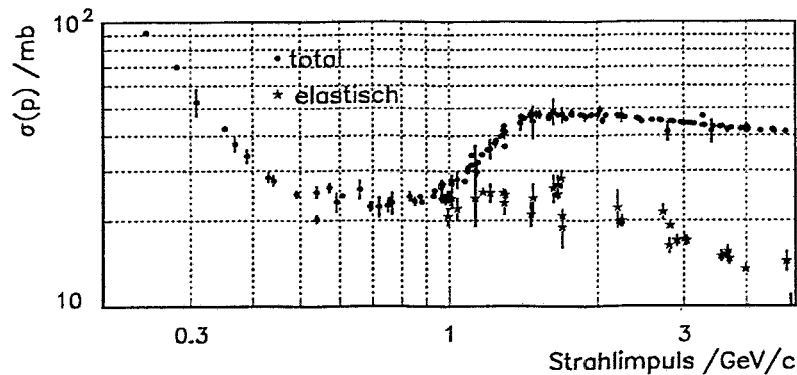


Abb. 3.59: Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt für die pp -Streuung. Die Daten wurden aus [Fla84] entnommen.

Mit einer externen Primärstrahlrate entsprechend den obigen Überlegungen von $\dot{n}_p = 10^2 / \Delta t_M$ ergibt sich eine Sekundärrate (nach Gleichung 3.15) von $0,05 / \Delta t_M$. Die Koinzidenzrate, das bedeutet die Wahrscheinlichkeit, je Meßintervall Δt_M zwei Ereignisse der elastischen Streuung zu detektieren, berechnet sich nach

$$\dot{n}_{koi} = \dot{n}_s \cdot \dot{n}_s \cdot \Delta t_M \quad (3.17)$$

zu einer Rate von $0,0025/\Delta t_M$. Für Abschätzungen zu Doppelhitereignissen in einem Streifen ist die Betrachtung des differentiellen Wirkungsquerschnittes und damit die Rate entsprechend den Winkelbereichen der Stopdetektorkomponenten notwendig. Für die Untersuchung der Fehlinformationen, die durch zwei simultan auftretende elastische Streuungen entstehen und einen Vetotrigger bezüglich dieser Reaktion unterlaufen, ist interessant, wie in diesem Fall Multiplizitäten $M = 2$ im Stopdetektor entstehen können. Die Detektoren der Endkappe sind bei einem Aufbau des TOF-Spektrometers aus 3 Faßkomponenten aufgrund des Abstandes zum Target im Polarwinkel hochauflösend. Der Winkelbereich von $0,2 \dots 3,7^\circ$, den der Quirldetektor überdeckt, entspricht einem Abstand von 8 cm auf einem Streifen der Faßkomponente. Das liegt im Rahmen des Auflösungsvermögens eines Streifens. Das bedeutet, daß die Multiplizität im Quirl- und analog auch im Ringdetektor diese Doppelhitereignisse separiert. Diese Trennung ist nur durch die Pixelauflösung der Endkappe begrenzt.⁶

Es sind somit die Koinzidenzraten zu berechnen, die sich aus der Wahrscheinlichkeit von Doppelhitereignissen in Faß 1 mit 3, Faß 2 mit 3 und Faß 3 mit sich selbst ergeben. Ereignisse simultan auftretender Reaktionen, die in der Faßkomponente 3 eine Koinzidenz in einem Streifen hervorrufen, jedoch die korrelierten Ejektile in unterschiedlichen Detektorkomponenten nachweisen, können mit Hilfe der Teilchenmultiplizität $M \geq 3$ separiert werden.⁷ Die Winkelbereiche der korrelierten Protonen für die Faßkomponenten sind in Tab. 3.9 zusammengestellt.

Faßkomponente	$\vartheta_{Lab.}/deg$	$\vartheta_{Lab.}^{korrel.}/deg$
Faß 1	9,5...14	63...68
Faß 2	14...27	52...63
Faß 3 (korrel.)	27...52	52...27
Faß 3 (gesamt)	27... ≈ 90	52... ≈ 0

Tab. 3.9: Winkelbereiche der Protonen der elastischen Streuung. Unter der Komponente „Faß 3 (korrel.)“ wird der Bereich des Fasses 3 verstanden, in dem beide korrelierte Protonen der Reaktion beobachtet werden.

In der Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes werden die experimentellen Werte nach [Rya71] für einen Strahlimpuls von $1,7 \dots 1,8 \text{ GeV}/c$ zugrunde gelegt.

⁶Die Entstehung von fehlerhaft detektierten Ereignissen, in dem eine Koinzidenz von zwei elastischen Reaktionen im Winkelbereich der Endkappe entsteht und bedingt durch eine zu geringe Energie der Teilchen keine Signale der korrelierten elastisch gestreuten Protonen in der Faßkomponente nachgewiesen werden, und deren Rate wird im Rahmen dieser Abschätzung nicht untersucht.

⁷Die Erhöhung der Fehlerrate durch fehlende Signale korrelierter Ejektile im Stopdetektor soll auch in diesem Fall nicht diskutiert werden. Diese Frage wird im Rahmen von Simulationsrechnungen zur Rekonstruktionseffizienz dieses Konzeptes beantwortet werden [Bra95].

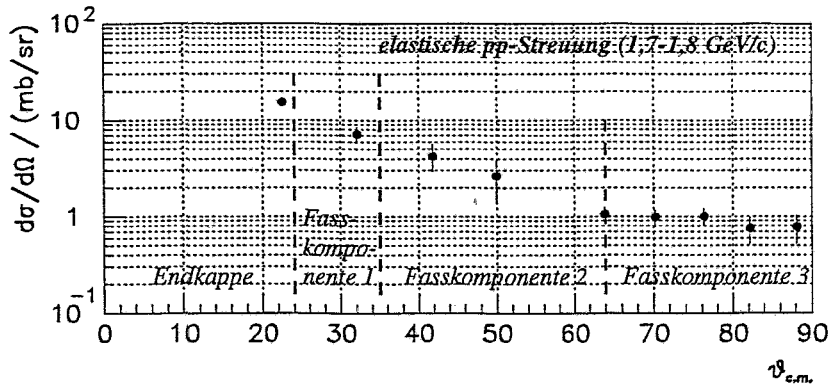


Abb. 3.60: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die elastische pp -Streuung bei einem Strahlimpuls von $1,7 \dots 1,8 \text{ GeV}/c$ (entnommen aus [Rya71])

Für die einzelnen Faßkombinationen ergeben sich die Koinzidenzraten

$$\begin{aligned}
 \dot{n}_{koi}(Fa\beta 1 - Fa\beta 3) &= 2,6 \cdot 10^{-4} / \Delta t_M \\
 \dot{n}_{koi}(Fa\beta 2 - Fa\beta 3) &= 2,4 \cdot 10^{-4} / \Delta t_M \\
 \dot{n}_{koi}(Fa\beta 3 - Fa\beta 3) &= 1,2 \cdot 10^{-4} / \Delta t_M.
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

Damit ergibt sich eine Gesamtfehlerrate von $6,2 \cdot 10^{-4} / \Delta t_M$. Das sind 25% der gesamten Doppeltrefferwahrscheinlichkeit von $2,5 \cdot 10^{-3} / \Delta t_M$ im Spektrometer, die einen Vetotrigger unterlaufen können. Da meßtechnisch für die Auslese von 16 Streifen ein RTDC-Modul verwendet werden kann, sind im wesentlichen die auf ein Modul reduzierten Ereignisraten und eines einzelnen Streifens relevant. Das bedeutet, je RTDC-Modul sind $\frac{1}{16}$ und je Streifen $\frac{1}{96}$ der entsprechenden Faßkombinationen zu betrachten. Damit ergibt sich insgesamt eine Fehlrate von $3,8 \cdot 10^{-5} / \Delta t_M$ für die RTDC-Module und von $6,4 \cdot 10^{-6} / \Delta t_M$ für einen Streifen.

Kapitel 4

Erstes Experiment am Flugzeitspektrometer

Im Mai 1994 wurde das erste Experiment mit Start- und Stopkomponenten des Flugzeitspektrometers in Jülich durchgeführt. In diesen Messungen wurden beide Startdetektoren alternativ in Verbindung mit dem Zentralhodoskop eingesetzt. Die verschiedenen Experimentvarianten wurden mit einem Polyethylen- oder einem Flüssigwasserstofftarget durchgeführt. Im Vordergrund stand der Test der Detektorkomponenten und der Datennahme. Im Rahmen dieser Messungen wurden erste Methoden (Kalibrierung, Rekonstruktion von Reaktionskanälen) für die Auswertung von physikalischen Ereignissen entwickelt.

Die Messungen wurden mit Protonen bei einer Energie von 455 MeV durchgeführt. Die Emittanz an der Extraktion des Strahles wurde für die horizontale Ebene zu $\varepsilon_x = 9,6\pi\text{ mm mrad}$ und für die vertikale Ebene zu $\varepsilon_y = 3,1\pi\text{ mm mrad}$ bestimmt [Jah94].

In dieser Arbeit werden die Ergebnisse der Messungen mit dem Rossendorfer Startdetektor und dem Zentralhodoskop vorgestellt. Im ersten Teil werden die geometrischen Verhältnisse des Experimentaufbaues dargestellt. Anschließend werden die methodischen Untersuchungen diskutiert. Den Abschluß dieses Kapitels bildet die Rekonstruktion von Zwei- und Dreiteilchenreaktionen. Die Untersuchungen zu anderen Experimentvarianten werden in den Arbeiten [Wir95], [Dah95] diskutiert.

4.1 Experimenteller Aufbau

In der ersten Messung am Flugzeitspektrometer wurde ein Experiment mit dem Rossendorfer Startdetektor und dem Quirldetektor bei einem Abstand von $72,3\text{ cm}$ zwischen dem Target und der Stopkomponente aufgebaut. Im Startdetektor wurde der komplette Ring B implementiert. Da zur Zeit nur ein ungekühlter Strahl zur Verfügung steht, wurde auf den vollständigen Einbau des Ringes A verzichtet und nur 4 Segmente zur Definition der Strahlage¹ verwendet. Der Ring B wurde daher in dieser Messung als Startring eingesetzt. Das LH_2 -Target

¹Zur Definition der Strahlage befand sich ein Erlanger Faserhodoskop [Wir95] am Beam Dump. In Verbindung mit den 4 Startsegmenten wurde der Strahl überwacht.

befand sich in einem Abstand von $d = 32,4 \text{ mm}$ vor den Elementen des Ringes B. Somit deckte der Startring einen Winkelbereich von $\vartheta \geq 16,5^\circ$ ab. Im Stopdetektor² konnten Teilchen mit Streuwinkeln von $\vartheta = 3,3^\circ \dots 38,5^\circ$ nachgewiesen werden. In Abb. 4.1 ist der Experimentaufbau schematisch dargestellt.

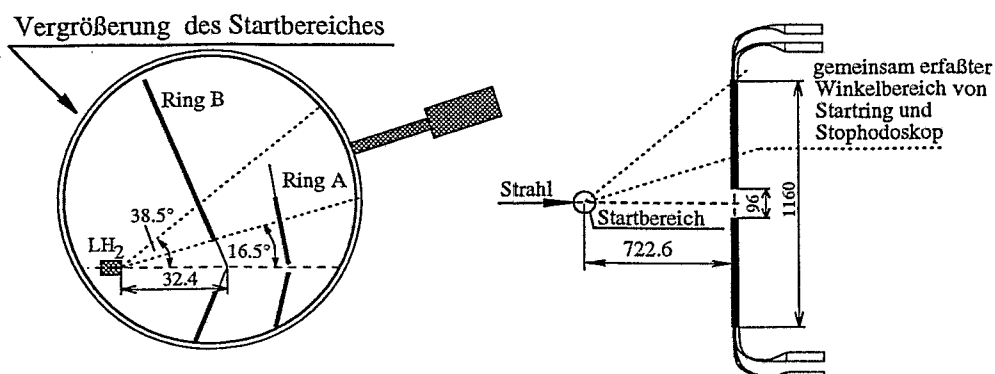


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus in der ersten Messung mit dem Rossendorfer Startdetektor und dem Zentralhodoskopdetektor am COSY-Strahl

Die Datenerfassung wurde mit dem Programm TDAS realisiert. Ausführliche Beschreibungen hierzu sind in [Bra91], [Rin91] gegeben. Im Rahmen der Auswertung dieser Messung wurde ein Analyseprogramm basierend auf dem Programmpaket XD [Gas92],[Ste94] erstellt. Dieses Programmpaket stellt dem Benutzer eine Vielzahl von Datenstrukturen für die Datenauswertung zur Verfügung. Es wird sowohl für die *on-line* - Kontrolle als auch für die *off-line* - Datenauswertung verwendet. Die Schnittstelle zwischen der Datenerfassungs- und der Rekonstruktionssoftware ist durch das Konvertierungsprogramm TDAS2XD gegeben. Für die Darstellung der Ergebnisse wird das Grafikprogramm PAW der CERN-Bibliothek [Sof93] verwendet.

Das in Verbindung mit dem Rossendorfer Startdetektor zur Verfügung stehende Datenmaterial wird in Tab.4.1 zusammengefaßt.

Run-Nr.	Bedingungen
822-824	<p>mit TDC-Konversionen des Startdetektors aufgenommen</p> <p>Triggerbedingung: mindestens 2 Lagen des Stopdetektors mit je 2 Treffern, kein Startdetektor gefordert.</p> <p>common stop von der 1. Stopdetektorlage</p> <p>LH_2-Target</p>

²Eine Kontrollmessung am Ende der Strahlzeit zeigte eine Absenkung des Stopdetektors um 8 mm . Diese Abweichung wurde bei der Bestimmung der Flugrichtung berücksichtigt.

Run-Nr.	Bedingungen
825-826	wie Run-Nr.822-824 Leertarget
827-829	Triggerbedingung: Multiplizität im Startring ≥ 1 , Multiplizität in einer Stopdetektorlage ≥ 1 , 2 Lagen gefordert. common stop vom Startring <i>LH₂-Target</i>
830	wie Run-Nr.827-829 Leertarget
831-836	<i>TDC- und QDC-Konversionen des Startdetektors aufgenommen</i> Triggerbedingung: Multiplizität im Startring ≥ 1 , Multiplizität in einer Stopdetektorlage ≥ 1 , 2 Lagen gefordert. common stop vom Startring <i>LH₂-Target</i>
840-841	Triggerbedingung: 1 Treffer je Lage des Stopdetektors, kein Startdetektor gefordert. common stop von der 1. Stopdetektorlage <i>LH₂-Target</i>
842-844	Triggerbedingung: Multiplizität im Startring ≥ 1 , Multiplizität in einer Stopdetektorlage ≥ 1 , 2 Lagen gefordert. common stop vom Startring Leertargetmessung bei wechselnden Targettemperaturen
845	wie Run-Nr.842-844 Leertarget
846-848	wie Run-Nr.842-844 , Änderungen an Strahlführung <i>LH₂-Target</i>
849	wie Run-Nr.842-844 Leertarget
850	Triggerbedingung: je 2 Treffer in allen Lagen des Stopdetektors, kein Startdetektor gefordert. common stop von der 1. Stopdetektorlage Leertargetmessung
851-855	wie Run-Nr.850 <i>LH₂-Target</i>
856-857	wie Run-Nr.850, Messung mit verschiedenen QDC-Schwellen <i>LH₂-Target</i>
858	wie Run-Nr.850 Leertargetmessung

Tab. 4.1: Datenmaterial für die Auswertung mit dem Start- und dem Zentralhodoskopdetektor

4.2 Untersuchung von Eigenschaften der Spektrometerkomponenten

4.2.1 Diskussion der Strahlverhältnisse

Die Ergebnisse, die in den folgenden Abschnitten vorgestellt werden, basieren auf der Auswertung der Run-Nr. 831-836. In dieser Messung wurden insgesamt 1 913 887 Ereignisse aufgenommen. Zur Erfassung dieser Ereignisse wurden mindestens ein Startsegment und je 1 Treffer aus mindestens 2 Stopdetektorlagen gefordert (siehe Tab. 4.1). In der Analyse dieser Ereignisse wurde jedoch die Bildung eines Pixels verlangt. Das bedeutet, daß mindestens ein Treffer in jeder Stopdetektorlage registriert worden sein mußte, und die Kombination dieser drei Segmente ermöglichte die Zuweisung eines Pixels und damit die Rekonstruktion des Ortes auf dem Stopdetektor. Um die Qualität der zur Verfügung stehenden Daten aufzuzeigen, werden die Kombinationen von Multiplizitäten im Start- und Stopdetektor anhand der registrierten Ereigniszahlen in Tab. 4.2 gegenübergestellt. Hierbei wird unter der Multiplizität M_{Start} die Zahl der angesprochenen

	M_{Start}	M_{Stop}	Ereignisse
Bedingung 1	1	1	1 467 548
Bedingung 2	2	1	188 522
Bedingung 3	2	2	6 536
Bedingung 4	1	2	17 275

Tab. 4.2: Kombinationen von Multiplizitäten im Start- und Stopdetektor

Startsegmente und unter M_{Stop} die Zahl der gebildeten Pixel verstanden. Der Vergleich der Ereigniszahlen zeigt, daß im wesentlichen Ereignisse mit Multiplizität gleich 1 im Start- und Stopdetektor aufgezeichnet wurden. Der Ursprung dieser Ereignisse wird durch die beiden Darstellungen in Abb. 4.2 verdeutlicht.

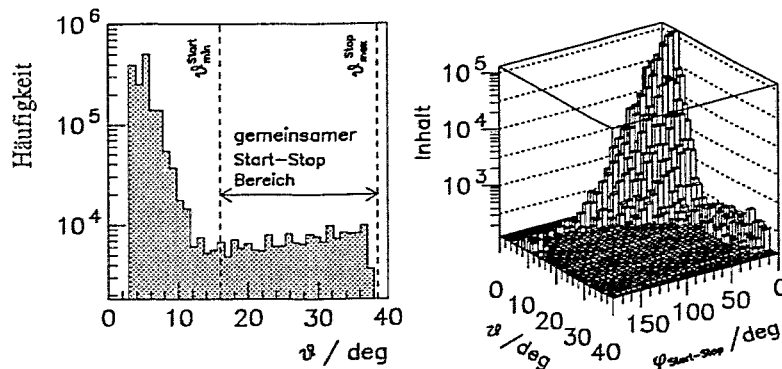


Abb. 4.2: Winkelverteilung der gebildeten Pixel; links: Verteilung des rekonstruierten Polarwinkels; rechts: Differenz des Azimutwinkels zwischen Startsegment und Pixel gegen den Polarwinkel

Im linken Teil der Abb. 4.2 ist die Häufigkeitsverteilung des rekonstruierten Polarwinkels dargestellt.

Die Flugrichtung eines Teilchens wird durch die Ermittlung des Ortes auf dem Stopdetektor bestimmt. Einem gebildeten Pixel wird der Radius r_{pix} und der Winkel φ_{pix} zugeordnet. Diese Werte werden entsprechend der aufgetretenen Absenkung des Stopdetektors korrigiert. Aus den Neuberechneten Werten r'_{pix} und φ_{stop} wird mit $\tan \vartheta = r'_{pix}/l$, wobei l den Abstand zwischen Target und Stopdetektor darstellt, der Polarwinkel berechnet. Die aus dieser Korrektur bestimmten Winkel ϑ und φ_{stop} werden dem Teilchen zugeordnet.

Zum Vergleich sind der maximale und der minimale Winkel, unter denen ein Teilchen für einen Nachweis im Start- und im Stopdetektor gestreut werden muß, eingezeichnet. Es wird deutlich, daß besonders Teilchen mit Winkeln kleiner als ϑ_{min}^{Start} nachgewiesen werden. Diese Verteilung muß in engem Zusammenhang mit der Darstellung im rechten Teil der Abbildung gesehen werden. Hier ist die Differenz der Azimutwinkel $\Delta\varphi_{Start-Stop} = |\varphi_{Start} - \varphi_{Stop}|$ gegen den Polarwinkel dargestellt.

Die Bestimmung des Azimutwinkels φ_{Start} ist über die Nummer n des angesprochenen Startsegmentes gegeben. Der Winkel φ_{Start} wird der Mitte des Szintillatorplättchens zugeordnet, so daß sich für ein Startsegment ein Winkelbereich von $\varphi_{Start} = (22,5^\circ \cdot n \pm 11,25^\circ)$ ergibt.

Es wird deutlich, daß eine Häufung der Ereignisse bei Differenzwinkeln kleiner 30° und Polarwinkeln kleiner 15° vorliegt. Das bedeutet, daß das detektierte Pixel zwar in Strahlrichtung gesehen hinter dem Startsegment liegt, jedoch aufgrund des zugehörigen Polarwinkels keine geometrische Verbindung zum Target ermöglicht. Somit werden im wesentlichen Strahl(-halo-)teilchen auf den Detektoren registriert.

In späteren Messungen wurde dieser Tatsache durch den Einbau von Vetodetektoren Rechnung getragen, was jedoch zu Problemen durch hohe Raten auf den Vetozahlern und zusätzliche Untergrundreaktionen führt. Die Verbesserung der Strahlverhältnisse für die Extraktion ist daher ein wichtiger Punkt für weitere Messungen.

4.2.2 Projektion des Startringes auf das Stophodoskop

Bei der Untersuchung der Startsegmente am COSY-Strahl stehen die Fragen nach

- den ΔE -Signalen der Protonen,
- den Abbildungen der einzelnen Segmente und der Überlappungszonen des Ringes B auf dem Stopdetektor,
- dem Einsatz des Startdetektors als Hilfsmittel für eine grobe Vertexrekonstruktion

im Vordergrund. Dafür wird noch einmal die Geometrie des Experimentaufbaues betrachtet (siehe Abb. 4.1). Der gemeinsame Winkelbereich, den der Start- und der Stopdetektor erfassen, beschränkt sich auf $\Delta\vartheta = (16,5^\circ \dots 38,5^\circ)$. Das ist ein Anteil von 82% des gesamten vom Stopdetektor überdeckten Raumwinkels. Die gleiche Überlegung auf den Startring angewandt liefert einen Raumwinkelanteil von 22%. Für ein einzelnes Segment bedeutet diese Bestrahlung des vorderen Bereiches des Szintillatorplättchens einen Anteil von 10% zur Gesamtfläche. Die ΔE -Signale, die aus diesem Bereich des Szintillators erhalten werden, sind für ein Segment in Abb. 4.3 dargestellt. Aus der Breite der Verteilung ergibt sich eine Energieauflösung von $\frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} = 41\%$ (FWHM).

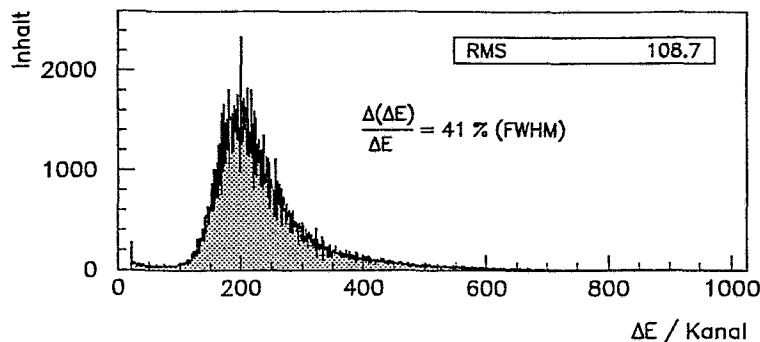


Abb. 4.3: ΔE -Spektrum eines Startsegmentes

Der Stopdetektor stellt mit seiner Pixelstruktur für die Kontrolle der Justierung der Startsegmente, analog zu den mit dem Mikrostreifendetektor durchgeführten Effektivitätsuntersuchungen (siehe Abschnitt 3.3), eine gute „Röntgen“-Methode dar. Im Gegensatz dazu wird hier jedoch eine Zentralprojektion der Segmente vom Targetpunkt auf die Stopdetektorebene erzeugt. Für die Bildung dieser Darstellung wurde die Bedingung gesetzt, daß der Polarwinkel der gestreuten Teilchen größer oder gleich dem geometrisch vorgegebenen Grenzwinkel des Startringes sein mußte. In Abb. 4.4 sind zwei derartige „Röntgen“-Darstellungen gezeigt.

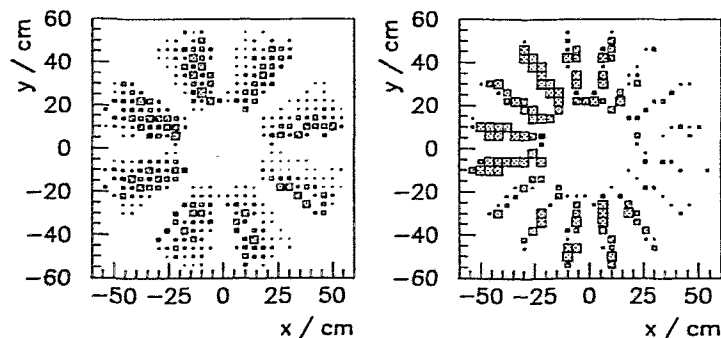


Abb. 4.4: „Röntgen“-Darstellungen des Startdetektors auf die Stopdetektorebene, links: Darstellung der targetnahen Segmente des Ringes B, rechts: Darstellung der Überlappungsbereiche

Der linke Teil der Abbildung enthält die Zentralprojektion eines Teilringes des Ringes B. Hierfür wurde die Zählratenverteilung über der Detektorfläche in Ko-
 inzidenz mit den gewählten Startsegmenten dargestellt. Es ist zu beachten, daß diese Projektion nur den unteren Teil eines jeden Segmentes dieses Teilringes abbildet. Im rechten Teil der Abbildung werden die Überlappungszonen der Segmente, die sich aus beiden Teilringen bilden, dargestellt. Fehler in der Einstellung der Segmente wären durch eine Verbreiterung oder das Fehlen der Überlappungs-„bänder“ sichtbar. Das wird jedoch nicht festgestellt. Die Größe der Rechtecke in der Darstellung kennzeichnet nicht die Breite einer Überlappungszone, sondern ist ein Maß für die Zählrate in diesem Bereich des Stopdetektors. Gegenüber einer zu erwartenden φ -Symmetrie des Detektors zeigt sich hier die asymmetrische Lage des Strahls.

Für die Kalibrierung des Detektors wird die elastische Streuung verwendet. Der Winkelbereich, in dem Teilchen mit dem Stopdetektor nachgewiesen werden können, schließt jedoch die simultane Messung³ beider korrelierter Protonen der elastischen Streuung aus. Sie kann aber in der in Abschnitt 3.3 definierten Korrelationsmatrix widerspiegelt werden. Zur Erzeugung dieser Matrix werden die Bedingungen 1 und 2 der Tab. 4.2 verwendet. Für die Ereignisse der Bedingung $M_{Start} = 1$ und $M_{Stop} = 1$ wurde die Komplanarität der gestreuten Teilchen gefordert. Das bedeutet, daß für die Differenz der Azimutwinkel $\Delta\varphi_{Start-Stop} \geq 160^\circ$ gilt.⁴ Aufgrund der Divergenz des Strahles wurde außerdem der Polarwinkel des im Stopdetektor nachgewiesenen Teilchens auf Winkel kleiner als $\vartheta_{min}^{Start} = 16,5^\circ$ beschränkt. Diese Ereignisse ergeben die Zählrate der Hauptdiagonale und würden ohne diese Einschränkungen keine Trennung von akomplanaren Ereignissen bewirken. Den Ereignissen der Bedingung $M_{Start} = 2$ und $M_{Stop} = 1$ wurde die Forderung nach Komplanarität nicht explizit gestellt. Es wurde aber verlangt, daß das Pixel sich geometrisch hinter einem der angesprochenen Segmente befand. Das heißt, daß Deckungsgleichheit sowohl im Polar- als auch im Azimutwinkel vorliegt.

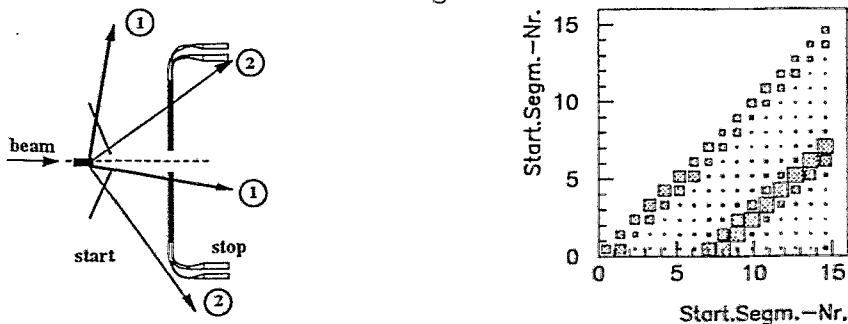


Abb. 4.5: Korrelationsmatrix zur Selektion komplanarer Ereignisse

³Die Diskussion des geometrischen Akzeptanzbereiches für Zwei- und Dreiteilchenreaktionen wird in Abschnitt 4.3 durchgeführt. Das Ergebnis soll an dieser Stelle vorweggenommen werden.

⁴Unter der Komplanarität gestreuter Teilchen ist eine Differenz im Azimutwinkel von 180° zu verstehen. In der Forderung von $\Delta\varphi_{Start-Stop} \geq 160^\circ$ wird die φ -Auflösung der Detektoren (Startdetektor $\Delta\varphi = 22,5^\circ$, Stopdetektor $\Delta\varphi = 7,5^\circ$) berücksichtigt.

In Abb. 4.5 ist die Korrelationsmatrix für diese Ereignisse aus den Bedingungen 1 und 2 dargestellt. Die Diagonale komplanar gestreuter Teilchen hebt sich in der Zählrate deutlich vom Untergrund ab. Die Ereignisse dieser Nebendiagonalen können jedoch nicht eindeutig nur der elastischen Streuung zugeordnet werden. Die gestellte Forderung an die Teilchenmultiplizitäten und im Azimutwinkel schließt einen Nachweis von komplanar gestreuten Ejektilen aus inelastischen Reaktionen mit ein. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktionen ist jedoch wesentlich geringer im Vergleich zur elastischen Streuung. Im linken Teil der Abbildung sind schematisch die Multiplizitätsbedingungen veranschaulicht. Komplanar gestreute Ereignisse sind auch in den Bedingungen 3 und 4 der Tab. 4.2 enthalten. Sie können jedoch nicht im Zusammenhang mit der elastischen Streuung betrachtet werden. Auf die Analyse dieser Ereignisse wird Abschnitt 4.3 dieses Kapitels eingegangen.

In der Diskussion zur Bildung der Korrelationsmatrix werden die Varianten zur Spurrekonstruktion mit Hilfe des Startdetektors aufgezeigt. Die Methode der Deckungsgleichheit von Startsegment und Pixel im Polar- und Azimutwinkel ermöglicht eine grobe Vertexrekonstruktion, die insbesondere für die Ausblendung des Strahlhalos notwendig ist.

4.2.3 Kalibrierung der Flugzeiten

Die Zeitmessung ist in Verbindung mit der Angabe der Flugrichtung der registrierten Teilchen der Ausgangspunkt für eine Rekonstruktion von Zwei- und Dreiteilchenreaktionen. Für eine Kalibrierung der Zeitinformation eines Detektors ist ein Referenzsignal erforderlich, welches dazu dient, einem Kanal eines Zeitspektrums eine absolute Zeit zuzuordnen. Eine Möglichkeit bietet das im Konzept des Spektrometers vorgesehene Lasertestsystem [Her93], welches aber in der ersten Testmeßzeit noch nicht implementiert war. Somit wird die elastische Streuung als Referenzreaktion verwendet, da aus der Kinematik dieser Zweiteilchenreaktion eine eindeutige Beziehung zwischen Polarwinkel und Flugzeit der gestreuten Teilchen folgt. Aufgrund der experimentellen Situation, die eine simultane Messung der beiden korrelierten Protonen im Stopdetektor nicht erlaubt, werden anhand der φ -Information des Startdetektors komplanare Ereignisse selektiert. Für den äußeren Bereich des Stopdetektors werden die komplanaren Ereignisse unter der Hypothese der elastischen Streuung analysiert. Im inneren Stopdetektorbereich sind die Möglichkeiten zur einfachen Spurrekonstruktion komplanarer Ereignisse stark eingeschränkt, da dieser Bereich vom Startdetektor nicht erfaßt werden kann. Dadurch wird die Kalibrierung nur im Bereich von $16,5 \dots 38,5^\circ$ vorgenommen.

Die gemessene Zeit zwischen Start- und Stopsegment setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen:

$$\Delta t_{TDC} = t_{stop} - t_{start} = t_{TOF} + t_{light} + t_{calib} \quad (4.1)$$

Die Größe t_{TOF} stellt die Flugzeit dar, unter t_{light} ist die Lichtlaufzeit des Szintillationslichtes im angesprochenen Segment einer Lage vom Entstehungsort zum Photomultiplier zu verstehen. Das Kalibrierungsoffset t_{calib} kann bei bekannten

Lichtlaufzeiten der Segmente und bei Verwendung der aus der Kinematik berechneten Flugzeiten der elastisch gestreuten Protonen bestimmt werden. Diese Kalibrierungszeit ist nicht mit den elektronischen Zeitoffsets jedes einzelnen Kanals, die sich aus dem unterschiedlichen Ansprechverhalten der Photomultiplieröhren, Differenzen in den Kabellängen u.s.w. ergeben, zu verwechseln. Diese Korrektur wurde zu Beginn der Analyse der Daten durchgeführt. Für eine Diskussion hierzu wird auf die Arbeit [Rin95] verwiesen.

Für die Bestimmung des Kalibrierungsoffsets t_{calib} werden folgende Überlegungen durchgeführt. Die Pixel des Stophodoskops bilden äquidistante Schritte in radialer Richtung. Der Angabe einer Pixelnummer entspricht somit ein definierter Radius auf einem Kreisbogensegment. Es wird vorausgesetzt, daß sich die Segmente einer Stopdetektorebene hinsichtlich ihrer Lichtübertragungseigenschaften nicht unterscheiden. Daher wurde für die Bestimmung der Zeitverteilung eines Pixels über einen Kreisring von der Breite der Pixelausdehnung integriert.

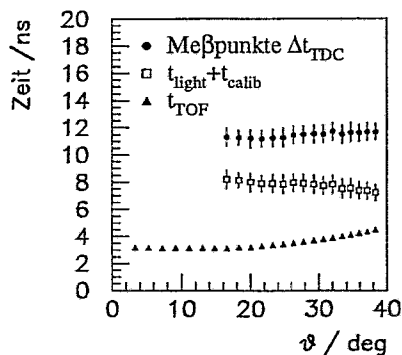


Abb. 4.6: Bestimmung der Summe $t_{light} + t_{calib}$

In der Abb. 4.6 wird die Summe aus $t_{light} + t_{calib}$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel entsprechend Glg. 4.1 nach

$$\Delta t_{TDC} - t_{TOF} = t_{light} + t_{calib}$$

berechnet. Es sind sowohl die Meßwerte aus den Δt_{TDC} -Verteilungen als auch die berechneten Flugzeiten t_{TOF} dargestellt. Die Fehlerangabe eines Meßpunktes entspricht der Breite (FWHM) der Verteilung.

Die Abhängigkeit der Lichtlaufzeit t_{cosmic} vom Durchflugsort eines Teilchens wurde in einer Messung mit kosmischer Strahlung bei horizontaler Lage des Stopdetektors bestimmt [Rod93]. Der Kalibrierungsoffset wird durch Anpassung der Lichtlaufzeiten an die Messung mit kosmischer Strahlung ermittelt.

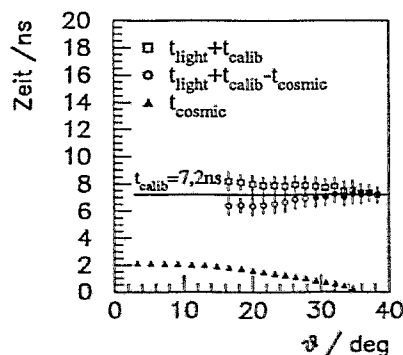


Abb. 4.7: Bestimmung des Kalibrierungsoffset t_{calib}

Aus der Differenz zwischen $t_{light} + t_{calib}$ und t_{cosmic} müßte sich unter der Voraussetzung gleicher Lichtlaufzeiten für das von Protonen und Myonen erzeugte Licht eine Konstante ergeben. Im äußeren Winkelbereich können die Meßwerte gut an die Daten der Höhenstrahlungsmessung angepaßt werden. Probleme treten dagegen im mittleren Bereich auf. Aus den dunkel dargestellten Punkten wird ein Kalibrierungsoffset von $t_{calib} = 7,2 \text{ ns}$ ermittelt.

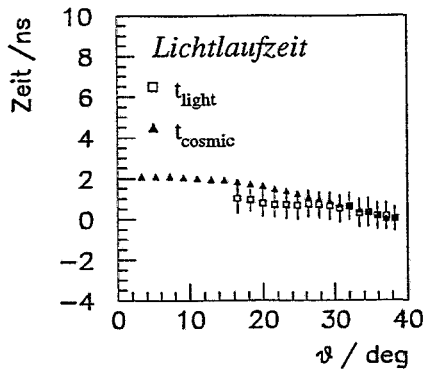


Abb. 4.8: Anpassung der Lichtlaufzeiten an die Messung mit kosmischer Strahlung

Ursache dieser Absenkung im mittleren Bereich könnte die Unkenntnis des Streuwinkels des als elastisch korreliert betrachteten Teilchens sein. Aus dem Vergleich der Zeiten t_{cosmic} und t_{light} in Abb. 4.8 folgt, daß eine zu große Flugzeit t_{TOF} angenommen wird. Das bedeutet, daß dieser Bereich noch stark durch Strahlteilchen beeinflusst wurde. Aufgrund der Strahlverhältnisse kann dies nicht ausgeschlossen werden.

Da eine Angleichung der Meßdaten an die Ergebnisse für die Lichtlaufzeiten aus der Messung mit kosmischer Strahlung möglich ist, werden in der Rekonstruktion der Zwei- und Dreiteilchenreaktionen die Lichtlaufzeitdaten t_{cosmic} der Höhenstrahlungsmessung und das aus der Anpassung an diese Daten ermittelte Kalibrierungsoffset t_{calib} verwendet.

Flugzeitauflösung

Aus dem Flugzeitspektrum der Strahlteilchen in Abb. 4.9 zwischen einem Startsegment und einem Pixel kann die Flugzeitauflösung dieser Spektrometeranordnung bestimmt werden. Die Flugzeitauflösung beträgt $\Delta t = 0,61 \text{ ns (FWHM)}$.

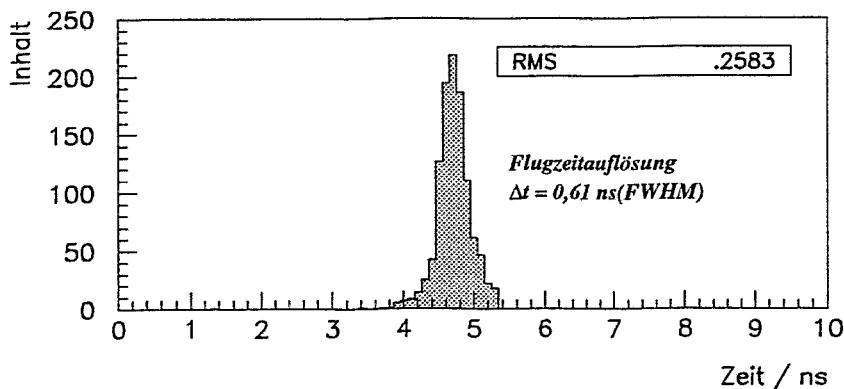


Abb. 4.9: Flugzeitspektrum der Strahlteilchen

4.3 Rekonstruktion von Zwei- und Dreiteilchenreaktionen

Neben den methodischen Untersuchungen in einer ersten Testmessung besteht auch die Aufgabe, Methoden zur Extraktion von Reaktionen zu entwickeln. Für die Auswertung der Daten müssen Kriterien, die zu einer Trennung der Reaktionen führen, festgelegt werden. Hilfsmittel hierfür stellen kinematische und *missing mass* Analysen dar. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch die Methode der kinematischen Anpassung vorbereitet. Die Ergebnisse beruhen ebenfalls auf der Auswertung des Datensatzes Run-Nr. 831-836.

4.3.1 Reaktionswahrscheinlichkeit und geometrische Akzeptanz

Ein wichtiger Gesichtspunkt für die Rekonstruktion von Reaktionen aus Meßdaten ist die Ausnutzung der Kinematik der betrachteten Reaktionen.

Durch die experimentelle Anordnung der Detektoren werden die Winkelbereiche, in denen die Teilchen nachgewiesen werden, eingeschränkt. Das soll in Abb. 4.10 an der Beziehung zwischen longitudinalem und transversalem Impuls der Teilchen aus den Zweiteilchenreaktionen dargestellt werden. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den maximalen Grenzwinkel ϑ_{max}^{Stop} des Stopdetektors. Für die Protonen

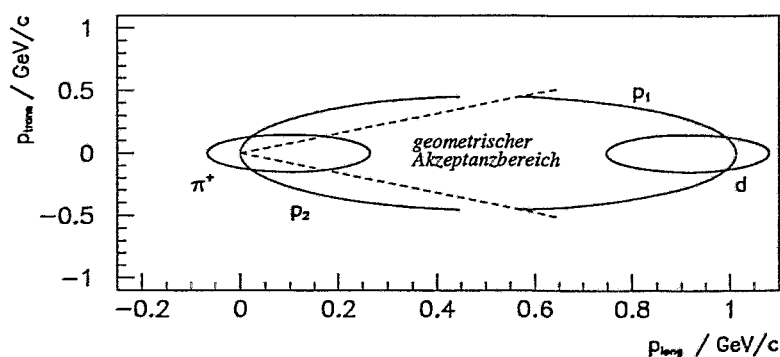


Abb. 4.10: Kinematik der Zweiteilchenreaktionen: elastische pp -Streuung und $d\pi^+$ -Reaktion; die gestrichelten Linien kennzeichnen die Einschränkungen in der Nachweiseffizienz aufgrund des geometrischen Akzeptanzbereiches des Stopdetektors.

der elastischen Streuung ist nicht der vollständige kinematische Bereich gezeigt, sondern nur der Teil, in dem ein Proton p_1 im Akzeptanzbereich nachgewiesen werden kann. Wie aus der Darstellung zu erkennen ist, wird dann das korrelierte Proton p_2 nicht in den Winkelbereich des Stopdetektors gestreut. Eine simultane Messung beider Reaktionsteilchen aus der elastischen Streuung ist somit nicht möglich. Analog kann die Einschränkung in der Erfassung der $d\pi^+$ -Reaktion gezeigt werden. Während die obere Polarwinkelgrenze des Stopdetektors die

Nachweisbarkeit⁵ der Deuteronen nicht beeinflusst, wird die Nachweismöglichkeit dieser Reaktion durch die Streuwinkel der Pionen vermindert.

Ein weiterer Punkt in der Datenauswertung ist ein Vergleich der Reaktionswahrscheinlichkeit konkurrierender Prozesse. Sie wird durch den Wirkungsquerschnitt beschrieben. In Abb. 4.11 sind die Wirkungsquerschnitte der elastischen pp-Streuung und der inelastischen Reaktionskanäle mit einer Multiplizität von weniger als vier Teilchen im Ausgangskanal in Abhängigkeit vom Strahlimpuls dargestellt. Die experimentellen Daten für die Reaktionen wurden aus [Fla84] entnommen. Für die Daten der $pp\pi^0$ -Reaktion wurden zusätzlich die Arbeiten [And94], [Mey92] verwendet. Der Datenpunkt für die pp-Bremsstrahlung wurde einer Abschätzung aus [Kuh93], die anhand der experimentellen Ergebnisse von [Prz92] durchgeführt wurde, entnommen.

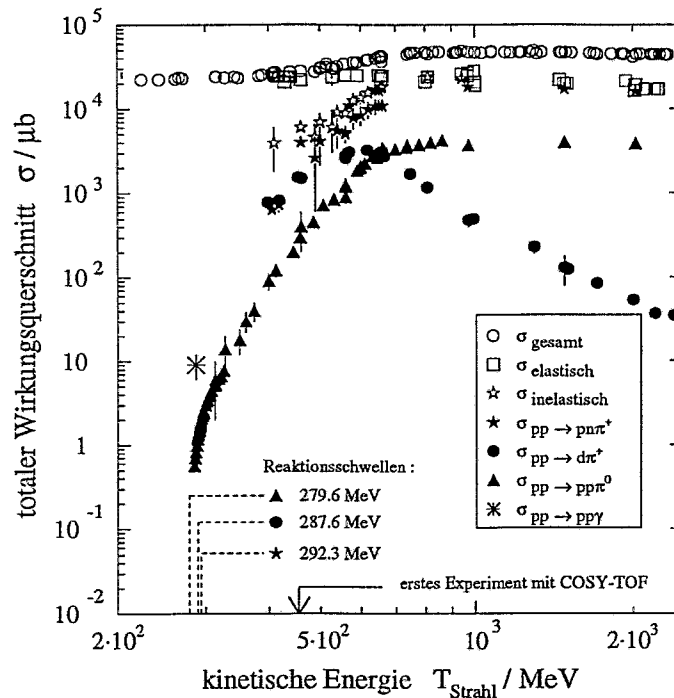


Abb. 4.11: Wirkungsquerschnitt von pp -Reaktionen als Funktion des Strahlimpulses. Die Daten wurden aus [Fla84], [And94], [Mey92], [Kuh93] entnommen.

Für höhere Strahlenergien wächst die Zahl der Reaktionen, in denen weitere Teilchen erzeugt und die, unabhängig von Reaktionen in Detektormaterialien, einen Anstieg des Untergrundes zur pp -Bremsstrahlung darstellen und durch eine einfache Forderung an die Teilchenmultiplizität nicht separiert werden können. Eine erste Messung zur Extraktion der $pp\gamma$ -Reaktion wird sich daher an der niedrigsten Reaktionsschwelle der Mesonenproduktion ($T_{Strahl}(pp \rightarrow pp\pi^0) = 279,6 \text{ MeV}$) orientieren. Die niedrigste Schwellenenergie für die Erzeugung von zwei Mesonen beträgt $T_{Strahl}(pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0) = 578,7 \text{ MeV}$. Experimentelle Werte für die Wirkungsquerschnitte sind u.a. in [Fla84], [Shi82] zu finden.

⁵Die Ineffizienz, bedingt durch die Strahlausführung, ist in dieser Darstellung nicht berücksichtigt und wird im Zusammenhang mit der Rekonstruktion der $d\pi^+$ -Ereignisse diskutiert.

4.3.2 Viererimpulsbestimmung der Reaktionsteilchen

4.3.2.1 Rekonstruktion der Energie der Teilchen

Aus einer Messung stehen für jedes registrierte Teilchen die Flugzeit t_{TOF} und über die Bestimmung des Ortes auf dem Stophodoskop die Flugrichtung ϑ, φ und der Flugweg s für eine weitere Auswertung zu Verfügung. Aus Flugzeit und Flugweg wird die relativistische Geschwindigkeit β nach

$$\beta = \frac{s}{t_{TOF} \cdot c} \quad (4.2)$$

bestimmt. Unter Aufstellung einer Reaktionshypothese, die mit einer Hypothese für die Massen m der emittierten Teilchen verbunden ist, kann aus β der Impuls und die Energie eines Teilchen mit⁶

$$p = m \cdot \beta \cdot \gamma \quad (4.3)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4.4)$$

$$E = \sqrt{m^2 + p^2} \quad (4.5)$$

berechnet werden. Aus der Flugrichtung und dem Impulsbetrag lassen sich die Impulskomponenten bestimmen.

4.3.2.2 Missing Mass Rekonstruktion

Für die im Experiment verwendete Energie von $T_{Strahl} = 455 \text{ MeV}$ treten Reaktionen mit bis zu drei Teilchen im Ausgangskanal auf. Bei einem Nachweis der beiden geladenen Teilchen im Stophodoskop kann das dritte, ungemessene Teilchen unter Erhaltung des Viererimpulses von Eingangs-, $\mathcal{P}_{ein}^2 = S_{ein}$, und Ausgangskanal, $\mathcal{P}_{aus}^2 = S_{aus}$, rekonstruiert werden. Das Quadrat der Gesamtenergie

$$S_{ein} = (\mathcal{P}_{Strahl} + \mathcal{P}_{Target})^2 \quad (4.6)$$

$$= (E_{Strahl} + E_{Target})^2 - (\vec{p}_{Strahl} + \vec{p}_{Target})^2, \quad (4.7)$$

wobei für ein ruhendes Target $\vec{p}_{Target} = 0$ gilt, ist gleich

$$S_{aus} = (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2 + \mathcal{P}_3)^2 \quad (4.8)$$

$$= (E_1 + E_2 + E_3)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3)^2. \quad (4.9)$$

Aus der Viererimpulserhaltung, separiert nach Komponenten, ergeben sich die kinematischen Variablen des dritten Teilchens. Das Koordinatensystem wird so gewählt, daß die Strahlrichtung mit der z-Richtung übereinstimmt. Die x- und y-Richtung bilden mit z ein rechtshändiges Koordinatensystem. Aus den

⁶Es werden hier, entsprechend der in der Literatur üblichen Konvention, die Impulse und Massen der Teilchen in „Energie-Einheiten“ verwendet. Es wird $\hbar = c = 1$ gesetzt. Demnach bedeutet $m \rightarrow mc^2$ und $p \rightarrow pc$.

Impulskomponenten der nachgewiesenen Teilchen werden die Komponenten des gesuchten Ejektils bestimmt

$$p_3(x) = -p_1(x) - p_2(x) \quad (4.10)$$

$$p_3(y) = -p_1(y) - p_2(y) \quad (4.11)$$

$$p_3(z) = p_{Strahl} - p_1(z) - p_2(z) \quad (4.12)$$

Damit können der Impulsbetrag

$$p_3 = \sqrt{p_3^2(x) + p_3^2(y) + p_3^2(z)}, \quad (4.13)$$

die Flugrichtung

$$\vartheta_3 = \arctan \frac{\sqrt{p_3^2(x) + p_3^2(y)}}{p_3(z)} \quad (4.14)$$

$$\varphi_3 = \arctan \frac{p_3(y)}{p_3(x)} \quad (4.15)$$

und die Energie

$$E_3 = E_{Strahl} + E_{Target} - E_1 - E_2 \quad (4.16)$$

berechnet werden. Nach Gleichung 4.5 wird die Masse des ungemessenen Teilchens bestimmt. Die Größe m_3^2 wird *missing mass* genannt. Anhand eines Spektrums der rekonstruierten Masse m_3^2 kann eine Zuordnung des ungemessenen Teilchens und damit der Reaktion erfolgen.

4.3.3 Methode der kinematischen Anpassung

4.3.3.1 Allgemeine Methode

Um für ein Ereignis eine Entscheidung zu treffen, welchem Reaktionsprozeß es zugeordnet werden kann, müssen die entsprechenden kinematischen Bedingungen erfüllt sein. Die Meßgrößen werden dabei in Verbindung mit ihren Meßfehlern, die einen Variationsbereich für eine Meßgröße darstellen, betrachtet.

Es werden diejenigen Konfigurationen von Impulsvektoren der Ejektile eines Ereignisses untersucht, die den Energie- und Impulssatz für den Reaktionsprozeß erfüllen. Darunter ist zu verstehen, daß aus einem Satz von gemessenen Variablen durch Variation einer Meßgröße innerhalb ihres Fehlerbereiches ein neuer Satz von Variablen (\cong einer neuen Konfiguration für ein Ereignis) gebildet werden kann. Aus der Gesamtheit dieser möglichen Sätze von Impulsvektoren wird jene Konfiguration gewählt, welche die kleinste quadratische Abweichung zu den gemessenen Werten besitzt und die Energie- und Impulserhaltung am besten erfüllt. Dieses Verfahren ist die Methode der kinematischen Anpassung. Eine detaillierte Beschreibung der Methode ist in Anhang A gegeben.

Für die Bestimmung der kleinsten quadratischen Abweichung ist das globale Minimum der Größe:

$$\chi^2 = (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0)^T \cdot \hat{G}^{-1} \cdot (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0) \quad (4.17)$$

mit \hat{G}^{-1} inverse Fehlermatrix
 $\vec{\varrho}_0$ Vektor der N_m Meßgrößen
 $\vec{\varrho}$ verbesserter Vektor der N_m Meßgrößen

unter Berücksichtigung von Zwangsbedingungen zu suchen. Hierfür wird das Verfahren der Lagrangeschen Multiplikatoren angewendet.

$$S = (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0)^T \cdot \hat{G}^{-1} \cdot (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0) + 2 \cdot \vec{\Lambda}^T \cdot \vec{f}(\vec{\varrho}, \vec{\xi}) \rightarrow \min \quad (4.18)$$

mit $\vec{\xi}_0$ Vektor der N_u ungemessenen Größen (rekonstruiert aus $\vec{\varrho}_0$)
 $\vec{\xi}$ Vektor der N_u ungemessenen Größen für $\vec{\varrho}$
 $\vec{\Lambda}$ Vektor der N_c Lagrange-Multiplikatoren
 $\vec{f}(\vec{\varrho}, \vec{\xi})$ N_c Zwangsbedingungen

Nach einer Linearisierung der Zwangsbedingungen, in die die Forderungen der Viererimpulserhaltung für die gestellten Reaktionshypothesen eingehen, kann aus den Ableitungen nach $\vec{\varrho}$, $\vec{\xi}$ und $\vec{\Lambda}$ ein lineares Gleichungssystem aufgestellt werden. Dieses Gleichungssystem wird iterativ angewendet. Eine mathematische Formulierung wird im Anhang A gegeben.

Im allgemeinen werden für ein Ereignis analog zur *missing mass* Methode mehrere Reaktionshypothesen aufgestellt. Aus der Größe χ^2 läßt sich eine Wahrscheinlichkeit [DG94], ob ein Ereignis dem speziellen Endzustand zugeordnet werden kann, ableiten. Führen zwei Reaktionshypothesen auf eine hohe Wahrscheinlichkeit, so ist eine eindeutige Zuordnung nicht möglich. Ein allgemeines Verfahren für die Analyse von Mehrdeutigkeiten gibt es nicht. Hier sind die Besonderheiten der gewählten Reaktionen genauer zu untersuchen.

4.3.3.2 Ableitung für inklusive Messungen

Das Verfahren der kinematischen Anpassung wird im allgemeinen für eine exklusive Messung, in der alle Ejektile einer Reaktion nachgewiesen wurden, angewendet. Hierbei besteht das Ziel einer Anpassung in der Verbesserung der kinematischen Observablen. Jedoch kann es auch für Meßdaten genutzt werden, für welche eine Bestimmung aller Vierervektoren nicht realisiert ist, jedoch eine Rekonstruktion des betrachteten Reaktionskanals mit Hilfe der *missing mass* Methode möglich ist. Der Unterschied besteht hierbei in der Zahl der Komponenten der Vektoren $\vec{\varrho}$ und $\vec{\xi}$. Für die Anwendung am Flugzeitspektrometer, bei welchem derzeit nur geladene Ejektile einer Reaktion nachgewiesen werden, ist für die Extraktion von Dreiteilchenreaktionen der zweite Fall relevant. Das Ergebnis einer solchen Anpassung ist die Verbesserung der Auflösung der rekonstruierten Größen (z.B. der Photonenenergie für die pp-Bremsstrahlungsreaktion).

In einer Messung werden die Flugzeit und -richtung der Teilchen bestimmt. Aus diesen Meßgrößen werden die Impulskomponenten berechnet, wobei an dieser Stelle über die zuzuordnenden Teilchenmassen die Reaktionshypothese einfließt. Die Impulskomponenten eines Teilchens sind hinsichtlich der Flugzeit und der Streuwinkel miteinander korreliert. Dazu wird aus deren Meßfehlern eine korrelierte Fehlermatrix gebildet. Die Ableitung dieser Matrix wird im Anhang B gegeben. Die Impulskomponenten der gemessenen Teilchen bilden den Meßvektor $\vec{q}_0 = (p_{x1}, p_{y1}, p_{z1}; p_{x2}, p_{y2}, p_{z2})$.

Die Zwangsbedingungen werden durch die Viererimpulserhaltung und den Massenhypothesen für die Reaktionsteilchen gebildet.

$$\begin{array}{rcl}
 f_1 & = & p_{x1} + p_{x2} + p_{x3} & = & 0 \\
 f_2 & = & p_{y1} + p_{y2} + p_{y3} & = & 0 \\
 f_3 & = & p_{beam} - p_{z1} - p_{z2} - p_{z3} & = & 0 \\
 f_4 & = & E_{beam} + m_{0T} - (E_1 + E_2 + E_3) & = & 0 \\
 f_{4+i} & = & m_{Hyp,i}^2 - E_i^2 + \vec{p}_i^2 & = & 0
 \end{array} \quad (4.19)$$

In diese Zwangsbedingungen gehen die Impulskomponenten des ungemessenen Teilchens und die Energien über den Vektor $\vec{\xi} = (p_{x3}, p_{y3}, p_{z3}; E_1, E_2, E_3)$ ein. Sie werden über die Energie-Impulsbeziehung entsprechend der gestellten Hypothesen der invarianten Massen mit den gemessenen Größen verbunden.

Für die Ableitungsmatrizen ergeben sich (s. Anhang B):

$$\hat{D}^T = \left(\begin{array}{cccc} \frac{\partial f_1}{\partial e_1} & \frac{\partial f_1}{\partial e_2} & \dots & \frac{\partial f_1}{\partial e_q} \\ \vdots & \dots & \dots & \vdots \\ \frac{\partial f_n}{\partial e_1} & \frac{\partial f_n}{\partial e_2} & \dots & \frac{\partial f_n}{\partial e_q} \end{array} \right) \Big|_{\vec{q}_0} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 2p_{x1}^0 & 2p_{y1}^0 & 2p_{z1}^0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2p_{x2}^0 & 2p_{y2}^0 & 2p_{z2}^0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

$$\hat{E}^T = \left(\begin{array}{cccc} \frac{\partial f_1}{\partial \xi_1} & \frac{\partial f_1}{\partial \xi_2} & \dots & \frac{\partial f_1}{\partial \xi_k} \\ \vdots & \dots & \dots & \vdots \\ \frac{\partial f_n}{\partial \xi_1} & \frac{\partial f_n}{\partial \xi_2} & \dots & \frac{\partial f_n}{\partial \xi_q} \end{array} \right) \Big|_{\vec{\xi}_0} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & -2E_1^0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -2E_2^0 & 0 \\ 2p_{x3}^0 & 2p_{y3}^0 & 2p_{z3}^0 & 0 & 0 & -2E_3^0 \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

4.3.4 Extraktion der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$

Im Zusammenhang mit der Diskussion der Strahlverhältnisse wurden verschiedene Kombinationen von Multiplizitäten im Start- und Stopdetektor angegeben. Für die Interpretation der physikalischen Ereignisse folgt aus der Kinematik, daß Ereignisse der $d\pi^+$ -Reaktion durch die Bedingung $M_{Start} = 1$ und $M_{Stop} = 2$ extrahiert werden können. Nach der Diskussion der Kinematik werden die Daten hinsichtlich der Winkel- und Zeitverteilung untersucht. Als Eventgenerator für die Simulationsrechnungen wird das Programm FOWL [Jam72] verwendet.

4.3.4.1 Kinematik

Die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ ist eine Zweiteilchenreaktion und zeichnet sich damit durch eine feste Winkelbeziehung und die Komplanarität der Ejektile aus. Im linken Teil der Abb. 4.12 ist der Polarwinkel des Deuterons ϑ_d als Funktion des Polarwinkels des Pions ϑ_{π^+} dargestellt. Für einen Polarwinkel ϑ_d können sich kinematisch zwei verschiedene Polarwinkel für das gestreute Pion ergeben. Der geometrische Akzeptanzbereich des Experimentaufbaus legt jedoch eine eindeutige Beziehung zwischen den Winkeln der Reaktionsteilchen fest. In der rechten

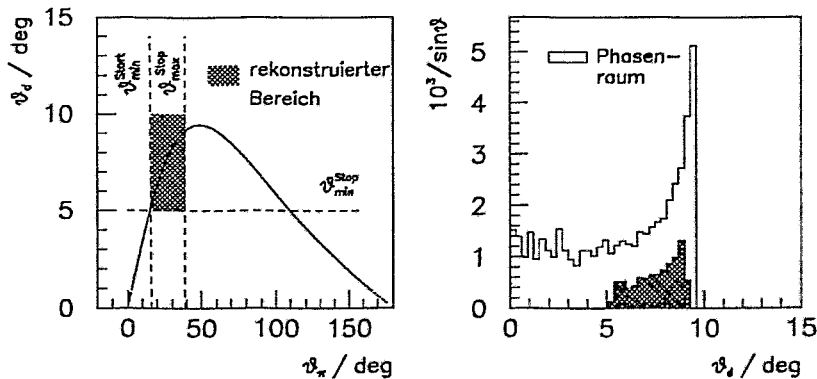


Abb. 4.12: links: Polarwinkel ϑ_{π^+} als Funktion von ϑ_d ; rechts: Winkelverteilung des Deuterons im Phasenraum – Vergleich zwischen gesamten Phasenraum (hell) und der Einschränkung bedingt durch den Experimentaufbau (dunkel)

Darstellung wird ein Vergleich zwischen der Winkelverteilung der Deuteronen im gesamten Phasenraum und der Verteilung, die mit dem geometrischen Bereich des Experimentes erfaßt werden konnte, durchgeführt. Hierbei wurde neben dem maximalen Polarwinkel ϑ_{max}^{Stop} des Stopdetektors auch der Verlust durch die Strahldurchführung berücksichtigt. Bei der Rekonstruktion der Daten wurde eine weitere Einschränkung vorgenommen. Bedingt durch die Strahlverhältnisse werden für die Rekonstruktion der Deuteronen im Stopdetektor die Winkel ϑ_d größer als 5° betrachtet. Das Deuteron besitzt einen Streuwinkel $\vartheta_d < \vartheta_{min}^{Start}$ und kann somit nicht im Startring registriert werden.

4.3.4.2 Winkel- und Zeitverteilungen

Die Ereignisse der Bedingung $M_{Start} = 1$ und $M_{Stop} = 2$ zeigen in der Darstellung ϑ_1 gegen ϑ_2 der beiden im Stopdetektor nachgewiesenen Teilchen, daß eine große Zählrate wiederum bei kleinen Winkeln registriert wird. Damit wird der Einfluß des Strahlhalos hier wieder deutlich (s. Abb.4.13 links). Der erste Schritt zur Extraktion einer Zweiteilchenreaktion wird durch die Auswahl komplanar registrierter Teilchenspuren gegeben. Im rechten Teil der Abb. 4.13 ist die Zählratenverteilung als Funktion von ϑ_1 und ϑ_2 für komplanare⁷ Ereignisse dargestellt. Hier wird die Signatur der $d\pi^+$ -Reaktion in der Zählrate gegenüber dem Untergrund deutlich. Zum Vergleich sind die kinematisch exakten Winkelbeziehungen eingezeichnet.

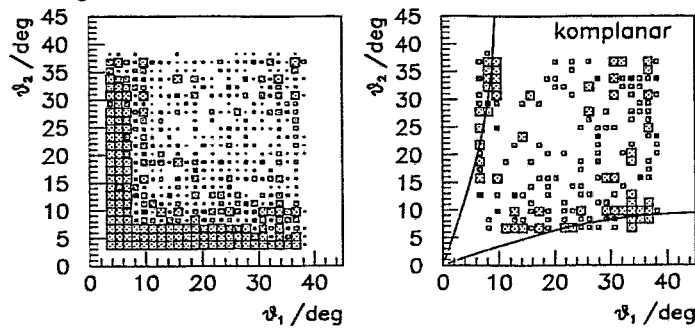


Abb. 4.13: links: Streuwinkel ϑ_1 als Funktion von ϑ_2 für Ereignisse der Multiplizitätsbedingung $M_{Start} = 1$ und $M_{Stop} = 2$; rechts: entsprechende Winkelverteilung mit der Einschränkung auf komplanare Ereignisse (Linien $\hat{=}$ Kinematik)

Die Pionen und Deuteronen besitzen eine Flugzeitdifferenz von etwa $3ns$. Für die Analyse der Flugzeit wurde der Winkelbereich gemäß der Kinematik für jedes Ejektil gefordert. Da die Streuwinkel ϑ_d kleiner als der minimale Polarwinkel eines Startsegmentes ist, kann dem Deuteron kein Startsignal zugeordnet werden. Zur Berechnung der Flugzeit wird das Startsignal des Pions eingesetzt und die Differenz der Flugzeiten im Startbereich von $0,1 \dots 0,3ns$ korrigiert. Da für die Differenzbildung keine Betragsbildung durchgeführt wurde, ergeben sich zwei separate Peaks $t_1 - t_2 < 0$ und $t_1 - t_2 > 0$ im rechten Spektrum, während im linken Teil der Abbildung kein Forderungen in den Winkel ϑ und φ gestellt wurden.

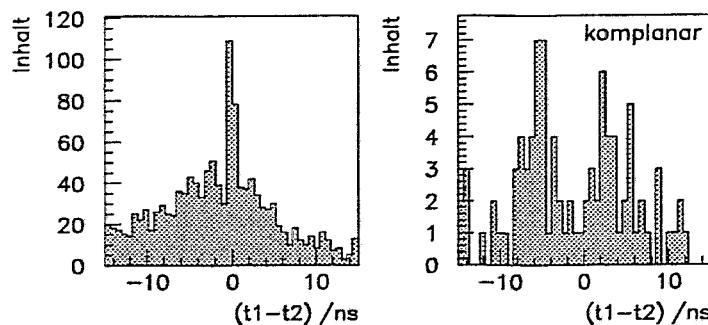


Abb. 4.14: Zeitdifferenzspektrum; rechts: mit der Einschränkung auf komplanare Ereignisse.

⁷Unter der Komplanarität gestreuter Teilchen ist die Differenz $\Delta\varphi_{Start-Stop} \geq 160^\circ$ zu verstehen, da die φ -Auflösungen der Detektoren berücksichtigt werden.

4.3.5 Extraktion von Dreiteilchenreaktionen

Für eine Extraktion von Reaktionen mit drei Teilchen im Ausgangskanal ist die vollständige Rekonstruierbarkeit des Geschwindigkeitsvektors aus der Orts- und Zeitinformation des Detektors notwendig. Es werden daher nur Ereignisse mit Multiplizitäten $M_{Start} = M_{Stop} = 2$ analysiert. Die Simulation der Phasenraumverteilungen der Reaktionen $pp \rightarrow pp\pi^0$ und $pp \rightarrow pn\pi^+$ zeigt die Winkelbereiche, in denen die Rekonstruktion der Reaktionen durchgeführt werden kann. Aus der Kinematik dieser Prozesse ergibt sich ein Grenzwinkel in der Akomplanarität der $pp\pi^0$ -Reaktion, welcher als Parameter für die Darstellung der rekonstruierten *missing mass* entsprechend der Reaktionshypothesen verwendet wird. Im Rahmen dieser Auswertung wird das Verfahren der kinematischen Anpassung diskutiert.

4.3.5.1 Kinematik

Der Nachweis der geladenen Teilchen bewirkt aufgrund der geometrischen Akzeptanz des Experimentes unterschiedliche kinematische Verhältnisse für den Nachweis der Reaktionen $pp \rightarrow pp\pi^0$ und $pp \rightarrow pn\pi^+$. Hierbei ist die Masse des geladenen Ejektils wesentlich. In Abb. 4.15 sind der longitudinale gegen den transversalen Impuls der Pionen und Protonen aus der $pn\pi^+$ -Reaktion dargestellt. Der Winkelbereich zwischen den gestrichelten Linien kennzeichnet den Bereich der zur Rekonstruktion verwendet wird („Rekonstruktionsbereich“), der bedingt durch die Multiplizitätsforderung für die Detektorgeometrie einen Streuwinkelbereich von $\vartheta = 16,5^\circ \dots 38,5^\circ$ erfäßt.

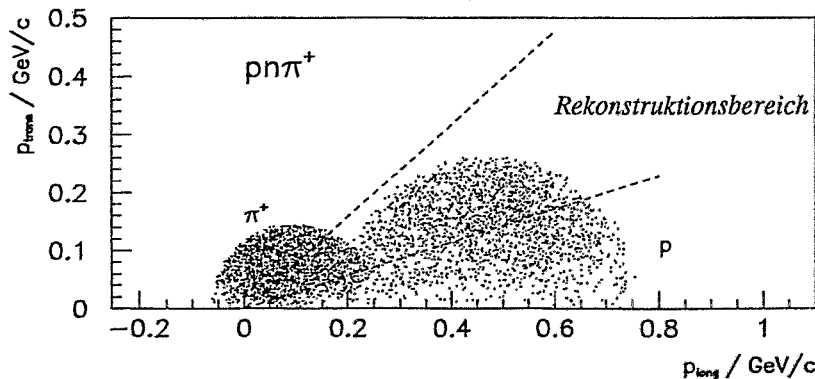


Abb. 4.15: Kinematik der $pp \rightarrow pn\pi^+$ -Reaktion; Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Einschränkungen in der Nachweiseffizienz aufgrund des Rekonstruktionsbereiches.

Analog kann die Kinematik der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^0$ untersucht werden (Abb. 4.16). Die Einschränkung des Reaktionsnachweises ergibt sich aus dem Akzeptanzwinkel des Startdetektors, der die untere Grenze des untersuchten Winkelbereiches bildet. Der Anteil des Rekonstruktionsbereiches am gesamten Phasenraum beträgt für den $pp\pi^0$ -Reaktionskanal 37,9%. Für die $pn\pi^+$ -Reaktion wird der nachgewiesene Streuwinkel des Pions zusätzlich durch den maximalen Polariswinkel des Stopdetektors begrenzt. Es werden 23,2% des Phasenraumes erfäßt.

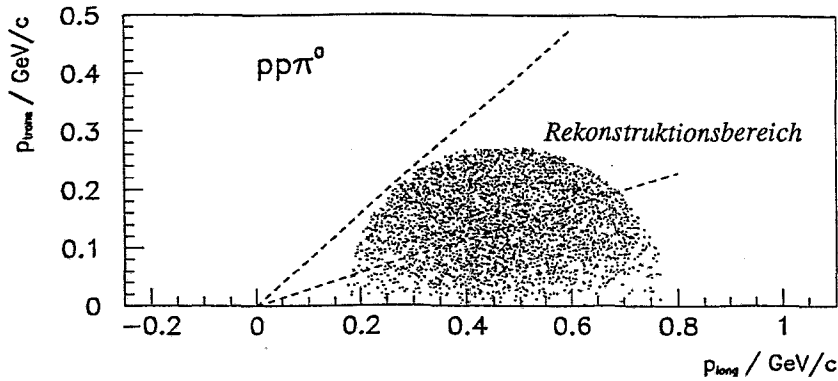


Abb. 4.16: Kinematik der $pp \rightarrow pp\pi^0$ -Reaktion; Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Einschränkungen in der Nachweiseffizienz aufgrund des Rekonstruktionsbereiches.

Eine Unterscheidung der Reaktionen wird über den Winkel Φ der Akomplanarität möglich. Er wird aus der Differenz der Azimutwinkel der gemessenen Teilchen nach

$$\Phi = \frac{180^\circ - \Delta\varphi}{2} \quad (4.22)$$

berechnet und beschreibt somit die Abweichung von der Streuung in einer Ebene. In Abb. 4.17 sind die Φ -Verteilungen der betrachteten Prozesse gegenübergestellt. Die Protonen der $pp\pi^0$ -Reaktion besitzen für den Rekonstruktionsbereich Winkel $\Phi < 30^\circ$, während die Ejektile der $pn\pi^+$ -Reaktion näherungsweise eine Gleichverteilung im Phasenraum aufweisen.

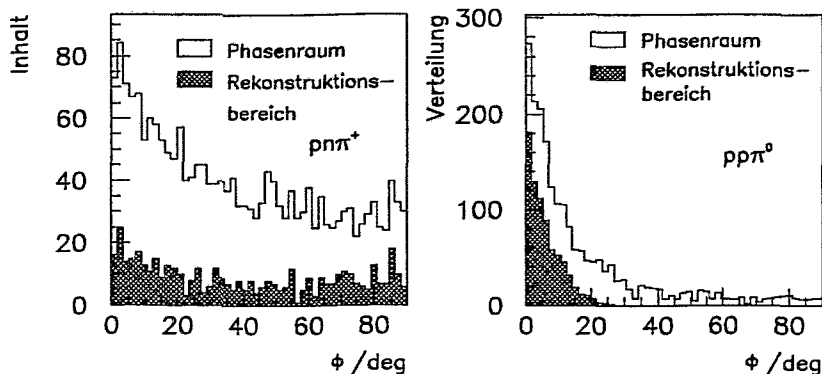


Abb. 4.17: Winkel der Akomplanarität für die Reaktionen $pn\pi^+$ (links) und $pp\pi^0$ (rechts)

In der Analyse der Ereignisse wird die Akomplanarität der nachgewiesenen Teilchen als ein Kriterium für die Diskussion der Reaktionskanäle verwendet.

4.3.5.2 Missing Mass Rekonstruktion

Entsprechend der Multiplizitätsforderung stehen 5234 Ereignisse aus den Run-Nr. 831-836 zur Auswertung zur Verfügung. Die Bedingung, eine Teilchenspur vom Target zum Startsegment und dem gebildeten Pixel grob zu rekonstruieren, schränkt die Zahl der zu untersuchenden Ereignisse weiter ein.

Nach der Bestimmung der Geschwindigkeitsvektoren für die nachgewiesenen Teilchen werden entsprechend der Reaktionshypothese die Viererimpulse der Ejektile berechnet und die Masse des dritten Teilchens rekonstruiert. Für die Teilchen eines Ereignisses werden die folgenden Massenhypothesen angenommen:

- 1. Teilchen $\rightarrow p$, 2. Teilchen $\rightarrow \pi^+$ \Rightarrow Suche nach der Neutronenmasse
- 1. Teilchen $\rightarrow \pi^+$, 2. Teilchen $\rightarrow p$ \Rightarrow Suche nach der Neutronenmasse
- 1. Teilchen $\rightarrow p$, 2. Teilchen $\rightarrow p$ \Rightarrow Suche nach der Masse π^0

Es wird versucht, eine Möglichkeit zu finden, ein Ereignis einer Reaktionshypothese zuzuordnen. Anhaltspunkt für die Unterscheidung der beiden Prozesse ist der Winkel der Akomplanarität. In Abb. 4.18 ist die Φ -Verteilung für die untersuchten Ereignisse dargestellt.

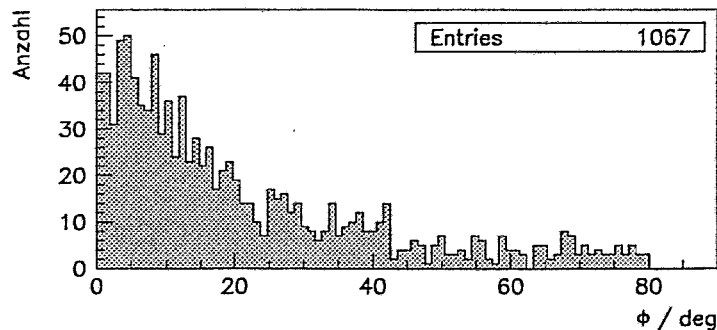


Abb. 4.18: Winkel der Akomplanarität für die Ereignisse im Rekonstruktionsbereich

Eine Häufung der Ereignisse ist bei einer Abweichung von der Komplanarität bis etwa 20° zu finden. Der maximale Winkel der Verteilung^s bei $\Phi = 80^\circ$ ist sowohl durch die Multiplizitätsforderung für den Startdetektor als auch durch die Bedingung gegeben, daß benachbarte gerade Elemente des Zentralhodoskops aufgrund des geringen Abstandes zwischen Target und Stopdetektor Lichtsignale von nur einem Teilchen beinhalten können und daher ausgeschlossen werden.

Aus der Simulation der Phasenraumverteilung als Funktion von Φ ist ein maximaler Winkel für die $pp\pi^0$ -Reaktion von $\Phi_{max} = 30^\circ$ bestimmt worden. Dieser Grenzwinkel wird als Parameter für die erstellten *missing mass* Darstellungen

^sDer maximal mögliche Winkel für die Φ -Verteilung ist 90° (siehe Gl.4.22), da die Differenz der Azimutwinkel zweier Teilchen $\Delta\varphi \leq 180^\circ$ beträgt.

verwendet. In Abb. 4.19 ist das Quadrat der rekonstruierten Masse aus den Reaktionshypothesen $pn\pi^+$ gegen $pp\pi^0$ aufgetragen. Die linke Verteilung zeigt die Ergebnisse aus der Untersuchung der Ereignisse mit einem Winkel $\Phi \leq 30^\circ$. Die rechte Darstellung enthält die akomplanaren Ereignisse mit $\Phi > 30^\circ$. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Neutronen- bzw. die Pionenmasse.

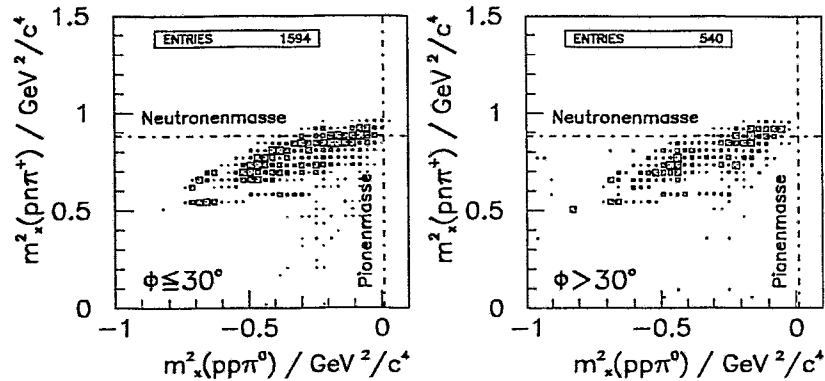


Abb. 4.19: missing mass Rekonstruktion für die verschiedenen Reaktionshypothesen; links: $\Phi \leq 30^\circ$, rechts: $\Phi > 30^\circ$

Ein Vergleich der beiden Darstellungen zeigt, daß die Breite der Verteilung eine Selektion der $pp\pi^0$ -Reaktion nicht eindeutig ermöglicht. Die Verteilung für Winkel $\Phi \leq 30^\circ$ ist zwar stärker zur Pionmasse verschoben, jedoch können diese Ereignisse gleichermaßen der $pn\pi^+$ -Reaktion zugeordnet werden.

In die Diskussion zur Trennung der Reaktionskanäle geht wesentlich der Wirkungsquerschnitt ein. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte ist [Fla84]

$$\frac{\sigma_{pp\pi^0}^{total}}{\sigma_{pn\pi^+}^{total}} \simeq 0,1. \quad (4.23)$$

Auch unter Berücksichtigung der Phasenraumanteile für den Rekonstruktionsbereich bleibt der Prozeß $pp \rightarrow pn\pi^+$ der dominante Reaktionskanal für das Experiment.

In den Darstellungen in Abb. 4.19 gehen die beiden möglichen Massenhypothesen für eine Rekonstruktion der Neutronenmasse

- 1. Teilchen $\rightarrow p$, 2. Teilchen $\rightarrow \pi^+$
- 1. Teilchen $\rightarrow \pi^+$, 2. Teilchen $\rightarrow p$

gleichberechtigt ein. Aufgrund der unterschiedlichen Massen der geladenen Teilchen dieser Reaktion – das Pion hat eine Masse von $m_{\pi^+} = 139,57 \text{ MeV}/c^2$ und das Proton eine Masse von $m_p = 938,27 \text{ MeV}/c^2$ [DG94] – können die Geschwindigkeiten der Teilchen als Möglichkeit zur Trennung beider Massenhypothesen dienen. Wird dem schnelleren Teilchen eines Ereignisses die Masse des Pions zugeordnet, zeichnen sich unterschiedliche Verteilungen in der Gegenüberstellung

der Massenhypothesen ab. Die Abb. 4.20 enthält die *missing mass* Darstellungen für die Unterteilung der Geschwindigkeiten in $\beta_1 \leq \beta_2$ und $\beta_1 > \beta_2$.

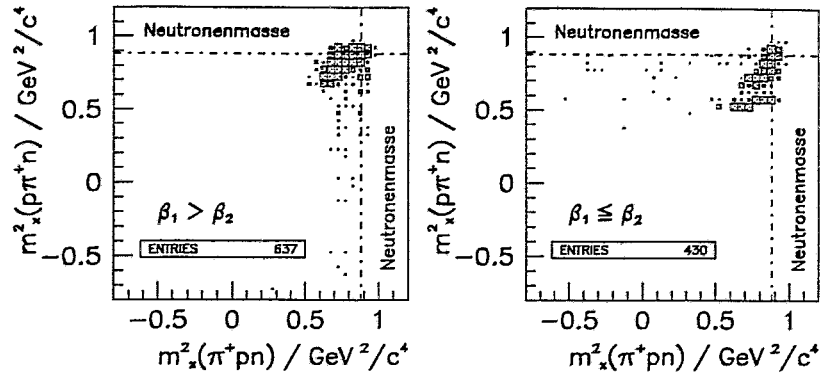


Abb. 4.20: *missing mass* Rekonstruktion der Neutronenmasse für die verschiedenen Massenhypothesen; links: $\beta_1 > \beta_2$, rechts: $\beta_1 \leq \beta_2$

Der linke Teil der Abbildung, in dem Ereignisse mit $\beta_1 > \beta_2$ separiert wurden, zeigt, daß die Zahl der stark von der Neutronenmasse abweichend rekonstruierten *missing mass* für die Reaktionshypothese π^+pn gegenüber $p\pi^+n$ geringer wird. Analog ergibt sich in der rechten Darstellung die umgekehrte Diskussion zugunsten der Massenzuordnung $p\pi^+n$.

Jedoch zeigt die Simulation im Phasenraum des gesamten kinematischen Bereiches und des Rekonstruktionsbereiches, wie in Abb. 4.21 dargestellt, daß diese Einteilung nicht immer korrekt ist. Es gibt auch kinematische Situationen, in denen $\beta_p - \beta_{\pi^+} > 0$ ist.

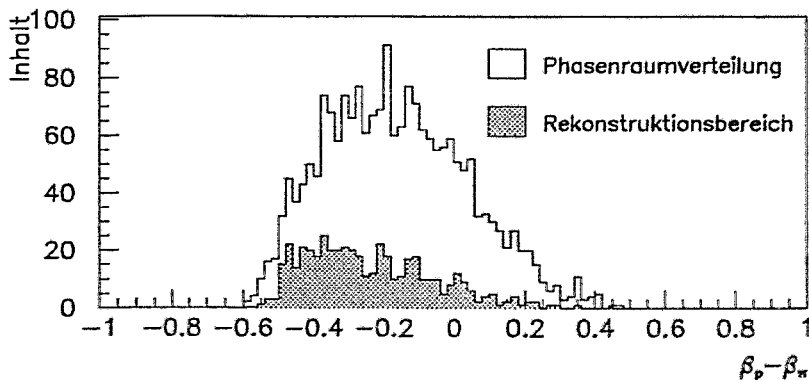


Abb. 4.21: Differenz ($\beta_p - \beta_{\pi^+}$) für den gesamten kinematischen Bereich und den Rekonstruktionsbereich des Experimentes.

4.3.5.3 Anwendung der kinematischen Anpassung

Die Zuordnung der beiden Massenhypothesen über die Differenz der gemessenen Geschwindigkeiten stellt eine Möglichkeit zur Bestimmung des Reaktionsprozesses dar. Jedoch ist dieses Verfahren neben der Einschränkung der Ereignisse auf Differenzen $\beta_p - \beta_{\pi^+} < 0$ nicht eindeutig. Wie in den Darstellungen der Abb. 4.20 erkennbar, existieren Ereignisse, die weiterhin beiden Massenhypothesen zugeordnet werden müssen. Daher soll das Verfahren der kinematischen Anpassung für die Untersuchung der Zuordnung der Massenhypothesen eingesetzt werden. Aus den Detektorinformationen – Flugzeit und Flugrichtung – werden die Geschwindigkeiten der Teilchen bestimmt. Für die zwei möglichen Massenhypothesen dieser Reaktion für die nachgewiesenen Teilchen wird die *missing mass* Analyse durchgeführt. Aus der Anpassung der Viererimpulsvektoren an die gesuchte Neutronenmasse werden die χ^2 -Werte beider Zuordnungen bestimmt. In Abb. 4.22 sind die χ^2 -Verteilungen über der rekonstruierten Masse des dritten Teilchens aufgetragen.

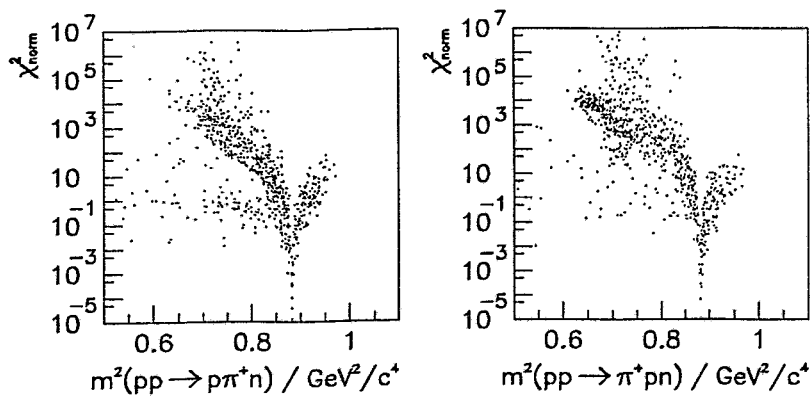


Abb. 4.22: χ^2 -Verteilungen für die Massenhypothesen $p\pi^+n$ und π^+pn über der rekonstruierten missing mass

Die Variationsbereiche der Meßgrößen ergeben sich aus der Flugzeit- und Winkelauflösung des Detektors. Der Fehlerbereich des Polarwinkels wird aus der konstanten radialen Ausdehnung eines Pixels bestimmt. Innerhalb des Fehlerbereiches der Meßgrößen sollten sich die Werte der normierten χ^2 -Verteilung

$$\chi_{norm}^2 = \frac{1}{n-1} \chi^2, \quad (4.24)$$

wobei n die Zahl der Freiheitsgrade dieses Fits (\cong der Zahl der Komponenten des Vektors \vec{p}) ist, für die richtige Ereignishypothese in der Region $\chi_{norm}^2 \leq 1$ anhäufen. Diese Normierungsbedingung wird als Kriterium für die Untersuchung der Massenzuordnungen verwendet. In Abb. 4.23 ist das Ergebnis dargestellt. Die obere linke Darstellung enthält alle Ereignisse, die eine rekonstruierte Masse im Bereich von $0,71 \dots 1,05 \text{ GeV}/c^2$ für beide Massenhypothesen ergeben. Für die obere rechte Abbildung sind die Ereignisse ausgewählt worden, die ein $\chi_{norm}^2 \leq 1$

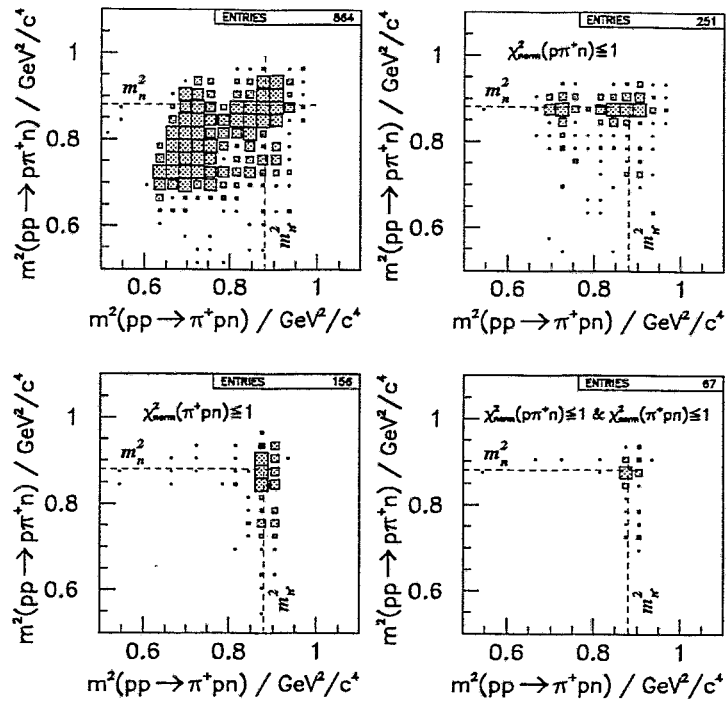


Abb. 4.23: missing mass-Darstellungen für die Massenhypothesen zur $p\pi^+$ -Reaktion;

für die Reaktionshypothese $pp \rightarrow p\pi^+n$ besitzen. Analog wurden die Ereignisse für die zweite Reaktionshypothese $pp \rightarrow \pi^+pn$ in der linken unteren Darstellung selektiert. Es ist natürlich interessant, wieviele dieser ausgewählten Ereignisse beiden Hypothesen genügen. Von den 340 Ereignissen kann für 67 nachgewiesene Reaktionen die eindeutige Massenzuordnung der Teilchen bei einer Begrenzung im $\chi_{norm}^2 \leq 1$ nicht erfolgen. Wird die Forderung der Anpassung erhöht, z.B. daß die Ereignisse nach $\chi_{norm}^2 \leq 0,1$ für beide Hypothesen selektiert werden, so können nur noch weniger als 5% der Ereignisse beide Hypothesen erfüllen.

In Abb. 4.24 wurden die Projektionen der Verteilungen der oberen Darstellungen in Abb. 4.23 auf die Ordinate dargestellt. Die Darstellung im rechten Teil repräsentiert das *missing mass* Spektrum für die rekonstruierten Neutronen für $\chi_{norm}^2 \leq 1$ für die Reaktionshypothese $pp \rightarrow p\pi^+n$.

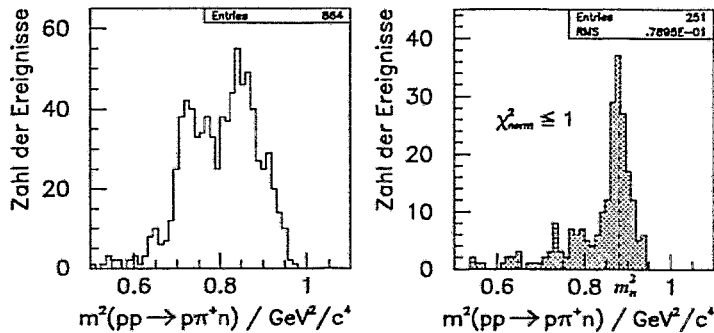


Abb. 4.24: missing mass-Spektrum der Reaktionshypothese $pp \rightarrow p\pi^+n$

4.4 Suche nach pp -Bremsstrahlungsereignissen

Gegenwärtig steht nur das Zentralhodoskop für Messungen am Flugzeitspektrometer zur Verfügung. Aus der ersten Messung mit dem Startdetektor und dieser Stopdetektorkomponente konnten Zwei- und Dreiteilchenreaktionen extrahiert werden. Ziel eines der nächsten Experimente wird die Messung der Bremsstrahlungsreaktion sein. Ausgehend von der Diskussion der Akzeptanz des Zentralhodoskops in verschiedenen Experimentaufbauten wird die Unterscheidung von $pp\gamma$ - und $pp\pi^0$ -Ereignissen bei der Strahlenergie von $T_{Strahl} = 455 \text{ MeV}$ und nahe der Reaktionsschwelle der Mesonenproduktion von $T_{Strahl} = 294 \text{ MeV}$ untersucht. Hierbei soll die Methode der kinematischen Anpassung als Möglichkeit zur Verbesserung der Auflösung der rekonstruierten Photonenenergie eingesetzt werden.

4.4.1 Akzeptanz des Zentralhodoskops

Konstruktionsbedingt lassen sich 9 verschiedene Abstandvarianten zwischen Target und Stopdetektor ohne Einsatz einer Faßkomponente realisieren. Diese Experimentaufbauten werden durch unterschiedliches Zusammenfügen der Front- und Endkappe sowie eines Zwischenringes und eines zusätzlichen Distanzringes möglich. In Tab. 4.3 sind die Abstände l zwischen Target und Stopdetektor und die dadurch gegebenen minimalen und maximalen Polarwinkel zusammengestellt.

Version	Abstand l/mm	ϑ_{min}	ϑ_{max}
#1	173	13,6°	73,4°
#2	322	7,4°	60,9°
#3	467	5,1°	51,2°
#4	573	4,2°	45,3°
#5	713	3,4°	39,1°
#6	867	2,7°	33,8°
#7	1113	2,2°	27,5°
#8	1258	1,9°	24,7°
#9	1658	1,5°	19,3°

Tab. 4.3: TOF-Kurzvarianten mit dem Zentralhodoskop

In Abhängigkeit von der Strahlenergie und dem Experimentaufbau ergeben sich unterschiedliche Nachweisbereiche der Reaktionen. Für die Diskussion der Messung der pp -Bremsstrahlungsreaktion werden die Version #5, welche dem Aufbau des ersten Experimentes am Flugzeitspektrometer entspricht, und die Version #7 ausgewählt.

4.4.2 Kinematik

Ausgangspunkt der Untersuchung zur Selektierung der $pp\gamma$ - und $pp\pi^0$ -Ereignisse bildet die Darstellung der Kinematik beider Reaktionen. In Abb. 4.25 sind der longitudinale gegen den transversalen Impuls der Protonen für die $pp\gamma$ - und die $pp\pi^0$ -Reaktion dargestellt. Hierbei wurde die Verteilung im gesamten Phasenraum berücksichtigt. Die Linien kennzeichnen den Bereich, in dem für die Experimentversionen #5 und #7 Teilchen nachgewiesen werden können. Die Forderung, daß beide Protonen einer Reaktion im Stopdetektor registriert werden, schränkt die Nachweiseffizienz zusätzlich ein. Die Darstellung enthält den kinematischen Bereich für jeweils beide Reaktionen bei einer Energie nahe der Pionenreaktionsschwelle $T_{Strahl} = 294 \text{ MeV}$ (unten) und bei einer Energie von $T_{Strahl} = 455 \text{ MeV}$ (oben).

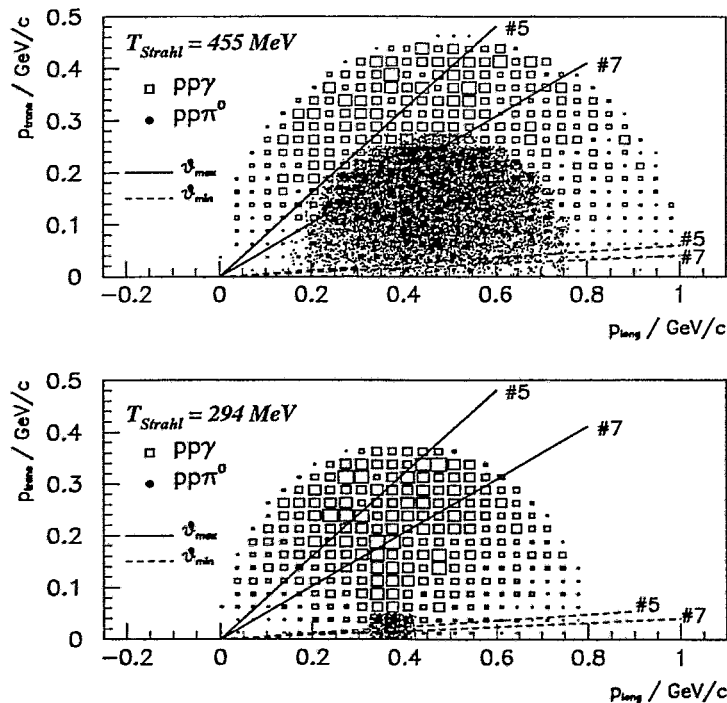


Abb. 4.25: Kinematik der $pp \rightarrow pp\gamma$ - und der $pp \rightarrow pp\pi^0$ -Reaktion; Die Linien kennzeichnen die Grenzen der Nachweisbereiche für die Experimentversionen.

Die Abbildungen zeigen, daß eine Messung der $pp\gamma$ -Reaktion zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts durch eine bessere kinematische Trennung der Reaktionen bei einer Strahlenergie nahe der Mesonenproduktionsschwelle durchgeführt werden sollte. Hinzu kommt auch der Unterschied im totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktionen. Für die $pp\pi^0$ -Reaktion ist der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 10 geringer als der Wert, der aus einer Abschätzung bisheriger Messungen der $pp\gamma$ -Reaktion vorliegt [Kuh93].

4.4.3 Selektierung von $pp\gamma$ -Ereignissen

Aus der ersten Meßzeit sind die Auflösungen der derzeitigen Spektrometeranordnung bekannt. Die Ortsauflösung ist durch den Aufbau des Hodoskops gegeben. Die Flugzeitauflösung wurde in der ersten Messung ermittelt. Die Werte werden in Tab. 4.4 zusammengestellt.

Ortsauflösung	
$\Delta\varphi$	3,75°
Δr	2,3 cm
Flugzeitauflösung	
$\Delta t(FWHM)$	610 ps

Tab. 4.4: Auflösungen der Spektrometeranordnung mit dem Zentralhodoskop

Damit ergeben sich für die verschiedenen Experimentversionen unterschiedliche relative Orts- und Zeitauflösungen, die in Abb. 4.26 graphisch dargestellt sind.

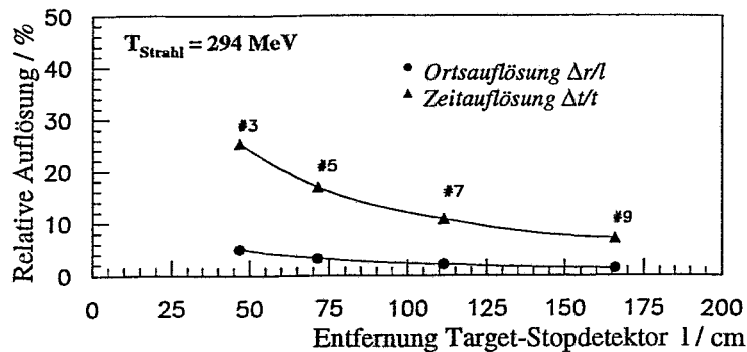


Abb. 4.26: Relative Auflösungen der Spektrometeranordnung mit dem Zentralhodoskop für ausgewählte Experimentversionen

Mit zunehmendem Abstand zwischen Target und Stopdetektor verbessert sich erwartungsgemäß die Auflösung des Spektrometers. Anhand einer Simulation soll für einen Experimentaufbau #7 gezeigt werden, ob

- beide Reaktionen trennbar sind und
- welche Verbesserung der Auflösung der Photonenenergie für selektierte $pp\gamma$ -Ereignisse mit Hilfe der kinematischen Anpassung möglich ist.

Das Programm FOWL [Jam72] erzeugt hierfür die in der Phasenraumverteilung exakten Ereignisse, die anschließend in einem Bereich von 3σ gaußverteilt werden. Aus den Detektorauflösungen ergeben sich die Variationsbereiche $\sigma_r = \Delta r/2$, $\sigma_\varphi = \Delta\varphi/2$ und σ_t für die Simulation.

Abb. 4.27 zeigt das *missing mass*-Spektrum der Photonen und Pionen bei einer Energie von $T_{Strahl} = 294 \text{ MeV}$. Hierbei wurde der Nachweis beider Protonen im Akzeptanzbereich vorausgesetzt. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte bei dieser Energie beträgt (s. Abb. 4.11, S. 78)

$$\frac{\sigma_{pp\pi^0}}{\sigma_{pp\gamma}} \simeq \frac{1\mu\text{b}}{10\mu\text{b}} = 0,1. \quad (4.25)$$

In diesem Verhältnis wurden die m_x^2 -Verteilungen skaliert. Die Darstellung zeigt,

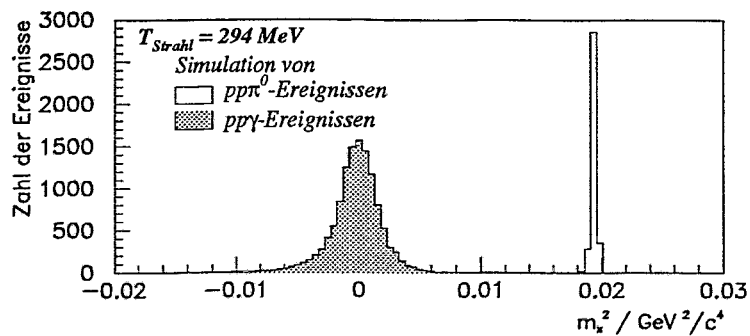


Abb. 4.27: *missing mass*-Spektrum der Photonen und Pionen bei der Energie $T_{Strahl} = 294 \text{ MeV}$ und dem Nachweis der Protonen entsprechend #7

daß die Reaktionen in dieser Experimentanordnung im *missing mass*-Spektrum getrennt werden können. Der Unterschied in der Breite der Verteilungen ist im Raumwinkel der gestreuten Teilchen begründet. Da die Protonen aus der $pp\pi^0$ -Reaktion in kleine Vorwärtswinkel gestreut werden, werden sie mit einer besseren Winkelauflösung $\Delta\vartheta$ nachgewiesen. Die Protonen der Bremsstrahlungsreaktion erfassen auch den Stopdetektor im mittleren und äußeren Bereich, in dem der Winkelbereich eines Pixels größer ist als im strahlachsennahen Bereich. Somit wird auch die Auflösung schlechter.

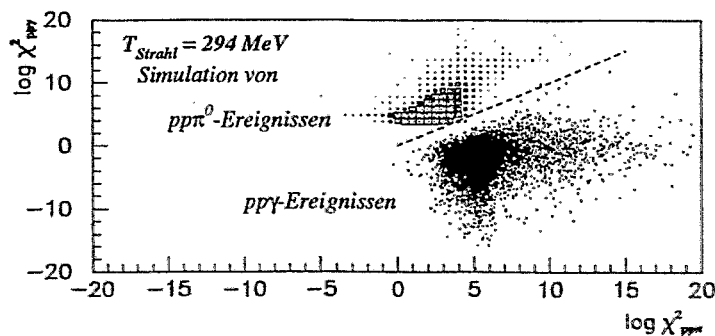


Abb. 4.28: Darstellung der χ^2 -Werte für die simulierte Ereignisse unter den Reaktionshypothesen $pp\gamma$ und $pp\pi^0$

Die Trennung der beiden Prozesse wird auch in Abb. 4.28 gezeigt. Hierbei wurde jedes Ereignis sowohl für die Hypothese $pp\gamma$ als auch für $pp\pi^0$ mit dem Verfahren der kinematischen Anpassung untersucht. In Abb. 4.28 sind die χ^2 -Werte für beide Hypothesen gegeneinander aufgetragen. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den Fall, daß $\chi_{pp\gamma}^2 = \chi_{pp\pi^0}^2$ ist. Die sich bildenden Häufungspunkte sind voneinander getrennt.

Die Methode der kinematischen Anpassung kann in diesem Fall dazu verwendet werden, die Auflösung der rekonstruierten Variablen zu verbessern. In Abb. 4.29 wird die Änderung der relativen Auflösung der Photonenenergie gezeigt. Aus den gaußverteilten Winkeln ϑ , φ und Flugzeiten t_{TOF} der Protonen wird die Energie E_γ rekonstruiert. Die relative Auflösung dieser Größe wird aus dem Verhältnis

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_\gamma^0 - E_\gamma}{E_\gamma^0} \quad (4.26)$$

berechnet, wobei E_γ^0 die exakte Energie der Photonen ohne Meßfehler ist. Diese Verteilung nach Gleichung 4.26 wird in Abb. 4.29 als Meßverteilung bezeichnet. Diese unter Berücksichtigung der Detektorauflösung erhaltenen Ereignisse werden an die $pp\gamma$ -Reaktionshypothese angepaßt. Für die daraus rekonstruierten Energien E_γ^{fit} wurde die Größe $\frac{\Delta E}{E}$ berechnet, wobei für E_γ der an die Hypothese angepaßte Wert E_γ^{fit} eingesetzt wird. Für Ereignisse mit einem $\chi_{norm}^2 < 1$ wird diese Verteilung ebenfalls in Abb. 4.29 dargestellt. Während sich für E_γ ein Wert von 19% ergibt, kann für E_γ^{fit} eine relative Auflösung von 7% bestimmt werden.

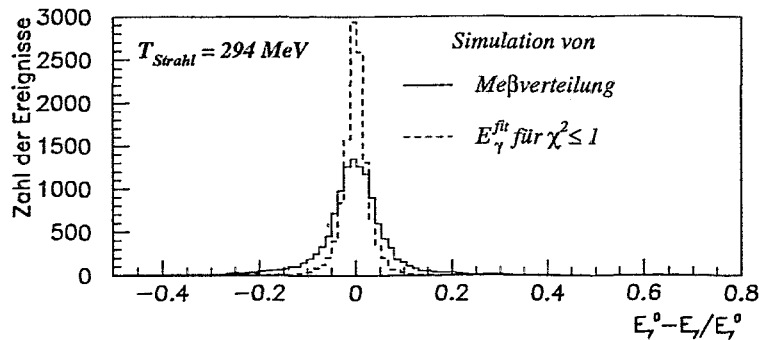


Abb. 4.29: Verbesserung der relativen Auflösung der Photonenenergie durch die Anwendung der Methode der kinematischen Anpassung

Kapitel 5

Zusammenfassung

Die Untersuchungen zur Proton-Proton-Bremsstrahlung eröffnen eine Möglichkeit, die *off-shell* Effekte der Kernkraft zu studieren. Da die Emission des Photons im Rahmen der Quantenelektrodynamik behandelt und mit Hilfe der Störungstheorie berechnet werden kann, können Informationen über die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung gewonnen werden. Diese Wechselwirkung wird durch Mesonenaustauschpotentiale beschrieben. Vergleiche der verschiedenen OBEP¹-Formulierungen des Kernpotentials zeigen Abweichungen untereinander, die in der Größenordnung der Meßfehler der bisherigen Daten liegen. Sie lassen eine eindeutige Interpretation der Meßergebnisse hinsichtlich der Modellansätze nicht zu. Die derzeit vorliegenden Daten zeigen, daß weitere umfangreiche Messungen des Wirkungsquerschnittes und der Spinobservablen in komplanaren und akomplanaren Geometrien zum Studium der $pp\gamma$ -Reaktion erforderlich sind.

Für ein Experiment zur Untersuchung der Proton-Proton-Bremsstrahlung wird am COSY-Beschleuniger im Forschungszentrum Jülich ein Flugzeitspektrometer aufgebaut. Mit diesem Spektrometer werden die Flugzeiten, -richtungen und Multiplizitäten geladener Teilchen nachgewiesen. Teil der vorliegenden Arbeit ist der Aufbau und Test eines Startdetektors für das $pp\gamma$ -Experiment.

Die wesentliche Aufgabe dieses Startdetektors besteht in einer Zeit- und Richtungsinformation der nachgewiesenen Teilchen nahe am Targetpunkt, um über ein Triggersystem eine Unterdrückung der elastischen Streuung zu ermöglichen. Hierzu wurde der Startbereich in zwei Szintillatorringe, einen Start- und einen Vetoring, unterteilt, welche jeweils aus 16 Szintillatorsegmenten der Dicke $d_{sc} = 500 \mu m$ aufgebaut sind. Für die Durchführung des Primärstrahles besitzt der Startring einen Innendurchmesser von 2 mm. Die Lichtüberführung zum Photomultiplier wurde durch Hohllichtleiter realisiert. Diese Lichtleiter weisen eine Lichtübertragungseffizienz von 40% auf. Untersuchungen einzelner Detektorelemente zeigen Randeffekte im Bereich bis 1 mm von der Szintillatorkante, die mit keiner meßbaren Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit für minimal ionisierende Teilchen verbunden sind. Nur an der Spitze der Elemente des Startringes wird in einem Bereich bis 1,5 mm eine Verringerung der Signalamplitude auf 50% der Maximalamplitude registriert. Untersuchungen des ineffektiven Spaltberei-

¹OBEP- One-Boson-Exchange-Potential

ches zwischen den Segmenten des Startringes ergeben eine minimale Spaltbreite von $100 \mu\text{m}$. Die Überlagerung dieser beiden Effekte bedeutet einen Verlust von etwa 3,6% der Ereignisse der Bremsstrahlungsreaktion.

Zur Darstellung der Ereignisse im Startdetektor wurde eine Korrelationsmatrix eingeführt, welche die Einzel- und die Zweifach-Koinzidenzen der Szintillatorringe enthält. Die Zuordnung der Ereignisse in dieser Matrix liefert eine grobe Richtungsinformation für die nachgewiesenen Teilchen. Zusätzlich können Aussagen über die geometrische Justierung des Startdetektorsystems gewonnen werden. Es konnte gezeigt werden, daß der Vektorring den Winkelbereich zur Selektierung der elastischen Streuung vollständig abdeckt.

Für das Flugzeitspektrometer werden derzeit Untersuchungen zur Erarbeitung eines Konzeptes für die Faßkomponenten des Stopdetektors durchgeführt. Teil dieser Arbeit sind methodische Untersuchungen zur zweiseitigen Auslese $2,5 \text{ m}$ langer Szintillatorstreifen. Die Ortsbesimmung des in einem Streifen nachgewiesenen Teilchens erfolgt über die Lichtlaufzeitdifferenzmethode. Die Flugzeit wird aus der Summe der gemessenen Zeiten ermittelt. Um eine on-line Bestimmung des Ortes, welche zur Unterdrückung der elastischen Streuung notwendig ist, zu realisieren, wurde ein Real Time to Digital Converter (RTDC) entwickelt.

Die aus den Untersuchungen resultierende Konfiguration für eine zweiseitige Auslese der Szintillatorstreifen beruht auf einer Umlenkung des Lichtes um 90° mit Hilfe verspiegelter Prismen. Für diese Auslesevariante wird eine Ortsauflösung von $9,9 \text{ cm}$ (FWHM) mit dem RTDC-Modul und von $11,1 \text{ cm}$ (FWHM) aus der Zeitdifferenzmethode erreicht. Die Flugzeitauflösung beträgt $1,1 \text{ ns}$ (FWHM). Aufgrund ihrer Länge von $2,5 \text{ m}$ überdecken diese Szintillatorstreifen einen großen Raumwinkel. Daher ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, daß durch zufällige Koinzidenzen Fehlinterpretationen auftreten. Bei einer Primärstrahlrate von 10^2 Teilchen pro Meßintervall von $\Delta t_M = 100 \text{ ns}$ ergibt sich für die elastische Streuung bei einem Strahlimpuls von $1,8 \text{ GeV}/c$ eine Sekundärrate von $0,05/\Delta t_M$ und eine Fehlerrate von $6,4 \cdot 10^{-6}/\Delta t_M$.

Im Mai 1994 fand am Flugzeitspektrometer das erste Experiment mit dem Zentralhodoskop, das einen Teil der Endkappe des Stopdetektors bildet, und dem Startdetektor statt. Diese Messungen wurden bei einer Energie der Protonen von 455 MeV durchgeführt. Wesentlicher Bestandteil dieser ersten Messung ist der Test der Detektorkomponenten. In diesem Experiment wurde nur der Vektorring als Startzähler eingesetzt, da nur ein ungekühlter Strahl zur Verfügung stand. Die Flugzeitauflösung dieser Spektrometeranordnung beträgt $0,61 \text{ ns}$ (FWHM). Der in diesem Experiment überdeckte Winkelbereich ermöglichte die Rekonstruktion der Zweiteilchenreaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ und der Dreiteilchenreaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$. Für die Rekonstruktion der $pn\pi^+$ -Reaktion wurde die *missing mass* Methode eingesetzt. Sie besteht darin, aus den gemessenen Geschwindigkeitsvektoren unter Annahme der Reaktionshypothese $pp \rightarrow pn\pi^+$ die Neutronenmasse zu rekonstruieren. Da in dieser Messung keine Teilchenidentifizierung gegeben ist, sind für die Ejektile zwei Massenhypothesen für die Bestimmung der Neutronenmasse möglich. Zur Trennung der Reaktionshypothesen $p\pi^+n$ und π^+pn wurde das Verfahren der kinematischen Anpassung eingesetzt. Das Maß für die Zuordnung der

Ereignisse ist der berechnete χ_{norm}^2 -Wert. Bei einer Forderung von $\chi_{norm}^2 \leq 0,1$ erfüllen weniger als 5% der Ereignisse noch beide Reaktionshypothesen.

Die derzeit zur Verfügung stehenden Spektrometerkomponenten ermöglichen nur eine begrenzte Erfassung des Raumwinkels für pp -Reaktionen. Sowohl aus der Kinematik als auch aus einem abgeschätzten Wirkungsquerschnittsverhältnis der $pp\pi^0$ - zur $pp\gamma$ -Reaktion von 0,1 bei einer Energie von 280 MeV folgt, daß eine Messung der Bremsstrahlungsreaktion nahe der Schwelle der Mesonenproduktion durchgeführt werden kann. Aus einer Simulation beider Reaktionen folgt, daß diese Reaktionskanäle im *missing mass* Spektrum getrennt werden können. Unter der Voraussetzung der Kenntnis des Reaktionskanals $pp \rightarrow pp\gamma$ kann mit Hilfe der kinematischen Anpassung die Auflösung der Photonenenergie von 19% auf 7% für die angepaßten Werte bei einem $\chi_{norm}^2 \leq 1$ verbessert werden.

Anhang A

Methode der kinematischen Anpassung

Das Problem der kinematischen Anpassung besteht in der Angabe des „besten Satzes“ von Viererimpulskomponenten der gemessenen Teilchen, die der Forderung der Viererimpulserhaltung unter der Bedingung vorgegebener Hypothesen für die invarianten Massen genügen und bezüglich der Meßfehler die geringsten Abweichungen vom Meßergebnis liefern [Lyo89].

→ Suche des globalen Minimums der Größe:

$$\chi^2 = (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0)^T \cdot \hat{G}^{-1} \cdot (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0) \quad (\text{A.1})$$

unter Berücksichtigung von Nebenbedingungen durch Anwendung des Verfahrens der Lagrangeschen Multiplikatoren.

Aufgabe:

$$S = (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0)^T \cdot \hat{G}^{-1} \cdot (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0) + 2 \cdot \vec{\Lambda}^T \cdot \vec{f}(\vec{\varrho}, \vec{\xi}) \rightarrow \min \quad (\text{A.2})$$

mit \hat{G}^{-1} inverse Fehlermatrix
 $\vec{\varrho}_0$ Vektor der N_m Meßgrößen
 $\vec{\varrho}$ verbesserter Vektor der N_m Meßgrößen
 $\vec{\xi}_0$ Vektor der N_u ungemessenen Größen (rekonstruiert aus $\vec{\varrho}_0$)
 $\vec{\xi}$ Vektor der N_u ungemessenen Größen für $\vec{\varrho}$
 $\vec{\Lambda}$ Vektor der N_c Lagrange-Multiplikatoren
 $\vec{f}(\vec{\varrho}, \vec{\xi})$ Zwangsbedingungen

Linearisieren der Zwangsbedingungen:

$$\vec{f}(\vec{\varrho}, \vec{\xi}) = \underbrace{\vec{f}(\vec{\varrho}_0, \vec{\xi}_0)}_{=: \vec{C}_0} + \underbrace{\frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{\varrho}} \Big|_{\vec{\varrho}_0}}_{=: \hat{D}} \cdot (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0) + \underbrace{\frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{\xi}} \Big|_{\vec{\xi}_0}}_{=: \hat{E}} \cdot (\vec{\xi} - \vec{\xi}_0) \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{f}(\vec{\varrho}, \vec{\xi}) = \vec{C}_0 + \hat{D} \cdot \vec{\varrho} + \hat{E} \cdot \vec{\xi} - (\hat{D} \cdot \vec{\varrho}_0 + \hat{E} \cdot \vec{\xi}_0) \quad (\text{A.4})$$

⇒ Einfügen in die zu minimierende Größe S:

$$S = (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0)^T \cdot \hat{G}^{-1} \cdot (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0) + 2 \cdot \vec{\lambda}^T \cdot [\vec{C}_0 + \hat{D} \cdot \vec{\varrho} + \hat{E} \cdot \vec{\xi} - (\hat{D} \cdot \vec{\varrho}_0 + \hat{E} \cdot \vec{\xi}_0)] \quad (\text{A.5})$$

Ableitungen:

$$\frac{\partial S}{\partial \vec{\varrho}} = 2 \cdot \hat{G}^{-1} \cdot (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0) + 2 \cdot \vec{\lambda}^T \cdot \hat{D} \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\partial S}{\partial \vec{\xi}} = 2 \cdot \vec{\lambda}^T \cdot \hat{E} = 2 \cdot \hat{E}^T \cdot \vec{\lambda} \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial S}{\partial \vec{\lambda}} = \vec{C}_0 + \hat{D} \cdot \vec{\varrho} + \hat{E} \cdot \vec{\xi} - \hat{D} \cdot \vec{\varrho}_0 - \hat{E} \cdot \vec{\xi}_0 \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{A.8})$$

Satz von Gleichungen:

- Aus Glg. A.6 folgt ein Gleichungssystem mit N_m Gleichungen

$$\hat{G}^{-1} \cdot (\vec{\varrho} - \vec{\varrho}_0) + \hat{D}^T \cdot \vec{\lambda} = 0 \quad (\text{A.9})$$

- Aus Glg. A.7 folgt ein Gleichungssystem mit N_u Gleichungen

$$\hat{E}^T \cdot \vec{\lambda} = 0 \quad (\text{A.10})$$

- Aus Glg. A.8 folgt ein Gleichungssystem mit N_c Gleichungen

$$\vec{C}_0 + \hat{D} \cdot \vec{\varrho} + \hat{E} \cdot \vec{\xi} - \hat{D} \cdot \vec{\varrho}_0 - \hat{E} \cdot \vec{\xi}_0 = 0 \quad (\text{A.11})$$

Zusammensetzen des Gleichungssystems:

$$\begin{array}{rcll} \hat{G}^{-1} \cdot \vec{\varrho} + \hat{D}^T \cdot \vec{\lambda} + 0 & = & + \hat{G}^{-1} \cdot \vec{\varrho}_0 & \\ 0 + \hat{E}^T \cdot \vec{\lambda} + 0 & = & 0 & \\ \hat{D} \cdot \vec{\varrho} + 0 + \hat{E} \cdot \vec{\xi} & = & -\vec{C}_0 + \hat{D} \cdot \vec{\varrho}_0 + \hat{E} \cdot \vec{\xi}_0 & \end{array} \quad (\text{A.12})$$

$$\Rightarrow \underbrace{\begin{pmatrix} \hat{G}^{-1} & \hat{D}^T & 0 \\ 0 & \hat{E}^T & 0 \\ \hat{D} & 0 & \hat{E} \end{pmatrix}}_{=: A} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \vec{\varrho} \\ \vec{\lambda} \\ \vec{\xi} \end{pmatrix}}_{=: X} = \underbrace{\begin{pmatrix} + \hat{G}^{-1} \cdot \vec{\varrho}_0 \\ 0 \\ -\vec{C}_0 + \hat{D} \cdot \vec{\varrho}_0 + \hat{E} \cdot \vec{\xi}_0 \end{pmatrix}}_{=: B} \quad (\text{A.13})$$

Damit ist A.13 das zu lösende Gleichungssystem. Eine Ableitung zur Bestimmung der Fehlermatrix \hat{G} wird in Anhang B gegeben.

Anhang B

Erstellung der korrelierten Fehlermatrix

- Fehlermatrix für unkorrelierte Größen:

$$G = \begin{pmatrix} \sigma_{x_1} & & & 0 \\ & \sigma_{x_2} & & \\ & & \sigma_{x_3} & \\ 0 & & & \ddots \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

direkt gemessene Größen: u_{kl}
allgemeine Koordinatentransformation:

$$\sigma_{x_i x_j}^2 = \sum_{kl} \frac{\partial x_i}{\partial u_k} \cdot \frac{\partial x_j}{\partial u_l} \cdot \sigma_{u_k u_l}^2 \quad (\text{B.2})$$

Anwendung: Fehler in p_x und p_y über ϑ , φ , t korreliert

$$\begin{aligned} \sigma_{p_x p_y}^2 &= \frac{\partial p_x}{\partial \vartheta} \cdot \frac{\partial p_y}{\partial \vartheta} \cdot \sigma_{\vartheta}^2 + \frac{\partial p_x}{\partial \varphi} \cdot \frac{\partial p_y}{\partial \varphi} \cdot \sigma_{\varphi}^2 + \frac{\partial p_x}{\partial t} \cdot \frac{\partial p_y}{\partial t} \cdot \sigma_t^2 \quad (\text{B.3}) \\ &+ \frac{\partial p_x}{\partial \vartheta} \cdot \frac{\partial p_y}{\partial \varphi} \cdot \underbrace{\sigma_{\vartheta \varphi}^2}_0 + \dots \quad (\text{gemischte Terme } \sigma_{u_k u_l}^2 = 0, k \neq l) \\ &\qquad\qquad\qquad \text{da direkt gemessene Größen unkorreliert} \end{aligned}$$

Anwendung: Messung von zwei geladenen Teilchen

Rekonstruktion der Impulse $\vec{p}(\vec{r}, t)$ durch die Messung der Flugzeit t und des Nachweisortes $\vec{r} = \vec{r}(r, \vartheta, \varphi)$

$$p_x = p_x(\vartheta, \varphi, t) = p(\vartheta, t) \cdot \sin\vartheta \cdot \cos\varphi \quad (\text{B.4})$$

$$p_y = p_y(\vartheta, \varphi, t) = p(\vartheta, t) \cdot \sin\vartheta \cdot \sin\varphi \quad (\text{B.5})$$

$$p_z = p_z(\vartheta, \varphi, t) = p(\vartheta, t) \cdot \cos\vartheta \quad (\text{B.6})$$

- Fehlermatrix der unkorrelierten Meßgrößen

$$G = \begin{pmatrix} \sigma_{\vartheta_1}^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\varphi_1}^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{t_1}^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_{\vartheta_2}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_{\varphi_2}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_{t_2}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\hat{U}_1) & 0 \\ 0 & (\hat{U}_2) \end{pmatrix} \quad (\text{B.7})$$

- Transformation einer Untermatrix (U_i)

Matrizelemente:

$$T_{11} = \frac{\partial p_x}{\partial \vartheta} = \underbrace{m\beta\gamma}_{=p} \cdot \cos \varphi [\gamma^2 \cdot \tan \vartheta \cdot \sin \vartheta + \cos \vartheta] \quad (\text{B.8})$$

$$T_{21} = \frac{\partial p_x}{\partial \varphi} = -p \cdot \sin \vartheta \cdot \sin \varphi \quad (\text{B.9})$$

$$T_{31} = \frac{\partial p_x}{\partial t} = -p \cdot \frac{\beta\gamma^2 c}{l} \cdot \cos \vartheta \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \varphi \quad (\text{B.10})$$

$$T_{12} = \frac{\partial p_y}{\partial \vartheta} = p \cdot \sin \varphi [\gamma^2 \cdot \tan \vartheta \cdot \sin \vartheta + \cos \vartheta] \quad (\text{B.11})$$

$$T_{22} = \frac{\partial p_y}{\partial \varphi} = p \cdot \sin \vartheta \cdot \sin \varphi \quad (\text{B.12})$$

$$T_{32} = \frac{\partial p_y}{\partial t} = -p \cdot \frac{\beta\gamma^2 c}{l} \cdot \cos \vartheta \cdot \sin \vartheta \cdot \sin \varphi \quad (\text{B.13})$$

$$T_{13} = \frac{\partial p_z}{\partial \vartheta} = p \cdot [\gamma^2 \cdot \tan \vartheta \cdot \cos \vartheta - \sin \vartheta] \quad (\text{B.14})$$

$$T_{23} = \frac{\partial p_z}{\partial \varphi} = 0 \quad (\text{B.15})$$

$$T_{33} = \frac{\partial p_z}{\partial t} = -p \cdot \frac{\beta\gamma^2 c}{l} \cdot \cos^2 \vartheta \quad (\text{B.16})$$

$$\Rightarrow \hat{T}_{p_i} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix}_i \Rightarrow \hat{U}_i = \hat{T}_{p_i}^T \cdot \hat{U}_{p_i} \cdot \hat{T}_{p_i} \quad i = 1, 2 \quad (\text{B.17})$$

mit $l \dots$ Abstand zwischen Target und Stopdetektor

- Fehlermatrix der korrelierten Meßgrößen

$$G_{\text{Corr}} = \begin{pmatrix} (\hat{T}_{p_1}^T \cdot \hat{U}_1 \cdot \hat{T}_{p_1}) & 0 \\ 0 & (\hat{T}_{p_2}^T \cdot \hat{U}_2 \cdot \hat{T}_{p_2}) \end{pmatrix} \quad (\text{B.18})$$

Literaturverzeichnis

- [And94] V.P. Andreev et al. Experimental study of the reaction $pp \rightarrow pp\pi^0$ in the energy range 600-900 MeV. *Phys. Rev., C* 50:p.15, 1994.
- [Bid62] U. Bidan, F. Levy. Elastic scattering $\pi^+ + p$ at 1.0 GeV. *Nuovo Cimento*, 24:p. 334-362, 1962.
- [Bra91] S. Brand. Ein Detektor für COSY: Datenerfassung für das Flugzeitspektrometer mit CAMAC, FASTBUS und VME. Diplomarbeit, Bochum, 1991.
- [Bra95] H. Brand. Der Trigger zur Messung der Proton-Proton-Bremsstrahlung am COSY-TOF-Spektrometer. Dissertation, Bochum, 1995.
- [Bro69] V.R. Brown. Proton-Proton Bremsstrahlung Including Rescattering. *Phys. Rev.*, 177:1498, 1969.
- [Bro76] G.E. Brown. *The Nucleon-Nucleon Interaction*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1976.
- [Bud67] G.I. Budner. *Atomnaja Energija*, 22:346, 1967.
- [COS90] COSY Proposal #9, Investigation of Proton-Proton-Bremsstrahlung, 1990.
- [Dah94] M. Dahmen et al. A three layer circular scintillator hodoscope. *Nucl. Instr. and Meth., A* 348:p.97-104, 1994.
- [Dah95] M. Dahmen. Das Flugzeitspektrometer an COSY: Ein Detektor zur exklusiven Messung von Mehrteilchenreaktionen. Dissertation, Jülich, 1995.
- [Day81] B.D. Day. Three-body correlations in nuclear matter. *Phys. Rev., C* 24, 1981.
- [Dea68] D. Drechsel et al. Potential Model Calculation for Coplanar and Noncoplanar Proton-Proton Bremsstrahlung. *Ann. of Phys.*, 49:403, 1968.
- [Dea91] S. Deister et al. Another Look at Meson-Exchange Interactions. *Few Body Systems*, 10:1, 1991.
- [DG94] Particle Data Group. Particle properties data booklet. *Phys. Rev. D* 50 Aug. 1994, Berkeley, CERN, 1994.

- [Eea94a] J.A. Eden et al. Meson-Exchange Currents in pp-Bremsstrahlung. *Preprint RUB-MEP-*, 81/94, Bochum, 1994.
- [Eea94b] J.A. Eden et al. Relativistic Meson-Boson Model Calculations for $pp\gamma$. *Verhandl. DPG (VI)*, 29, 1994.
- [Emp89] A. Empl. Untersuchung eines Szintillations-Detektors besonderer Form. Diplomarbeit, KFA Jülich, 1989.
- [Fea80] H.W. Fearing. Comparison of proton-proton bremsstrahlung data at 42 and 156 MeV with soft photon calculations. *Phys. Rev.*, C 22:1388, 1980.
- [Fea87] H.W. Fearing. Proton-proton bremsstrahlung and information on off-shell aspects of the nucleon-nucleon force. *Nucl. Phys.*, A 463:95c, 1987.
- [Fer90] R.C. Fernow. *Introduction to experimental particle physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [Fla84] V. Flaminio, W.G. Moorhead, D.R.O. Morrison and N. Rivoire. Compilation of cross-sections III - p and \bar{p} induced reactions. *CERN-HERA*, 84-01, 1984.
- [Fre95a] H. Freiesleben, 1995. Persönliche Mitteilung.
- [Fre95b] H. Freiesleben. Vorlesung-Sommersemester 1995. TU Dresden, 1995.
- [Gab94] F. Gabriel, P. Michel. Entwicklung eines TDC mit extrem kleiner Totzeit für schnelle Triggerprozesse. *FZR-30*, February 1994.
- [Gas92] M. Gasthuber. Ein System zur Auswertung und graphischen Darstellung von Vielparameterexperimenten bei COSY. FFE-Treffen 27.-28.10., KFA Jülich, 1992.
- [Gea66] B. Gottschalk et al. Proton-proton bremsstrahlung at 158 MeV. *Nucl. Phys.*, 75:549, 1966.
- [Gea67] B. Gottschalk et al. Non-coplanarity in proton-proton bremsstrahlung at 157 MeV. *Nucl. Phys.*, A 94:491, 1967.
- [Gro93] Beam Group. *Characteristics of the Beam in Testarea T11 at CERN*, Table 15, manual edition, April 1993.
- [Hau93] J. Hauße. Ein Silizium-Mikrostreifensystem fuer das Experiment PS185 am LEAR zur Untersuchung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \Sigma\bar{\Sigma}$. Diplomarbeit, Erlangen, 1993.
- [Hea62] T. Hamada et al. A potential model representation of two nucleon data below 315 MeV. *Nucl. Phys.*, 34:382, 1962.
- [Hea91] V. Herrmann et al. Nucleon-nucleon bremsstrahlung at intermediate energies. *Phys. Rev.*, C 43:394, 1991.

- [Her93] P. Hermanowski. Laserkalibrierungssystem für das Flugzeitspektrometer. Diplomarbeit, Bochum, 1993.
- [Jah94] P. Jahn, B. Naumann, M. Rogge. Properties of the Beam Extracted from COSY. KFA Annual Report 1994, KFA Jülich, Institut für Kernphysik, 1994.
- [Jam72] F. James. *FOWL - A General Monte-Carlo Phase Space Program FOWL*. CERN Program Library W505, 1972.
- [Kea87] P. Kitching et al. Polarised proton-proton bremsstrahlung. *Nucl. Phys.*, A 463:87c, 1987.
- [Kea93] A. Katsogiannis et al. Coplanar and noncoplanar pp bremsstrahlung. *Phys. Rev.*, C 47, 1993.
- [Kil92] K. Kilian et al. A Start Detector System for the Investigation of the pp-Bremsstrahlung with the COSY Time-of-Flight Spectrometer (TOF). KFA Annual Report 1991, KFA Jülich, Institut für Kernphysik, 1992.
- [Kuh93] E. Kuhlmann et al. *Annual report 1992*, FZR 93-10:p. 37, 1993.
- [Kuh94] E. Kuhlmann, 1994. Persönliche Mitteilung.
- [Lan94] J.S. Lange. Extraktion von Bremsstrahlungseignissen in Proton-Proton-Reaktion durch Anwendung künstlicher neuronaler Netze. Dissertation, Bochum, 1994.
- [Lea62] K.E. Lassila et al. Note on a Nucleon-Nucleon Potential. *Phys. Rev.*, 126:881, 1962.
- [Lea72] M.K. Liou et al. p-p Bremsstrahlung Calculations and Relativistic Spin Corrections. *Ann. of Phys.*, 72:323, 1972.
- [Lea80] M. Lacombe et al. Parametrization of the Paris Nucleon-Nucleon Potential. *Phys. Rev.*, C 21:861, 1980.
- [Lyo89] L. Lyons. *Statistics for nuclear and particle physicists*. Cambridge University Press, Cambridge, 1989.
- [Mac89] R. Machleidt. The Meson Theory of Nuclear Forces and Nuclear Structure. *Adv. Nucl. Phys.*, 19:189, 1989.
- [Mea87] R. Machleidt et al. The Bonn meson-exchange model for the nucleon-nucleon interaction. *Phys. Rep.*, 149:1, 1987.
- [Mea90] K. Michaelian et al. Proton-proton bremsstrahlung at 280 MeV. *Phys. Rev.*, D 41:2689, 1990.
- [Mee72] S. Meer van der. *CERN/ISR,P.O./*, 72-31, 1972.
- [Mey92] H.O. Meyer et al. Total cross section for $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ close to threshold. *Nucl. Phys.*, A 539:p. 633, 1992.

- [Mic92] P. Michel et al. Galvanogeformte Hohllichtleiter zur Lichtübertragung in Szintillationsdetektoren. *Mikrowellen & HF Magazin*, 18:p.170 ff, 1992.
- [Mic93] P. Michel, A. Schülke. Konfiguration eines LED-Testsystems für den COSY-TOF-Startdetektor MARS. COSY-TOF-notes RO-2-93, FZ Rossendorf, Institut für Kern- und Hadronenphysik, Mai 1993.
- [Nak89] K. Nakayama. High-energy photons in neutron-proton and proton-nucleus collisions. *Phys. Rev.*, C 39:1475, 1989.
- [Nak93] Ch. Nake et al., editor. *Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target mit extrem dünnen Folienfenstern*. Verhandl. DPG, 1993.
- [Nea78] M.M. Nagels et al. Low-energy nucleon-nucleon-potential from Regge-pole-theory. *Phys. Rev.*, D 17:768, 1978.
- [PB93] M.A. Preston and R.K. Bhaduri. *Structure of the Nucleus*. Addison-Wesley Publishing Company, Nex York, 2. edition, 1993.
- [Pea81] L. Petris et al. A phenomenological nucleon-nucleon interaction. *J. Phys.*, G 7:309, 1981.
- [Pea92] B.v. Przewoski et al. Differential cross section for proton-proton bremsstrahlung at 294 MeV. *Phys. Rev.*, C 45:2001, 1992.
- [Pfi90] U. Pfister. *Cooler Synchrotron COSY Jülich*, User Guide edition, May 1990.
- [Prz92] B. Przewoski v. et al. Differential cross section for proton-proton bremsstrahlung at 294 MeV. *Phys. Rev.*, C 45:p.2001, 1992.
- [Rea68] R. Reid et al. Local Phenomenological Nucleon-Nucleon Potentials. *Ann. of Phys.*, 50:411, 1968.
- [Rin91] P. Ringe. Ein Detektor für COSY: Überlegungen zu einem Datenerfassungssystem für das Flugzeitspektrometer. Diplomarbeit, Bochum, 1991.
- [Rin95] P. Ringe. Testmessungen an Detektorkomponenten. Dissertation, Bochum, 1995.
- [Rod93] E. Roderburg et al. Test des TOF-Quirls mit Höhenstrahlung. TOF-Note, KFA Jülich, November 1993.
- [Rya71] B. A. Ryan et al. Proton-Proton Differential Cross Sections from 600 to 1800 MeV/c. *Phys. Rev.*, D 3:p.1-9, 1971.
- [Sef90] T. Sefzick et al. A System for Simulation of Scintillator Light Signals. *Nucl. Instr. and Meth.*, A 288:p.571-573, 1990.

- [Shi82] F. Shimizu et al. Measurements of the pp cross sections in the momentum range 0.9-2.0 GeV/c. *Nucl. Phys.*, A 386:p. 571, 1982.
- [Sof93] Application Software Group. *PAW - Physics Analysis Workstation*. CERN Program Library Long Writeup Q121, 1993.
- [Ste94] M. Steinke, H. Brand. Eine erste Beschreibung der Offline-Software für das pp γ -Experiment. COSY-TOF-Notes BO-4.2-94, Ruhr-Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik I, 1994.
- [Wea86] R.L. Workman et al. Potential model calculation of proton-proton bremsstrahlung using the Paris potential. *Phys. Rev.*, C 34:780, 1986.
- [Wir95] S. Wirth. Dissertation, Erlangen, 1995.
- [Yuk35] H. Yukawa. *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, 17:48, 1935.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Graphische Darstellung der Beiträge des Ein- und Zwei-Pionen-Austausches zur Zwei-Nukleon-Streuamplitude \mathcal{T} . Der Ein-Pionenaustausch ist proportional zu g^2 und bildet $\mathcal{T}^{(1)}$, der Zwei-Pionenaustausch ist proportional zu g^4 und gibt den Beitrag $\mathcal{T}^{(2)}$. Die gestrichelten Linien kennzeichnen ein Meson, die durchgezogenen Linien die Nukleonen.	8
2.2	Graphische Darstellung der Prozesse zum Einkörperstrom. Die gestrichelten Linien kennzeichnen ein Meson, die durchgezogenen Linien die Nukleonen, die Wellenlinie das Photon.	10
2.3	Graphische Darstellung der Prozesse zum Zweikörperstrom. Die gestrichelten Linien kennzeichnen ein Meson, die durchgezogenen Linien die Nukleonen, die Wellenlinie das Photon.	10
2.4	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Photonenpolarwinkels für verschiedene theoretische Ansätze in on-shell und off-shell Näherung im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen aus	11
2.5	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Photonenpolarwinkels für verschiedene Protonenstreuwinkel. Die Datenpunkte sind aus	12
3.1	Schematische Darstellung des COSY-Ringes mit den externen Strahlplätzen	13
3.2	Schematische Darstellung des Flugzeitspektrometers	15
3.3	<i>links</i> : Korrelation der Streuwinkel der elastischen pp-Reaktion (Kennzeichnung des minimalen Öffnungswinkels der Polarwinkel), <i>rechts</i> : Energiespektrum der Photonen der pp γ -Reaktion im gesamten Phasenraum und für zwei verschiedene Triggermöglichkeiten mit dem Startdetektor	16
3.4	Schematische Darstellung der Szintillaterringe des Startdetektors .	17
3.5	Abmessungen (in <i>mm</i>) und Winkeleinstellung der Szintillatorplättchen der Ringe A und B zur Strahlachse – nicht maßstabsgerecht gezeichnet	19
3.6	Schematische Darstellung der Hohllichtleiter (Abmessungen in <i>mm</i>)	20
3.7	Lichtüberführung in mit Aluminium bedampften Hohllichtleitern (entnommen aus	20
3.8	Schematische Darstellung des mechanischen Anbaues der Leuchtdiode am Plexiglaslichtleiter	21
3.9	Justierung der Szintillatorsegmente	22

3.10	Schematische Darstellung des LH ₂ -Targets (Seitenansicht)	22
3.11	Aufbau der Testmodule	23
3.12	Meßaufbau für methodische Untersuchungen an den Startdetektorelementen	23
3.13	„Röntgen“-Bild von der „Spitze“ eines Szintillatorplättchens	24
3.14	Amplitudenspektrum vom Zentrum des Szintillators	24
3.15	Abhängigkeit der Signalamplitude in y-Richtung	25
3.16	Abhängigkeit der Signalamplitude in x-Richtung	25
3.17	Darstellung ausgewählter Punkte am Szintillator zur Untersuchung der Signalamplitude mit höherer Ortsauflösung (200 μm)	26
3.18	Abbildung des Spaltes an der Spitze der Segmente	27
3.19	Streifenspektrum – projiziert auf die Koordinate senkrecht zur Spaltrichtung – zeigt die Teilchen, die nicht im Szintillatorplättchen registriert wurden.	27
3.20	Vergleich von gemessener und mechanisch eingestellter Spaltbreite	28
3.21	Detektoreffektivität, gebildet aus der Winkelabhängigkeit der Signalamplitude und der minimal möglichen Spaltbreite von 100 μm	29
3.22	Einfluß der Detektoreffektivität auf das Energiespektrum der Photonen	29
3.23	Flugzeitspektrum, gemessen mit zwei Segmenten des Startdetektors	30
3.24	Experimentaufbau für die Testmessungen des Startdetektors am Rossendorfer Zyklotron	32
3.25	Blendenanordnung	32
3.26	ΔE -Spektren bei der Streuung von Protonen am Wolframtarget und ohne Wolframtarget	33
3.27	B-Korrelationsmatrix	34
3.28	Anordnung der B-Segmente	34
3.29	ΔE -Spektren: targetnahes (oben) und targetfernes Segment (unten)	35
3.30	Prozentuale Überlappung der Segmente	36
3.31	H-Konzentration im Wolfram	37
3.32	ΔE -Spektren bei der Streuung von Protonen am Wolframtarget und ohne Wolframtarget	38
3.33	Korrelationsmatrix A bei der Streuung von Protonen am Wolframtarget	39
3.34	Koinzidenzereignisse hintereinander stehender Segmente aus Ring A und B	39
3.35	Korrelationsmatrix des Ringes B bei der Messung der elastischen pp-Streuung	40
3.36	Bildung eines <i>Pixels</i> aus drei Lagen und einer <i>Raute</i> aus zwei Lagen im Zentralhodoskopdetektor – analog werden diese Flächen im Ringdetektor gebildet.	43
3.37	Darstellung der 0°–0°-Auslese	44
3.38	Darstellung der 90°–0°-Auslese	44
3.39	Darstellung der 180°–0°-Auslese	44
3.40	Darstellung der beidseitigen 90°-Auslese	45
3.41	Schematische Darstellung der Plexiglaslichtleiter	45
3.42	Dispersionskurve verschiedener Lichtleiterkonfigurationen	47
3.43	Intensität und Teilchensortenhäufigkeiten im Testareal T11	48

3.44	Schematischer Experimentaufbau für die Testmessungen	48
3.45	Schematische Schaltung des RTDC	49
3.46	Zeitspektren für die Messung an der Referenzkonfiguration (Angaben der Zeiten t_{flight} in Kanälen)	50
3.47	ADC-Spektren für die Messung an der Referenzkonfiguration	51
3.48	Zeitauflösung bei verschiedenen Lichtleiterkombinationen	51
3.49	Abschwächung der Signalamplitude entlang der x-Richtung des Szintillatorstreifens	52
3.50	Schwankung der Ortsauflösung in Abhängigkeit von x für die RTDC-Messung, die TDC-Differenzmethode und den Intensitätsvergleich	54
3.51	Einfluß des Čerenkov-Effektes auf die Zeitspektren (Angaben der Zeiten t_{flight} in Kanälen)	55
3.52	Korrelation der Winkel $(\vartheta_{\pi^+}^{lab}, \vartheta_p^{lab})$ und $(\vartheta_p^{lab}, \vartheta_p^{lab})$ bei einem Strahlimpuls von 1 GeV/c	58
3.53	Experimenteller Aufbau für die Messung der π^+ -p-Streuung	59
3.54	ΔE -Spektrum des Szintillators am Target	60
3.55	Flugzeitspektrum für die π^+ -p-Streuung	60
3.56	Ortsspektrum auf dem langen Streifen für gestreute Protonen und Pionen aus der π^+ -p-Streuung	61
3.57	Winkelverteilung für die elastische π^+ -p-Streuung	61
3.58	Position auf dem langen Streifen für die Protonen aus der p-p-Streuung	62
3.59	Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt für die pp-Streuung. Die Daten wurden aus	64
3.60	Differentieller Wirkungsquerschnitt für die elastische pp-Streuung bei einem Strahlimpuls von 1,7 . . . 1,8 GeV/c (entnommen aus	66
4.1	Schematische Darstellung des Experimentaufbaus in der ersten Messung mit dem Rossendorfer Startdetektor und dem Zentralhodoskopdetektor am COSY-Strahl	68
4.2	Winkelverteilung der gebildeten Pixel; <i>links</i> : Verteilung des rekonstruierten Polarwinkels; <i>rechts</i> : Differenz des Azimutwinkels zwischen Startsegment und Pixel gegen den Polarwinkel	70
4.3	ΔE -Spektrum eines Startsegmentes	72
4.4	„Röntgen“-Darstellungen des Startdetektors auf die Stopdetektorebene, <i>links</i> : Darstellung der targetnahen Segmente des Ringes B, <i>rechts</i> : Darstellung der Überlappungsbereiche	72
4.5	Korrelationsmatrix zur Selektierung komplanarer Ereignisse	73
4.6	Bestimmung der Summe $t_{light} + t_{calib}$	75
4.7	Bestimmung des Kalibrierungsoffset t_{calib}	75
4.8	Anpassung der Lichtlaufzeiten an die Messung mit kosmischer Strahlung	76
4.9	Flugzeitspektrum der Strahlteilchen	76
4.10	Kinematik der Zweiteilchenreaktionen: elastische pp-Streuung und $d\pi^+$ -Reaktion; die gestrichelten Linien kennzeichnen die Einschränkungen in der Nachweiseffizienz aufgrund des geometrischen Akzeptanzbereiches des Stopdetektors.	77

4.11	Wirkungsquerschnitt von pp-Reaktionen als Funktion des Strahlimpulses. Die Daten wurden aus	78
4.12	<i>links</i> : Polarwinkel ϑ_{π^+} als Funktion von ϑ_d ; <i>rechts</i> : Winkelverteilung des Deuterons im Phasenraum – Vergleich zwischen gesamten Phasenraum (hell) und der Einschränkung bedingt durch den Experimentaufbau (dunkel)	83
4.13	<i>links</i> : Streuwinkel ϑ_1 als Funktion von ϑ_2 für Ereignisse der Multiplizitätsbedingung $M_{Start} = 1$ und $M_{Stop} = 2$; <i>rechts</i> : entsprechende Winkelverteilung mit der Einschränkung auf komplanare Ereignisse (Linien $\hat{=}$ Kinematik)	84
4.14	Zeitdifferenzspektrum; <i>rechts</i> : mit der Einschränkung auf komplanare Ereignisse.	84
4.15	Kinematik der $pp \rightarrow pn\pi^+$ -Reaktion; Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Einschränkungen in der Nachweiseffizienz aufgrund des Rekonstruktionsbereiches.	85
4.16	Kinematik der $pp \rightarrow pp\pi^0$ -Reaktion; Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Einschränkungen in der Nachweiseffizienz aufgrund des Rekonstruktionsbereiches.	86
4.17	Winkel der Akomplanarität für die Reaktionen $pn\pi^+$ (<i>links</i>) und $pp\pi^0$ (<i>rechts</i>)	86
4.18	Winkel der Akomplanarität für die Ereignisse im Rekonstruktionsbereich	87
4.19	<i>missing mass</i> Rekonstruktion für die verschiedenen Reaktionshypothesen; <i>links</i> : $\Phi \leq 30^\circ$, <i>rechts</i> : $\Phi > 30^\circ$	88
4.20	<i>missing mass</i> Rekonstruktion der Neutronmasse für die verschiedenen Massenhypothesen; <i>links</i> : $\beta_1 > \beta_2$, <i>rechts</i> : $\beta_1 \leq \beta_2$	89
4.21	Differenz ($\beta_p - \beta_{\pi^+}$) für den gesamten kinematischen Bereich und den Rekonstruktionsbereich des Experimentes.	89
4.22	χ^2 -Verteilungen für die Massenhypothesen $p\pi^+n$ und π^+pn über der rekonstruierten <i>missing mass</i>	90
4.23	<i>missing mass</i> -Darstellungen für die Massenhypothesen zur $pn\pi^+$ -Reaktion;	91
4.24	<i>missing mass</i> -Spektrum der Reaktionshypothese $pp \rightarrow p\pi^+n$	91
4.25	Kinematik der $pp \rightarrow pp\gamma$ - und der $pp \rightarrow pp\pi^0$ -Reaktion; Die Linien kennzeichnen die Grenzen der Nachweisbereiche für die Experimentversionen.	93
4.26	Relative Auflösungen der Spektrometeranordnung mit dem Zentralhodoskop für ausgewählte Experimentversionen	94
4.27	<i>missing mass</i> -Spektrum der Photonen und Pionen bei der Energie $T_{Strahl} = 294 MeV$ und dem Nachweis der Protonen entsprechend #7	95
4.28	Darstellung der χ^2 -Werte für die simulierten Ereignisse unter den Reaktionshypothesen $pp\gamma$ und $pp\pi^0$	95
4.29	Verbesserung der relativen Auflösung der Photonenenergie durch die Anwendung der Methode der kinematischen Anpassung	96

Tabellenverzeichnis

1.1	Beschleuniger, an denen Experimente zur Untersuchung der pp -Bremsstrahlung durchgeführt werden.	4
3.1	Strahlungslängen verschiedener Medien	18
3.2	Materialdaten für Lichtleiter und Szintillator	46
3.3	Ergebnisse der Simulation der Lichtausbeute für verschiedene Lichtauslesekonfigurationen	47
3.4	Flugzeiten von Protonen und Pionen bei $p_{beam} = 1 \text{ GeV}/c$	49
3.5	Vergleich der Lichtüberführung, Orts- und Flugzeitauflösung der Testkonfigurationen	56
3.6	Winkelbereich der gestreuten Pionen und Protonen	59
3.7	Zusammenstellung der Ergebnisse	62
3.8	Materialdaten für das LH_2 -Target	64
3.9	Winkelbereiche der Protonen der elastischen Streuung. Unter der Komponente „Faß 3 (korrel.)“ wird der Bereich des Fasses 3 verstanden, in dem beide korrelierte Protonen der Reaktion beobachtet werden.	65
4.1	Datenmaterial für die Auswertung mit dem Start- und dem Zentralhodoskopdetektor	69
4.2	Kombinationen von Multiplizitäten im Start- und Stopdetektor	70
4.3	TOF-Kurzvarianten mit dem Zentralhodoskop	92
4.4	Auflösungen der Spektrometeranordnung mit dem Zentralhodoskop	94

Versicherung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Ausland noch im Inland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Dresden, den 12. Juli 1995

Die Dissertation wurde unter der wissenschaftlichen Betreuung von Prof. Dr. rer. nat. H. Freiesleben am Institut für Kern- und Teilchenphysik der TU Dresden und von Dr. rer. nat. habil. K. Möller am Institut für Kern- und Hadronenphysik des Forschungszentrums Rossendorf e.V. angefertigt.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Freiesleben für die Möglichkeit der Mitarbeit, die er mir in seiner Gruppe am Institut für Kern- und Teilchenphysik der TU Dresden bot. Ich danke ihm für die hilfreichen, fachlichen Diskussionen und für viele Antworten, die den wissenschaftlichen Bereich auch überschreiten.

Mein Dank gilt der Mittelenergiephysik-Gruppe, insbesondere Herrn Dr. K. Möller. Ich möchte ihm für sein Interesse an meiner Arbeit und seine großen Bemühungen, mir beste Bedingungen unter oftmals unmöglichen Umständen zu bieten, danken. Ich möchte Herrn Dr. P. Michel für seine Hilfen bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente danken, die für die Realisierung der Messungen sehr wichtig waren. Für lustige Stunden in vielen Fragen der Rechnernutzung möchte ich Herrn A. Schamlott danken. Bei Frau Dr. B. Naumann bedanke ich mich für die Einführung in die umfangreichen CERN-Bibliotheken. Für die schöne Zeit am CERN möchte ich meiner Gruppe danken. Für viele interessante Diskussionen möchte ich mich bei Herrn Dr. H. Müller bedanken.

Weiterhin möchte ich mich bedanken bei

- der Erlanger Gruppe der COSY-TOF-Kollaboration für die Möglichkeit der Durchführung der CERN-Experimente,
- Herrn Prof. Dr. E. Kuhlmann, für die hilfreichen Diskussionen bei der Datenauswertung
- Dr. M. Steinke, für die schnelle Hilfe per mail und telnet aus Bochum bei der Installation der Auswertesoftware,
- Herrn J. Hutsch und den Mitarbeitern des Detektorlabors sowie Herrn E. Mende und den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt für die schnelle Lösung technischer Probleme,
- Frau I. Probst und Frau U. Baumann für die Erstellung von Zeichnungen, Folien..., Frau I. Probst für Erdbeeren, Kirschen, ...
- Frau Kluge und Frau Römer für die freundliche Atmosphäre im Sekretariat und die Hilfe bei der Bewältigung jeglicher bürokratischer Probleme,
- Frau Ch. Schneidereit für so manche Fehlersuche in den kumacs und für die liebevolle Umsorgung meines verwöhnten Lebens mit Tee und ...

Außerdem möchte ich mich bei Dr. K. Brinkmann, Dr. J.S. Lange und Herrn A. Böhm für viele interessante und auch lustige Diskussionen bedanken, besonders aber bei Frau B. Hübner für eine sehr umständliche, aber prima Eisenbahnfahrt durch Deutschland von Dresden nach Jülich.

Für eine wunderschöne Studien- und Promotionszeit möchte ich meiner kleinen Tochter Sadia, meinem Mann Thomas und meiner ganzen Familie danken.

Thesen zur Dissertation:

**Methodische Untersuchungen und
Testmessungen für das
pp-Bremsstrahlungsexperiment am
COSY-TOF-Spektrometer**

vorgelegt von
Anett Schülke

Thesen zur Dissertation:
**Methodische Untersuchungen und
Testmessungen für das
pp-Bremsstrahlungsexperiment am
COSY-TOF-Spektrometer**

vorgelegt von
Anett Schülke

1. Die Untersuchungen zur Proton-Proton-Bremsstrahlung eröffnen eine Möglichkeit, die *off-shell* Effekte der Kernkraft zu studieren. Da die Emission des Photons im Rahmen der Quantenelektrodynamik behandelt werden kann, können Informationen über die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung gewonnen werden. Diese Wechselwirkung wird durch Mesonenaustauschpotentiale beschrieben.
2. Vergleiche der verschiedenen OBEP¹-Formulierungen des Kernpotentials zeigen Abweichungen untereinander, die in der Größenordnung der Meßfehler der bisherigen Daten liegen. Sie lassen eine eindeutige Interpretation der Meßergebnisse hinsichtlich der Modellansätze nicht zu. Die derzeit vorliegenden Daten zeigen, daß weitere umfangreiche Messungen des Wirkungsquerschnittes und der Spinobservablen in komplanaren und akomplanaren Geometrien zum Studium der $pp\gamma$ -Reaktion erforderlich sind.
3. Für ein Experiment zur Untersuchung der Proton-Proton-Bremsstrahlung wird am COSY-Beschleuniger des Forschungszentrums Jülich ein Flugzeitspektrometer aufgebaut. Der Beschleuniger wird Protonen in einem Impulsbereich von $270 \dots 3300 \text{ MeV}/c$ mit einer Emittanz $\leq 1\pi \text{ mm mrad}$ zur Verfügung stellen.
4. Das Flugzeitspektrometer besteht aus einem zylindrischen Hodoskop mit drei modularen Faßkomponenten und einer zweiteiligen Endkappe. Für geladene Teilchen werden die Flugzeiten, -richtungen und Multiplizitäten nachgewiesen. Ungeladene Teilchen können über die Viererimpulserhaltung rekonstruiert werden.
5. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für das $pp\gamma$ -Experiment ein Startdetektor gebaut. Die wesentliche Aufgabe des Startdetektors besteht in einer Zeit- und Richtungsinformation der nachgewiesenen Teilchen nahe am Targetpunkt, um über ein Triggersystem eine Unterdrückung der elastischen

¹OBEP- One-Boson-Exchange-Potential

Streuung zu ermöglichen. Hierzu wurde der Startbereich in zwei Szintillatorringe, einen Start- und einen Vetoring, unterteilt, welche jeweils aus 16 Szintillatorsegmenten der Dicke $d_{sc} = 500 \mu m$ aufgebaut sind. Für die Durchführung des Primärstrahles besitzt der Startring einen Innendurchmesser von 2 mm.

6. Die Lichtüberführung zum Photomultiplier wurde durch Hohllichtleiter realisiert. Diese Lichtleiter weisen eine Lichtübertragungseffizienz von etwa 40% auf. Untersuchungen einzelner Detektorelemente zeigen, daß aufgrund der Materialbearbeitung Randeffekte im Bereich bis 1 mm von der Szintillatorkante auftreten, die zu einer Absenkung der Lichtausbeute um 10 – 20% führen. Damit ist aber keine meßbare Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit minimal ionisierender Teilchen verbunden.
7. An der Spitze der Elemente des Startringes wird jedoch in einem Bereich bis 1,5 mm eine Verringerung der Signalamplitude auf 50% der Maximalamplitude registriert.
Untersuchungen des ineffektiven Spaltbereiches zwischen den Segmenten des Startringes ergeben eine minimale Spaltbreite von 100 μm . Die Überlagerung dieser beiden Effekte bedeutet einen Verlust von etwa 3,6% der Ereignisse der Bremsstrahlungsreaktion. Der Vetoring deckt den Winkelbereich zur Selektierung der elastischen Streuung vollständig ab.
8. Zur Darstellung der Ereignisse im Startdetektor wurde eine Korrelationsmatrix eingeführt, welche die Einzel- und die Zweifach-Koinzidenzen der Szintillatorringe enthält. Die Zuordnung der Ereignisse in dieser Matrix liefert neben einer Einschätzung der geometrischen Justierung des Startdetektorsystems eine grobe Richtungsinformation für die nachgewiesenen Teilchen.
9. Für das Flugzeitspektrometer werden derzeit Untersuchungen zur Erarbeitung eines Konzeptes für die Faßkomponenten des Stopdetektors durchgeführt. Teil dieser Arbeit sind methodische Untersuchungen zur zweiseitigen Auslese 2,5 m langer Szintillatorstreifen.
10. Die Ortsbestimmung des in einem Streifen nachgewiesenen Teilchens erfolgt über die Lichtlaufzeitdifferenzmethode. Die Flugzeit wird aus der Summe der gemessenen Zeiten ermittelt. Um eine on-line Bestimmung des Ortes, welche zur Unterdrückung der elastischen Streuung notwendig ist, zu realisieren, wurde in der Kollaboration ein Real Time to Digital Converter (RTDC) entwickelt.
11. Die aus den Untersuchungen resultierende Konfiguration für eine zweiseitige Auslese der Szintillatorstreifen beruht auf einer Umlenkung des Lich-

tes um 90° mit Hilfe verspiegelter Prismen. Für diese Auslesevariante wird eine Ortsauflösung von $9,9 \text{ cm}$ (FWHM) mit dem RTDC-Modul und von $11,1 \text{ cm}$ (FWHM) aus der Zeitdifferenzmethode erreicht. Die Flugzeitauflösung beträgt $1,1 \text{ ns}$ (FWHM).

12. Aufgrund ihrer Länge von $2,5 \text{ m}$ überdecken diese Szintillatorstreifen einen großen Raumwinkel. Daher ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit, daß durch zufällige Koinzidenzen Fehlinterpretationen auftreten. Bei einer Primärstrahlrate von 10^2 Teilchen pro Meßintervall von $\Delta t_M = 100 \text{ ns}$ ergibt sich für die elastische Streuung bei einem Strahlimpuls von $1,8 \text{ GeV}/c$ eine Sekundärrate von $0,05/\Delta t_M$ und eine Fehlerrate von $6,4 \cdot 10^{-6}/\Delta t_M$.
13. Im Mai 1994 fand am Flugzeitspektrometer das erste Experiment mit dem Zentralhodoskop, der einen Teil der Endkappe des Stopdetektors bildet, und dem Startdetektor statt. Diese Messungen wurden bei einer Energie der Protonen von 455 MeV durchgeführt.
14. Wesentlicher Bestandteil dieser ersten Messung ist der Test der Detektor-komponenten. In diesem Experiment wurde nur der Vetoing als Startzähler eingesetzt, da nur ein ungekühlter Strahl zur Verfügung stand.
15. Die Flugzeitauflösung dieser Spektrometeranordnung beträgt $0,61 \text{ ns}$ (FWHM).
16. Der in diesem Experiment überdeckte Winkelbereich ermöglichte die Rekonstruktion der Zweiteilchenreaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ und der Dreiteilchenreaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$.
17. Für die Rekonstruktion der $pn\pi^+$ -Reaktion wurde die *missing mass* Methode eingesetzt. Sie besteht darin, aus den gemessenen Geschwindigkeitsvektoren unter Annahme der Reaktionshypothese $pp \rightarrow pn\pi^+$ die Neutronenmasse zu rekonstruieren.
18. Da in dieser Messung keine Teilchenidentifizierung gegeben ist, sind für die Ejektile zwei Massenhypothesen für die Bestimmung der Neutronenmasse möglich. Zur Trennung der Reaktionshypothesen $p\pi^+n$ und π^+pn wurde das Verfahren der kinematischen Anpassung eingesetzt. Das Maß für die Zuordnung der Ereignisse ist der berechnete χ_{norm}^2 -Wert. Bei einer Forderung von $\chi_{norm}^2 \leq 1$ erfüllen weniger als 5% der Ereignisse noch beide Reaktionshypothesen.

19. Die derzeit zur Verfügung stehenden Spektrometerkomponenten ermöglichen nur eine begrenzte Erfassung des Raumwinkels für pp -Reaktionen. Sowohl aus der Kinematik als auch aus einem abgeschätzten Wirkungsquerschnittsverhältnis der $pp\pi^0$ - zur $pp\gamma$ -Reaktion von 0,1 bei einer Energie von 280 MeV folgt, daß eine Messung der Bremsstrahlungsreaktion nahe der Schwelle der Mesonenproduktion durchgeführt werden kann. Aus einer Simulation beider Reaktionen folgt, daß diese Reaktionskanäle im *missing mass* Spektrum getrennt werden können.

20. Unter der Voraussetzung der Kenntnis des Reaktionskanals $pp \rightarrow pp\gamma$ kann mit Hilfe der kinematischen Anpassung die Auflösung der Photonenenergie von 19% auf 7% für die angepaßten Werte bei einem $\chi_{norm}^2 \leq 1$ verbessert werden.