Ein Silizium-Detektor für das HERMES-Experiment

Diplomarbeit
von
Bernhard Krauß
aus Altdorf

Physikalisches Institut der FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität
Erlangen-Nürnberg

Oktober 2000

Abgabetermin: 31. Oktober 2000

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Nach unserem heutigen Wissen gibt es im Universum vier fundamentale Kräfte: Gravitation, Elektromagnetismus, schwache und starke Kraft. Zur Beschreibung der letzteren drei ist die Methode der Eichtheorien zu einem unentbehrlichen Werkzeug geworden. Die Quantenchromodynamik (QCD), die die starke Kraft beschreibt, ist dabei die neueste und komplizierteste. Aus diesem Grunde ist der mathematische Aufwand enorm und oft werden nur perturbative Rechnungen (pQCD) durchgeführt. Andererseits gibt es auf diesem Gebiet aber auch viele neue Entwicklungen.

Dies gilt zum Beispiel für die sog. exklusiven bzw. diffraktiven Prozesse, die in letzter Zeit zunehmendes Interesse hervorgerufen haben. Obwohl sie experimentell zumindest seit den 70er Jahren bekannt sind, war lange Zeit kein QCD-Modell dazu in der Lage, eine für jede Kinematik gültige Beschreibung zu finden. Besonders für Teilchenexperimente mit geringer Virtualität Q^2 war man deshalb auf Alternativen wie die halbempirische Regge-Theorie oder das Vektor-Meson-Dominanz-Modell (VMD) angewiesen.

Besonders problematisch waren die Vorhersagen für das HERMES-Experiment. Einerseits liegt bei HERMES die invariante Masse W des hadronischen Endzustands zwischen dem Bereich der Nukleonresonanzen und dem durch QCD begründeten exponentiellen Verhalten bei hohen W. Andererseits liegt die Virtualität des Photons zwischen dem VMD-Bereich bei kleinen Q^2 und dem klassischen QCD-Verhalten bei großen Q^2.

Durch die Entwicklung der sog. Off-forward-parton-distributions (oder kurz OFPDs) änderte sich diese Situation. Was vorher kaum interpretierbar war, ist nun Test für eine neue Theorie. Diese ist in der Lage, eine für alle exklusiven Prozesse gültige Beschreibung anzugeben und sinnvolle Observablen zu definieren. Die bei HERMES gemessenen Resultate können mit ihr verglichen und erste frei Parameter festgelegt werden. Auf diese Weise kann speziell HERMES dazu beitragen, das Verständnis der starken Kraft zu verbessern und neue Erkenntnisse über die Struktur der Materie zu sammeln.

Ein wichtiger Teildetektor, der dieses ermöglichen soll, ist der sog. Rückstoßdetektor. Er wird in erster Linie langsame Protonen beobachten, die für die genannten Prozesse charakteristisch sind. Auf diese Weise wird er das HERMES-Spektrometer sinnvoll ergänzen. Sowohl der Nachweis der Prozesse als auch die Präzision einiger Meßgrößen wird durch seinen Einsatz deutlich verbessert werden.

1 Das HERMES-Experiment

1.1 Physik bei HERMES

Das HERMES-Experiment ist eines der vier Experimente an der HERA-Beschleunigerring-anlage des Deutschen Elektronensynchrotrons (DESY) in Hamburg.

Diese wurde zwischen 1984 und 1990 errichtet und ist dazu in der Lage, Elektronen auf 27.5 GeV und Protonen auf 920 GeV Gesamtenergie zu beschleunigen. Elektronen und Protonen laufen in zwei getrennten Ringen mit entgegengesetzter Umlaufrichtung, wobei die Magnete des Protonenrings supraleitend sind.

Es wurden zwei Kollisionspunkte eingerichtet. Zwischen 1988 und 1992 wurden dort die Detektoren ZEUS und H1 installiert, die eine Akzeptanz von nahezu 4π aufweisen. Diese Experimente sind auf klassische Hochenergiephysik mit Untersuchung von Teilchenjets spezialisiert.

Erst 1994/95 folgte der HERMES('HERA Measurement of Spin')-Detektor, der lediglich den Elektronenstrahl verwendet. Dabei wird dieser an einem internen Gastarget gestreut; es handelt sich also um ein Experiment mit ruhendem Target. HERMES wurde konstruiert, um spinpolarisierte Physik zu betreiben.

Inzwischen ist das vierte Experiment am HERA-Ring in Betrieb genommen worden. HERA-B verwendet nur den Protonenstrahl in Kombination mit einem Draht-Target und wird in großen Mengen B-Mesonen produzieren. In ihren Zerfallsreaktionen läßt sich das Standardmodell der Teilchenphysik und besonders die Verletzung der CP-Symmetrie testen.

Speziell das HERMES-Experiment stellte an die Beschleunigerringanlage Anforderungen, die über die normalen Eigenschaften von Speicherringen hinausgehen. Um spinpolarisierte Messungen durchführen zu können, muß nämlich ein polarisierter Leptonenstrahl erzeugt werden. Dazu wurde die Tatsache ausgenutzt, daß sich der Spin der Strahlelektronen auf Grund einer Asymmetrie in der Abstrahlung von Synchrotron-Strahlung [BDS+:75] im Lauf einiger Minuten parallel zu den Feldlinien der Ringmagnete ausrichtet, sofern die Feldanordnung dafür optimiert ist. Der Spin kann nun auf der geraden Strecke, auf der HERMES liegt, gedreht werden, so daß er parallel zum Strahl liegt. Nach Durchlaufen der geraden Strecke wird der Spin wieder in die transversale Richtung zurückgedreht.

Gleichzeitig verfügt HERMES über ein spinpolarisiertes Speicherzellen-Gastarget, in welches verschiedene Gase (H,D,He) injiziert werden können. Der Spin läßt sich parallel, antiparallel oder transversal zum Elektronenstrahl einstellen.

Auf diese Weise kann die Streuung von polarisierten Leptonen an polarisierten Nukleonen beobachtet werden, was insbesondere die Extraktion der physikalisch wichtigen Observablen $A_{||}$ zuläßt.

$A_{||}$ ist für Wasserstoff definiert als Asymmetrie zwischen den Wirkungsquerschnitten für antiparallele ($\sigma^{\rightleftarrows}$) und parallele ($\sigma^{\rightrightarrows}$) Spineinstellung der kollidierenden Teilchen

$$A_{||} = \frac{\sigma^{\rightleftarrows} - \sigma^{\rightrightarrows}}{\sigma^{\rightleftarrows} + \sigma^{\rightrightarrows}} . \tag{1.1}$$

Ab 2001 soll außerdem eine zweite Größe beobachtet werden, die aus Messungen mit longitudinaler Strahl- und transversaler Targetpolarisation erhalten wird. Dieses $A_{\perp}$ ist definiert als [HER:90]:

$$A_{\perp} = \frac{\hat{\sigma}^{\rightarrow\Uparrow} - \hat{\sigma}^{\rightarrow\Downarrow}}{\hat{\sigma}^{\rightarrow\Uparrow} + \hat{\sigma}^{\rightarrow\Downarrow}} , \tag{1.2}$$

wobei $\hat{\sigma}$ definiert ist als:

$$\hat{\sigma} = \int \frac{1}{cos\phi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi . \tag{1.3}$$

ϕ ist der Zwischenwinkel, den man erhält, wenn man die Richtung des nach oben zeigenden Polarisationsvektors des Targetnukleons und die Spur des jeweils gestreuten Elektrons in eine Ebene senkrecht zum einfallenden Elektronenstrahl projiziert.

Aus der kombinierten Messung beider Größen kann man auf die Asymmetrien A_1 und A_2 der virtuellen Photonen schließen. Diese sind wiederum verbunden mit den polarisierten Strukturfunktionen g_1 und g_2, sowie der unpolarisierten Strukturfunktion F_1. Unter Verwendung von F_1 [NMC:97] ist es daher möglich, g_1 und g_2 mit hoher Präzision zu messen.

Von gleicher Bedeutung, wie die Strukturfunktionen F_1 und g_1, ist die Strukturfunktion h_1 der transversal polarisierten Quarks [HER:00e]. Für naive nicht-relativistische Modelle würde gelten $h_1 = g_1$. In der Realität ist dies nicht der Fall. Aus diesem Grund enthält h_1 weitere Informationen über die Verteilung $\delta q(x)$ der transversal polarisierten Quarks. Die experimentelle Bestimmung setzt eine Messung mit transversaler Targetpolarisation voraus, wie sie ab 2001 durchgeführt wird..

Als eine weitere, noch unbekannte Strukturfunktion kann b_1 bestimmt werden. Diese erhält man aus Streuung am Deuterium im tensorpolarisierten Zustand [HER:90]. Erste Messungen dafür wurden im Sommer 2000 durchgeführt.

Alle diese Messungen werden es erlauben, die Struktur des Nukleons weiter aufzuklären und gleichzeitig wichtige Summenregeln der QCD zu überprüfen. Dazu zählt die Bjorken-Summenregel, die von fundamentaler Bedeutung für die QCD ist.

Neben diesen ursprünglichen Zielen des Projekts haben sich im Lauf der Zeit neue Möglichkeiten herausgestellt, zum Teil auch mit Hilfe von Messungen an unpolarisierten Targetgasen. Die Bestimmung von Fragmentationsfunktionen, die Beobachtung von Ereignissen mit hohem Transversalimpuls und die Produktion von polarisierten Lambda-Teilchen bzw. Vektormesonen sind nur einige der vielen Programmpunkte von HERMES.

1.2 Der Detektor

Das HERMES-Experiment gliedert sich in verschiedene funktionelle Gruppen. Wichtigste Voraussetzung für das polarisierte Physikprogramm ist das interne, polarisierte Gastarget mit der dazugehörigen Infrastruktur, sowie eine Meßapparatur zur Bestimmung der Polarisation des Leptonenstrahls. Letztere wird durch zwei ausgelagerte Polarimeter realisiert, die die longitudinale (LPOL) beziehungsweise transversale (TPOL) Polaristion an den entsprechenden Stellen im Speicherring messen.

Das Target selbst ist folgendermaßen aufgebaut: Aus einer Atomstrahlquelle (ABS) wird ein polarisierter Strahl von Gasatomen in die Speicherzelle injiziert. Die im Querschnitt elliptische Zelle ist 0.9 cm hoch, 2.1 cm breit und 40 cm lang. Sie ist aus extrem dünnwandigem Aluminium hergestellt ($d = 75\,\mu$m [Bau:00]).

Um Depolarisation durch die magnetischen Felder der zirkulierenden Elektronenpakete zu vermeiden, existiert ein lokales Haltefeld von ca. 0.35 T für longitudinale Polarisation. Ab 2001 soll mit transversaler Polarisation und einem Haltefeld von mindestens 0.3 T [Ste:00c] gemessen werden. Der entsprechende Magnet wird gerade konstruiert.

In der Mitte der Targetzelle existieren zwei Anschlüsse - einer davon für die Atomstrahlquelle, die das polarisierte Gas liefert, und einer für das Breit-Rabi-Polarimeter, das dessen Polarisation mißt (siehe Abbildung 1.1).

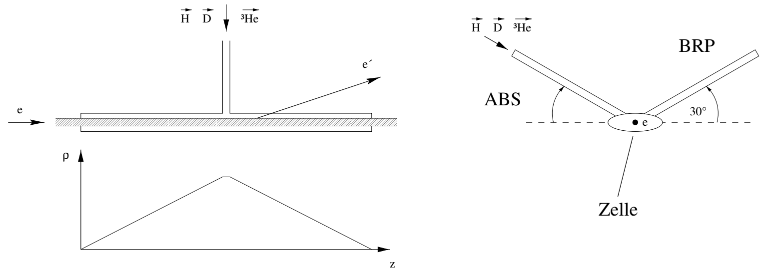

Abbildung 1.1: Die HERMES-Targetzelle mit den Anschlüssen für die Atomstrahlquelle(ABS) und das Breit-Rabi-Polarimeter(BRP). Außerdem ist das Dichteprofil in der Zelle dargestellt.

In der Praxis wird eine Polarisation von mehr als 90% in der Zelle erreicht. Letzte Ergebnisse deuten auf geringe Polarisationsverluste in der Speicherzelle hin. Diese Tatsache verringert den Fehler bei der Bestimmung der effektiven Polarisation, weil dann die im Breit-Rabi-Polarimeter gemessene Polarisation recht genau der mittleren Targetpolarisation entspricht.

Ein weiterer wichtiger Parameter neben der Polarisation ist die integrierte Targetdichte: Für das Jahr 2000 wurde eine mittlere Targetdichte von $2 \cdot 10^{14}$ Nukleonen pro cm^2 für die polarisierten Messungen mit Deuterium erreicht. Die Dichte für das unpolarisierte Physikprogramm liegt etwa um einen Faktor 100 höher. Als Dichteprofil erhält man die in Abbildung 1.1 dargestellte Dreieckskurve mit der maximalen Dichte am ABS-Einlaß bei z=0.

Zur Bestimmung der Luminosität ist ferner die Stromstärke des Leptonenstrahls notwendig. Im Jahr 2000 war diese kleiner als 50 mA. Mit 40 mA ergibt sich für die Luminosität ein repräsentativer Wert von $50\,\mu b^{-1}s^{-1}$.

Die erste Detektorgruppe, auf die Reaktionprodukte treffen, sind die Detektoren vor dem großen Spektrometermagneten (siehe Abbildung 1.2). Sie werden hauptsächlich zu Spurbestimmung verwendet, mit Ausnahme des Hodoskops H0, das für den Trigger benötigt wird.

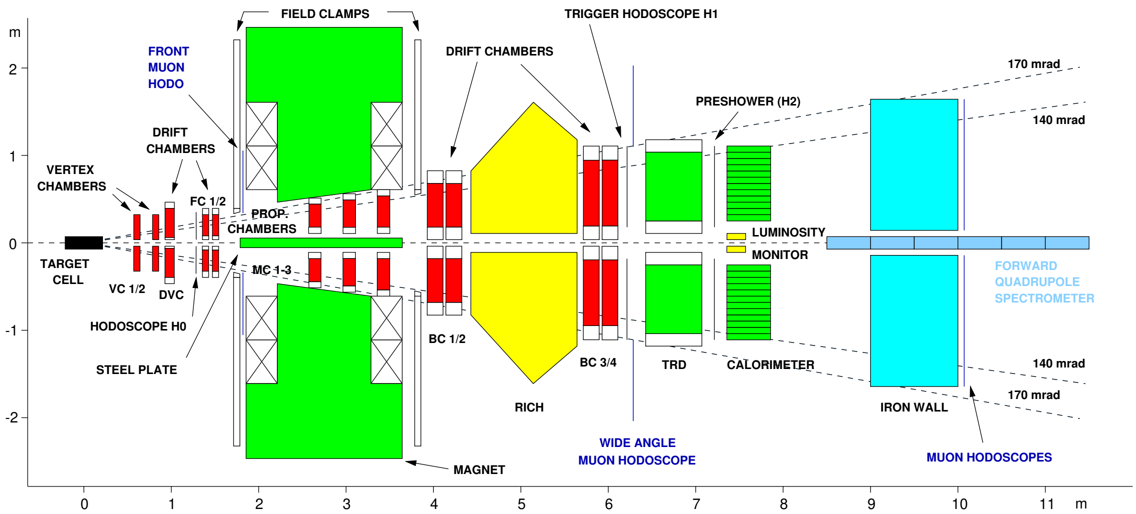

Abbildung 1.2: Bei HERMES handelt es sich um ein Experiment mit ruhendem Target. Deshalb ist die Abdeckung eines kleinen Winkelbereichs ausreichend, weil auf Grund des Lorentz-Boosts die meisten Reaktionsprodukte unter kleinen Winkeln erzeugt werden.

Augenblicklich sind die folgenden Detektoren installiert:

Die Drift-Vertex-Kammern (DVCs) sind Driftkammern, die aus Drähten in jeweils 3 verschiedenen Richtungen aufgebaut sind. Pro Orientierung existieren 2 Ebenen. Die

DVCs haben eine Winkelakzeptanz, die deutlich über die Akzeptanz des übrigen Spektrometers hinausreicht. Auf diese Weise wird die Akzeptanz für Charm-Produktion erhöht.

Die Front-Drift-Kammern (FC) sind direkt vor dem Spektrometermagneten angebracht und decken die Standardakzeptanz ab.

Die Frontdetektorgruppe ist modifizierbar. So können z. B. zusätzliche Vertexkammern eingefügt werden. Der Einbau einer weiteren DVC wird im Augenblick diskutiert. Außerdem werden die sog. Lambda-Räder als erster Teil des Silizium-Projektes im Jahr 2001 installiert (siehe unten).

Auf die Frontdetektorgruppe folgt der Spektrometermagnet. Er hat eine integrierte Feldstärke von 1.3 Tm und dient zur Impulsbestimmung der Teilchen aus der Bahnkrümmung. Im Inneren des Magneten befinden sich drei Vielfachproportionalkammern (Magnetkammern, MC). Elektronen- und Protonenstrahl müssen gegen das Magnetfeld abgeschirmt werden; deshalb befindet sich in der Mitte des Magneten eine Septumplatte, die die beiden Strahlrohre enthält.

Die Öffnung des Spektrometermagneten beschränkt die Teilchenbahnen auf die HERMES-Standardakzeptanz, die vertikal im Bereich $\pm 40 ... \pm 140$ mrad und horizontal im Bereich $-170 ... + 170$ mrad liegt.

Hinter dem Magneten liegen als weitere Spurdetektoren die vier rückwärtigen Driftkammern (BC). Außerdem befinden sich hier die beiden Hodoskope H1 und H2 für den Trigger.

Um die Effizienz in der Erfassung von Myonen zu verbessern, wurden als nachträgliche Erweiterung eine Reihe von Myon-Hodoskopen hinzugefügt. Ein zusätzlicher neuer Detektor ist das "Forward Quadrupole Spectrometer", das die Erfassung von gestreuten Elektronen unter kleinen Winkeln ermöglicht.

Zur Teilchen-Identifikation werden vier Detektoren eingesetzt:

Der Ring-Imaging-Cerenkov-Counter (RICH) erlaubt eine klare Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen im Bereich von ca. $2 - 16$ GeV [Neg:00]. Zur Identifikation von Leptonen trägt er kaum bei.

Demgegenüber ermöglicht der Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) eine Identifikation speziell von Leptonen.

Gleiches gilt für den sog. Preshower, der aus einem 2 Strahlungslängen dicken Blei-Radiator und den Szintillatormodulen des Hodoskops H2 aufgebaut ist.

Als letzte Stufe wird ein Bleiglaskalorimeter verwendet, das aus Blöcken von 9 cm $\times$ 9 cm aufgebaut ist. Da Teilchenschauer mehr als einen Block erfassen, ist neben einer Bestimmung der Energie auch eine relativ exakte Bestimmung der Position aus dem radialen Schauerprofil möglich. Die Elektron-Hadron-Separation erfolgt über das Verhältnis der Energie zum vorher gemessenen Impuls.

Durch die eingesetzten Detektoren und Algorithmen wird die Wahrscheinlichkeit der fälschlichen Identifikation eines Hadrons als Lepton auf 10^{-4} reduziert. Das entspricht einer Unterdrückung der Rate auf unter 1% [Gut:99].

1.3 Detektor-Erweiterung mit Silizium-Detektoren

Obwohl das HERMES-Spektrometer vollkommen zur Untersuchung der ursprünglich im Mittelpunkt des Interesses stehenden Fragestellungen geeignet ist, hat es in den letzten Jahren Bestrebungen gegeben, den Detektor zu erweitern [HER:97].

Die Überlegung ging dabei in zwei verschiedene Richtungen: Einerseits ermöglicht das dünnwandige Speicherzellengastarget die direkte Beobachtung von Reaktionsprodukten mit geringen Impulsen, die für Reaktionen mit geringen Impulsüberträgen charakteristisch sind; diese können bei vielen anderen Experimenten nur indirekt nachgewiesen werden. Andererseits wäre eine erhöhte Winkelakzeptanz sowie eine verbesserte Vertex-Rekonstruktion für viele Reaktionen hilfreich.

Für beide Fragestellungen sind Siliziumdetektoren optimal geeignet.

Aus diesem Grunde wurde 1998 ein Siliziumtestzähler in das Vakuum der Targetkammer eingebaut [Fie:00] und erfolgreich über mehrere Monate hinweg betrieben. Die daraus erhaltenen technischen Kenntnisse waren für beide Erweiterungen wichtig.

Da die eingeschränkte Winkelakzeptanz des Spektrometers speziell für den Zerfall von Lambdas als störend empfunden wurde, wurden die sog. Lambda-Räder [HER:97] [vBea:98] konstruiert. Sie müssen aus Platzgründen in das Vakuum des Pumpkreuzes, welches sich an die Targetkammer anschließt, eingebaut werden. Als Lösung bot sich ein Entwurf in Form eines radialsymmetrischen Siliziumdetektors an (siehe Abbildung 1.3).

Die Lambda-Räder liegen bei $z = 45$ cm und $z = 50$ cm. Sie decken Radien zwischen 7 cm und 17.5 cm ab.

Für die angesprochene transversale Physik wird zwischen 2001 und 2006 ein großer Teil der Datennahme mit einem transversalen Haltefeld im Targetbereich erfolgen. Die dafür vorgesehene Targetkammer hat eine geringere vertikale Ausdehnung als die bisher eingesetzte longitudinale Targetkammer. Dadurch kommt es zu einer gewissen geometrischen Abschattung, die nur die Lambda-Räder, nicht aber die HERMES-Standardakzeptanz betrifft. Die Akzeptanz der Lambda-Räder wird deshalb in vertikaler Richtung durch zwei gerade, waagrechte Schnitte begrenzt sein. Etwa 10% der registrierbaren Lambda-Zerfälle können auf diese Weise nicht wahrgenommen werden[Vik:99].

Das zweite Siliziumprojekt beschäftigt sich mit der Beobachtung langsamer Hadronen, welche als Rückstoßteilchen bei einigen Ereignistypen auftreten können. Der Detektor wird daher als Rückstoßdetektor bezeichnet. Er soll in unmittelbarer Nähe des Speicherzellentargets seitlich montiert werden und wird niederenergetische Protonen aus verschiedenen Prozessen nachweisen können.

Die vorliegende Arbeit enthält Designstudien für einen solchen Detektor, wobei hauptsächlich der Einsatz für Messungen mit transversalem Haltefeld angestrebt wird. Das Ziel dieser Arbeit wird sein, die teilchenphysikalischen Prozesse zu studieren, das aus der Konstruktion der anderen Siliziumdetektoren gewonnene technische Wissen anzuwenden und daraus einen ersten Vorschlag für den Aufbau des Detektors zu erarbeiten.

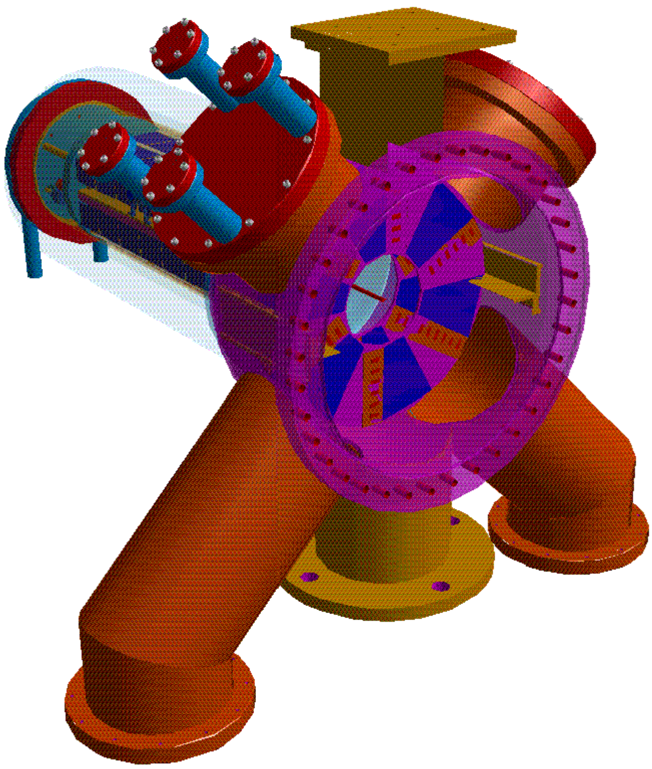

Abbildung 1.3: Im Vordergrund ist das Pumpkreuz mit den schematisierten Lambda-Rädern zu erkennen. Im Hintergrund befindet sich die longitudinale Targetkammer mit einem früheren Design des Rückstoßdetektors

2 Argumente für einen Rückstoßdetektor

2.1 Exklusive Physik

Die Behandlung der Elektron-Nukleon-Streuung erfordert einige Standarddefinitionen. Diese sollen hier gegeben werden. Der grundlegende Prozeß ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

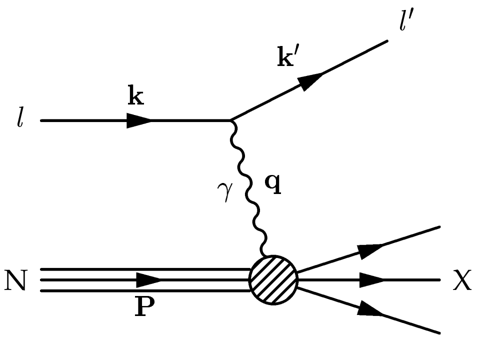

Abbildung 2.1: Das einlaufende Lepton wird durch Austausch eines virtuellen Photons γ mit dem Nukleon gestreut. Die Endprodukte X des getroffenen Nukleons können sehr unterschiedlich sein.

Das einlaufende Lepton l mit Viererimpuls $\mathbf{k}$ ist im Falle von HERMES entweder ein Elektron oder ein Positron. Durch Abstrahlen eines virtuellen Photons γ mit Viererimpuls $\mathbf{q}$ geht es in ein Lepton l' mit Viererimpuls $\mathbf{k}'$ über. Der Viererimpuls des im Falle von HERMES ruhenden Targetnukleons N der Ruhemasse M wird mit $\mathbf{P}$ bezeichnet.

Es ist sinnvoll, die folgenden lorentzinvarianten Größen zu definieren:

$$q^2 \equiv -Q^2 = \left(\mathbf{k} - \mathbf{k}'\right)^2 < 0 \tag{2.1}$$

$$W^2 \equiv (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2 \tag{2.2}$$

$$\nu \equiv \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{M} \tag{2.3}$$

$$s \equiv (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2 . \tag{2.4}$$

Dabei ist q^2 das Quadrat der invarianten Masse des virtuellen Photons. Da dieses für Spektrometer stets negativ ist, wird üblicherweise die positive Größe Q^2 verwendet. W^2 bezeichnet die invariante Masse des Systems X und s die invariante Masse im Eingangskanal. ν hat im allgemeinen keine anschauliche Interpretation. Diese erhält man erst, wenn man in das Laborsystem wechselt; dann gilt:

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \tag{2.5}$$
$$\nu = E - E' \tag{2.6}$$
$$W^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \tag{2.7}$$
$$s = 2ME + M^2. \tag{2.8}$$

Dabei ist E die Energie des einlaufenden Leptons, E' die Energie des gestreuten Leptons und θ dessen Laborwinkel in Bezug auf den Strahl. Unter diesen Bedingungen kann man ν als Energie des Photons interpretieren.

Neben diesen kanonischen Größen ist es sinnvoll, zwei weitere zu definieren:

$$x_B = \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - M^2} \tag{2.9}$$

und

$$y = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} = \frac{\nu}{E}. \tag{2.10}$$

Für beide dimensionslose Größen gilt:

$$0 < x_B, y \leq 1. \tag{2.11}$$

x_B bezeichnet die Bjorkensche Skalenvariable, und wird oft als der Anteil des getroffenen Quarks am Viererimpuls des Nukleons interpretiert. Für die hier interessanten Prozesse ist diese Interpretation zwar nicht ganz korrekt, da x_B aber nur aus der Kinematik im Eingangskanal bestimmt wird, ist es weiterhin eine wohldefinierte Größe. y steht für den Energietransfer des Ereignisses. Für große y ist die Energie des gestreuten Leptons gering.

Die Variablen hängen in keiner Weise von den Produkten X im Ausgangskanal ab. Messungen, bei denen nur das gestreute Lepton nachgewiesen wird, werden als inklusiv bezeichnet.

Wird zusätzlich zum Lepton zumindest ein Teil der Produkte beobachtet, so spricht man von semiinklusiver Messung. Dieser Begriff wird auch dann verwendet, wenn nur ein einziges Teilchen fehlt, welches im Prinzip aus Energie- und Impulserhaltung vollkommen bestimmt ist.

Von besonderem Interesse sind im Augenblick jedoch exklusive Prozesse. Bei diesen werden alle Teilchen nachgewiesen und identifiziert. Auf Grund von Sekundärzerfällen sind solche Messungen aber nur sinnvoll, wenn die Anzahl der auslaufenden Teilchen gering ist. Der Begriff 'exklusive Mesonproduktion' bezeichnet deshalb den Fall, in dem X aus einem Nukleon und nur einem Meson besteht.

Für diesen Fall müssen zusätzlich Variablen definiert werden, die Kinematik und Erscheinung definieren. Neben den pseudoskalaren Mesonen können in diesen exklusiven Prozessen auch verschiedene Vektormesonen sowie reelle Photonen entstehen. Im weiteren soll der Begriff 'Meson' - soweit nicht anders erwähnt - alle Möglichkeiten einschließen.

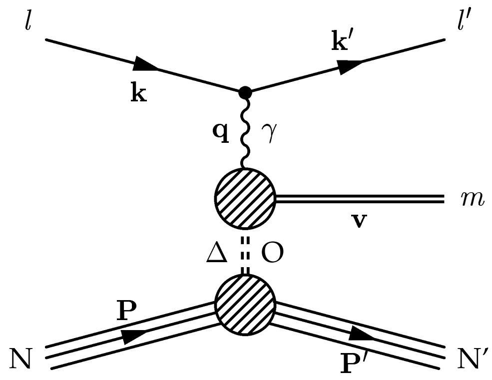

Abbildung 2.2: Das einlaufende Lepton sendet ein virtuelles γ aus. Dieses reagiert in einem nicht näher spezifizierten Prozeß mit einem Objekt O, welches einen Impulsübertrag auf das Nukleon bewirkt. Dabei kann sich das Nukleon N in ein Nukleon N′ umwandeln.

Abbildung 2.2 soll die Kinematik veranschaulichen. Neben den bereits eingeführten inklusiven Größen kann man nun auch den Endzustand X des Nukleons beschreiben.

Indem das virtuelle Photon mit einem Objekt O wechselwirkt, erhält man einerseits ein Meson mit Viererimpuls $\mathbf{v}$. Andererseits kommt es zu einem Viererimpulsübertrag Δ auf das Nukleon, welches nun den Viererimpuls $\mathbf{P}'$ trägt. Das Nukleon kann dabei in ein anderes Baryon umgewandelt werden. Insbesondere kann ein Spinflip stattfinden und eine Δ-Resonanz erzeugt werden.

Das Objekt O ist sowohl vom Modell als auch vom exakten Prozeß abhängig. Die verschiedenen Möglichkeiten werden deshalb später näher diskutiert.

Für ein solches Ereignis benötigt man neben x_B und Q^2 eine dritte Variable, um die Kinematik eindeutig festlegen zu können. Allgemein definiert man

$$t = \Delta^2 = (\mathbf{P} - \mathbf{P}')^2\,. \tag{2.12}$$

Dabei ist t stets negativ. Im Laborsystem mit ruhendem Target gilt speziell

$$t = M_{\mathbf{P}}^2 + M_{\mathbf{P}'}^2 - 2M_{\mathbf{P}}E_{\mathbf{P}'}\,. \tag{2.13}$$

$M_{\mathbf{P}}$ und $M_{\mathbf{P}'}$ bezeichnen die Ruhemassen des einlaufenden Nukleons und des Baryons im Endzustand. $E_{\mathbf{P}'}$ ist die Gesamtenergie des auslaufenden Baryons im Laborsystem.

Zusätzlich erhält man einen physikalisch relevanten Winkel:

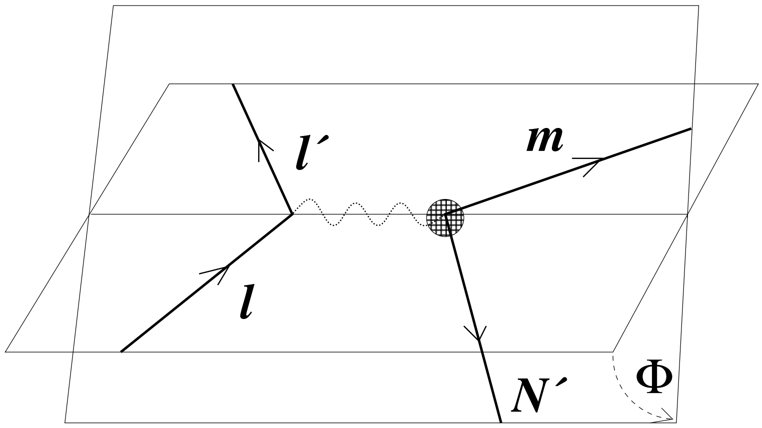

Abbildung 2.3: Einlaufendes (l) und auslaufendes (l') Lepton definieren die Streuebene. Die Produktionsebene wird durch das erzeugte Meson m und das auslaufende Nukleon N′ definiert. Φ ist dann der Winkel zwischen den beiden Ebenen, wobei der Wert $\Phi = 0$ angenommen wird, wenn das erzeugte Meson vom Photon aus gesehen auf der Seite des auslaufenden Leptons liegt.

Für spinpolarisierte Streuung erwartet man, daß der Winkel Φ in den Wirkungsquerschnitt eingehen kann. Als sinnvolle Observable erhält man damit:

$$\sigma_{\text{diff.}} = \frac{d\sigma}{dx\, dQ^2\, dt\, d\Phi} \tag{2.14}$$

bzw. Integrale davon.

Ein wichtiger Parameter, der experimentell die Exklusivität des Ereignisses testen kann, ist die “fehlende Masse”. Sie ist definiert als die invariante Masse der in der Regel nicht nachgewiesenen Rückstoßprodukte. Für exklusive Messungen ist sie identisch mit der Masse des Rückstoßnukleons. Man erhält sie aus der Kombination aller gemessenen Energien und Impulse

$$M_x^2 = (\mathbf{q} + \mathbf{P}' - \mathbf{v})^2 \,. \tag{2.15}$$

2.2 Off-forward-parton-distributions

Eine wichtige Voraussetzungen für die weitere Diskussion ist das Konzept der verallgemeinerten Partonverteilungen oder “Off-forward-parton-distributions” (OFPDs) [Ji:98], [Ji:97]. Da diese Entwicklung relativ neu ist, werden auch andere Bezeichnungen verwendet, wie z. B. non-forward, off-diagonal oder skewed.

Partonverteilungen sind im ursprünglichen Sinne eindimensionale Funktionen, die die Wahrscheinlichkeit angeben, mit der ein Quark einer bestimmten Sorte bei einem Wert von x_B angetroffen wird. Sie treten im Rahmen der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung auf. Die unpolarisierten Partonverteilungen $q_f(x_B)$ bzw. Antipartonverteilungen $\bar{q}_f(x_B)$ sind dabei mit der Strukturfunktion $F_2(x_B)$ (und damit auch mit $F_1(x_B)$) durch Summation über alle Quarksorten f verknüpft über

$$F_2(x_B) = x_B \sum_f z_f^2 (q_f(x_B) + \bar{q}_f(x_B)) \,, \tag{2.16}$$

wobei z_f die Ladung der jeweiligen Quarksorte in Einheiten der Elementarladung ist. An Stelle von z. B. $q_u(x_B)$ oder $q_d(x_B)$ wird oft auch $u(x)$ oder $d(x)$ geschrieben.

Daneben existieren die polarisierten Partonverteilungen $\Delta q_f(x_B)$, die sich aus semi-inklusiven Messungen bei HERMES extrahieren lassen [HERMES:99]. Sie geben die Differenz der Partonverteilungen für Partonen mit parallelem bzw. antiparallelem Spin relativ zum Spin des Nukleons an. In Abhängigkeit von der Quarksorte schreibt man auch $\Delta u(x_B)$ bzw $\Delta d(x_B)$. Diese polarisierten Verteilungen können in Anteile von Valenzquarks $\Delta q_V(x_B)$ und Seequarks bzw. Antiquarks $\Delta\bar{q}(x_B)$ zerlegt werden. Integrale über die Verteilungen werden z. B. mit Δu oder Δd bezeichnet.

Alle Partonverteilungen beinhalten implizit eine Abhängigkeit von Q^2. Deshalb muß ihre Abhängigkeit von dieser Skala wohldefiniert sein. Im Falle der angeführten Verteilungen geschieht dies durch die DGLAP(Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi)-Gleichungen [AP:77].

Für die generalisierten Partonverteilungen ist die Interpretation analog, die Abhängigkeiten sind aber komplizierter. Die OFPDs sind als multidimensionale Funktionen von 3 Parametern abhängig: Zwei davon sind experimentell meßbar; der dritte wird entweder durch Integration eliminiert, oder ist in der Messung durch die anderen beiden Variablen festgelegt. Leider ist die Nomenklatur noch nicht einheitlich.

In einigen Referenzen wird z. B. der Parameter x im Sinne von x_B verwendet [CFS:97a]. Andere Referenzen verweisen ausdrücklich darauf, daß x und x_B im Gegensatz zu inklusiver tiefinelastischer Streuung nicht identisch sind [VGG:99]. Eine konsistente Definition von Bezugsystem und Variablen findet sich für die Reaktion $\gamma^* p \to mp$ bei Vanderhaeghen et al. [VGG:99]. Diese wird im Folgenden verwendet.

Als Bezugssystem für derartige Rechnungen transformiert man zunächst in ein System, bei dem das Proton entlang der z-Achse läuft und dort mit dem entgegenkommenden virtuellen Photon kollidiert. Anschließend geht man in Lichtkegelkoordinaten über.

Diese erhält man für Ort und Impuls aus der Vorschrift:

$$x^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(x^0 \pm x^3) \tag{2.17}$$

$$p^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p^0 \pm p^3). \tag{2.18}$$

Die transversalen Koordinaten werden dabei nicht verändert.

Analog können alle wichtigen quantenmechanischen Operatoren in das neue System transformiert werden.

Es ist zu beachten, daß die Transformation in Lichtkegelkoordinaten von der Wahl des vorangegangenen Bezugssystems abhängig ist. Aus diesem Grunde enthalten alle Koordinaten jetzt einen freien Parameter $\wp^+$, mit dem das Bezugssystem fixiert werden kann.

Dieser folgt nach der in Gleichung 2.18 gegebenen Konvention aus dem Mittelwert $\wp$

$$\wp = \frac{1}{2}(\mathbf{P} + \mathbf{P}')\,. \tag{2.19}$$

Der Impuls $\wp^+$ kann - analog zur tiefinelastischen Streuung - groß gewählt werden (Breit-System [PRSZ:93]).

Mit diesen Definitionen erhält man die folgenden Parameter für die OFPDs:

- x ist definiert als der Anteil des getroffenen Quarks mit Viererimpuls $\mathbf{k}$ am Lichtkegelimpuls $\wp^+$ gemäß

  $$k^+ = x\wp^+ \tag{2.20}$$

  Diese Definition ist offensichtlich von der Bjorkenvariablen x_B verschieden, weil das Quark ins Nukleon zurückkehrt. x ist a priori nicht als unabhängige Variable zugänglich.

- ξ ist definiert als

  $$\Delta^+ = -2\xi\wp^+\,. \tag{2.21}$$

  ξ ist also der longitudinale Anteil des Viererimpulsübertrages Δ. Die lorentzinvariante Formulierung ist etwas komplizierter:

$$\bar{m}^2 = m_{\mathbf{P}}^2 - \frac{t}{4} \tag{2.22}$$

$$\xi' = \frac{\wp\mathbf{q}}{2\bar{m}^2}\left(-1 + \sqrt{1 + \frac{Q^2\bar{m}^2}{(\wp\mathbf{q})^2}}\right) \tag{2.23}$$

$$\xi = \xi'\frac{Q^2 - t}{Q^2 + 4\bar{m}^2\xi'^2}\,. \tag{2.24}$$

Dabei gehen jedoch ξ und ξ' für große Q^2 in den gleichen Wert über und werden oft synonym verwendet:

$$\xi \approx \xi' \approx \frac{\frac{x_B}{2}}{1 - \frac{x_B}{2}} . \tag{2.25}$$

- t ist die oben eingeführte Mandelstam-Invariante und ist ebenfalls explizit zugänglich.

Zusätzlich unterliegen die genannten Variablen den folgenden Einschränkungen:

$$0 < \xi < \frac{\sqrt{-t}}{2\bar{m}} < 1 \tag{2.26}$$

und für große Q^2 gilt:

$$t > t_{\min} = -\frac{x_B^2 M_P^2}{1 - x_B} . \tag{2.27}$$

Es ist nun mit Hilfe dieser Definitionen möglich, alle genannten exklusiven Prozesse auf 4 reelle OFPDs zurückzuführen, welche deutlich mehr Information enthalten, als die bekannten Partonverteilungen. Neben diesen 4 OFPDs existieren 2 weitere Verteilungen, die unter führendem Twist auftreten können. Sie beinhalten allerdings ein Umklappen des Partonspins und verschwinden in führender Ordnung von $1/Q$.

Neben den unpolarisierten OFPDs $H(x, \xi, t)$ und $E(x, \xi, t)$ existieren 2 polarisierte Verteilungen $\tilde{H}(x, \xi, t)$ und $\tilde{E}(x, \xi, t)$. Außerdem können die Verteilungen in die verschiedenen Quarkanteile separiert werden, so daß man die Partonverteilungen $H^q, E^q, \tilde{H}^q$ und $\tilde{E}^q$ erhält.

Analog zu den OFPDs können auch 6 generalisierte Gluonverteilungen [Ji:98] eingeführt werden. Über diese ist allerdings wenig bekannt. Lediglich in der diffraktiven Streuung kann die Kombination $F_g(x, \xi)$ aus den Verteilungen E_g und H_g beobachtet werden.

Die OFPDs sind auf zwei unterschiedlichen Regionen definiert:

- In der sogenannten DGLAP-Region $x > \xi$ sind sie nahe mit den bekannten Quarkverteilungen verwandt. Ihre Skalenabhängigkeit folgt den generalisierten DGLAP-Gleichungen [BR:97]. Im Grenzwert kleiner Impulsüberträge ξ und t gehen sie in die tiefinelastischen Partonverteilungen über und sind damit deren Verallgemeinerung:

$$H^q(x, 0, 0) = q(x) \qquad \tilde{H}^q(x, 0, 0) = \Delta q(x) . \tag{2.28}$$

- In der sogenannten ERBL(Efremov-Radyushkin-Brodsky-Lepage)-Region bei $x < \xi$ wird statt einer gewöhnlichen Quarkschleife das Aussenden eines Mesons außerhalb seiner Massenschale beschrieben. Die Skalenabhängigkeit folgt den ERBL-Gleichungen [BFM:00] [BR:97].

Außerdem lassen sich die elastischen Dirac- und Pauli-Formfaktoren der Quarks im Nukleon aus den OFPDs gewinnen, wobei diese Beziehung modellunabhängig ist:

$$\int_{-1}^{+1} dx H^q(x,\xi,t) = F_1^q(t), \qquad \int_{-1}^{+1} dx E^q(x,\xi,t) = F_2^q(t)\,. \tag{2.29}$$

Nach geeigneter Gewichtung und Vernachlässigung der s-Quarks ergeben sich diese Formfaktoren für u- und d-Quarks aus den Formfaktoren des Protons F^p und des Neutrons F^n:

$$F_1^u = 2F_1^p + F_1^n, \qquad F_1^d = 2F_1^n + F_1^p, \tag{2.30}$$

$$F_2^u = 2F_2^p + F_2^n, \qquad F_2^d = 2F_2^n + F_2^p\,. \tag{2.31}$$

Eine Motivation für die Einführung der OFPDs war die Frage nach dem Drehimpuls der Quarks im Proton. Es läßt sich zeigen, daß der Gesamtspin $1/2$ des Protons eine eichinvariante Summe aus den Gesamtdrehimpulsen von Quarks J_q und Gluonen J_g ist. Der Gesamtdrehimpuls der Quarks ist durch die folgende Beziehung mit den beiden unpolarisierten OFPDs verknüpft:

$$J_q = \int_{-1}^{+1} dx\, x\left(H^q(x,\xi,0) + E^q(x,\xi,0)\right), \tag{2.32}$$

wobei diese Gleichung für alle Werte von ξ gilt.

Im Augenblick sind verschiedene Modelle verfügbar [Ji:98], die die OFPDs vorhersagen können. Dazu zählen folgende Ansätze:

- Das "MIT bag model" wurde von Ji et al. entsprechend angepaßt [JMS:97]. Die Abhängigkeit vom Parameter ξ wird als relativ schwach vorhergesagt.

- Das chirale Quark-Soliton-Modell von Petrov et al. [P$^+$:98] sagt eine starke Abhängigkeit von ξ voraus.

- Das Modell von Vanderhaeghen et al. macht die folgenden Annahmen [VGG:99]:

  $$H^u(x,\xi,t) = \frac{1}{2}u(x)F_1^u(t), \qquad H^d(x,\xi,t) = \frac{1}{2}d(x)F_1^d(t). \tag{2.33}$$

  $\tilde{H}$ wird ebenfalls aus bekannten Größen berechnet, die nur von x und t abhängen. Anschließend wird eine Korrektur für ξ angebracht. E und $\tilde{E}$ können weniger gut vorhergesagt werden, sind aber in der Streuung bei geringem t stark unterdrückt. $\tilde{E}$ wird allein auf den Beitrag des sogenannten π-Pols zurückgeführt. Für E wird der Ansatz

  $$E^u(x,\xi,t) = \frac{1}{2}u(x)F_2^u(t), \qquad E^d(x,\xi,t) = \frac{1}{2}d(x)F_2^d(t) \tag{2.34}$$

  gemacht, der zumindest nicht im Widerspruch zu experimentellen Ergebnissen zu stehen scheint.

Ein Beispiel für solche Modellrechnungen ist in Abbildung 2.4 gegeben. Die generalisierte Partonverteilung $H^d(x, \xi, t)$ der d-Quarks ist im Grenzwert kleiner Impulsüberträge $t = 0$ dargestellt. Die oberen Kurven beinhalten alle Quarks, die unteren Kurven nur die Valenzquarks. Für $\xi = 0$ erhält man in beiden Fällen die bekannte Verteilung $d(x)$ gemäß der Parametrisierung MRST98 bei $Q^2 = 2$ GeV^2. Es ist definiert:

$$
\begin{aligned}
q(-x) &= -\bar{q}(x)\,, &(2.35)\\
\Delta q(-x) &= +\Delta\bar{q}(x)\,. &(2.36)
\end{aligned}
$$

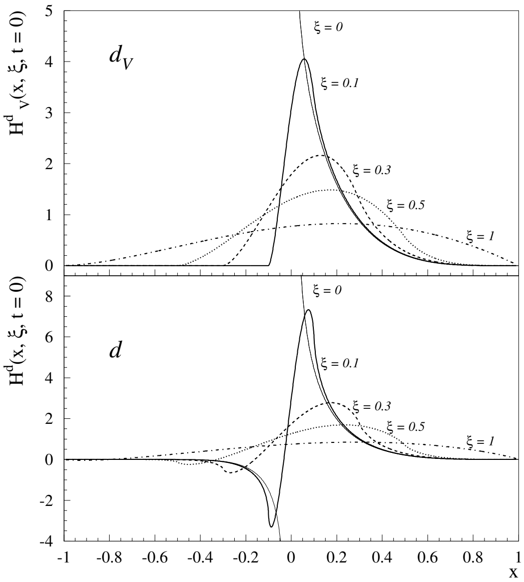

Abbildung 2.4: $H^d(x, \xi, t)$ als Funktion von x und ξ bei kleinen Impulsüberträgen ($t = 0$). Es wurde $Q^2 = 2$ GeV^2 verwendet. Oben: Verteilung der d-Valenzquarks. Unten: Verteilung aller d-Quarks.

Wichtig ist, daß alle folgenden Prozesse nicht allein durch die OFPDs beschrieben werden. Stattdessen muß eine Faltung mit einer Funktion durchgeführt werden, die die spezielle Situation beschreibt. Im Fall von tiefinelastischer Compton-Streuung ist dies lediglich eine in pQCD berechenbare Funktion. Für generelle Mesonproduktion tritt zusätzlich die Lichtkegelwellenfunktion des Mesons im Integral auf. Der Sachverhalt, daß alle genannten Prozesse im Prinzip durch ein solches Integral über den nicht observablen Parameter x beschreibbar sind, wird durch eine Reihe von Faktorisierungstheoremen bewiesen (Tiefvirtuelle Comptonstreuung [Rad:97], Mesonproduktion [CFS:97a] und [CFS:97b]).

2.3 Allgemeine Aspekte der exklusiven Vektormesonproduktion

Exklusive Vektormesonproduktion beschreibt den Prozeß

$$lN \to l'N'V \tag{2.37}$$

in Elektroproduktion bzw. den Prozeß

$$\gamma^* N \to N'V \tag{2.38}$$

in Photoproduktion. Dabei bezeichnet γ^* ein virtuelles - oder im Grenzfall reelles - Photon und V ein beliebiges Vektormeson. Für HERMES-Kinematik kommen aber nur ρ, ω, ϕ bzw. mit sehr schlechter Statistik J/Ψ in Frage. Genaueres darüber findet sich in vielen HERMES-Referenzen ([Kol:98] [Rak:00] [Mei:00] [HERMES:00b] [HERMES:00c]). Allgemeines findet sich in [H1:99a] [H1:99b][Cle:00][ZEUS:95].

Für unpolarisierte Streuung ist die Verteilung im Winkel Φ isotrop. Der spinabhängige Anteil soll hier nicht näher diskutiert werden.

Der Wirkungsquerschnitt für Elektroproduktion ergibt sich aus dem Wirkungsquerschnitt in Photoproduktion gemäß [ALR:97]:

$$\frac{d^2\sigma}{dy\, dQ^2} = \Gamma_T(y, Q^2)\sigma^T(y, Q^2) + \Gamma_L(y, Q^2)\sigma^L(y, Q^2). \tag{2.39}$$

Dabei sind Γ_T und Γ_L die Flüsse der transversalen und longitudinalen virtuellen Photonen, die vom Lepton abgestrahlt werden. σ^L und σ^T sind die totalen Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung eines Vektormesons unter dem Einfall von virtuellen Photonen der gegebenen Kinematik. Diese Wirkungsquerschnitte sind deshalb nicht differentiell in y oder Q^2, sie können aber differentiell in t sein.

Die Flüsse sind bekannt [ALR:97] und werden berechnet gemäß:

$$\Gamma_T = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\left(\frac{1+(1-y)^2}{y} - \frac{2(1-y)}{y}\frac{Q^2_{\min}}{Q^2}\right) \tag{2.40}$$

$$\Gamma_L = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\frac{2(1-y)}{y} \tag{2.41}$$

$$Q_{\min} = m_e^2 \frac{y^2}{1-y}. \tag{2.42}$$

Das Verhältnis von transversalem und longitudinalem Wirkungsquerschnitt ist experimentell in Abhängigkeit von Q^2 bestimmbar. Um einen Photoproduktionswirkungsquerschnitt zu definieren, wird deshalb nur ein Fluß transversaler Photonen angenommen; der Wirkungsquerschnitt enthält dann aber implizit einen longitudinalen Anteil.

Es gibt sehr verschiedene Modelle, die diese Reaktion beschreiben können:

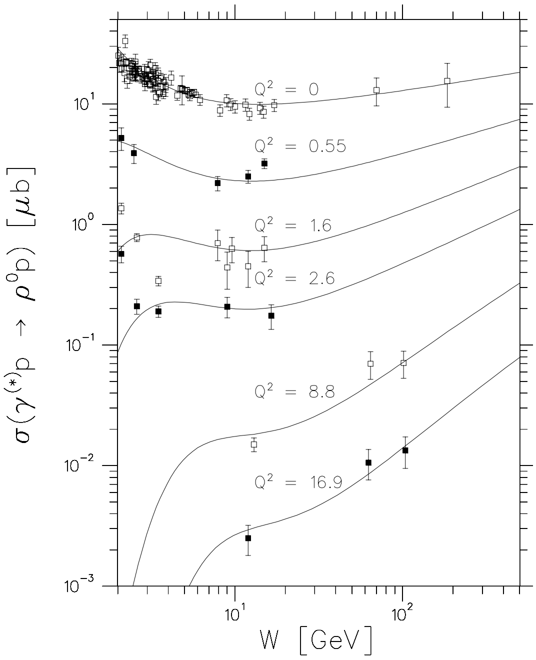

Abbildung 2.5: Differentieller Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von Rho-Mesonen, nach Haakman et al. [HKK:96]. Meßergebnisse von H1 (volle Quadrate), ZEUS (offene Kreise), BCDMS,SLAC und NMC (offene Dreiecke).

- Die halb-empirische Regge-Theorie wurde speziell für die Hadron-Hadron-Streuung entwickelt. Als Austauschteilchen postuliert die Regge-Theorie das "Pomeron", welches die Quantenzahlen des Vakuums trägt. Neuere Modelle, die auf Regge-Theorie beruhen [HKK:96], produzieren erstaunlich gut angepaßte Kurven an die vorhandenen Weltdaten (siehe Abbildung 2.5). Regge-Theorie erlaubt auch Vorhersagen über den einfach dissoziativen Prozeß, bei dem das virtuelle Photon in einen Zustand X' übergeht. Neben Produktion von Vektormesonen kann es dabei auch nichtresonante Beiträge geben.

- Das Vektor-Meson-Dominanz-Modell(VMD) [BSYP:78] sagt eine Wechselwirkung zwischen virtuellem Photon und Proton voraus, indem das Photon in eine Mischung von Vektormesonzuständen fluktuiert, welche anschließend durch Pomeronaustausch mit dem Proton wechselwirken. Es baut also auf das bekannte Regge-Konzept auf.

  Einerseits wird eine exponentielle t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes gefordert:

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx Ae^{bt}. \tag{2.43}$$

Dabei sind A und b Parameter. Andererseits läßt sich für den Wirkungsquerschnitt bei hohen W folgendes Verhalten vorhersagen ($Q^2 \approx 0$) [Gal:97]:

$$\sigma(\gamma p \to Vp) \propto W^{0.22} \,. \tag{2.44}$$

Das VMD-Modell ermöglicht die Extrapolation von reeller Photoproduktion auf virtuelle Photoproduktion.

- Verschiedene pQCD Modelle existieren, die Vektormesonproduktion beschreiben. Dabei wird das Pomeron oft als farbloses Objekt aus 2 Gluonen betrachtet. Ein später angesprochenes Modell ist das modifizierte QCD-Pomeron nach Ryskin [Rys:93], wobei dieses durch den Austausch einer Gluonenleiter beschrieben wird. In allen Fällen erfordert pQCD-Behandlung eine harte Skala. Diese wird z. B. dadurch erreicht, daß $(Q^2 + M_V^2)$ groß sein muß; auch ein großer Wert von t kann ausreichen, ist aber bei HERMES nicht beobachtbar.

  Für kleine Werte von x_B stellt man in vielen Modellen fest, daß der Wirkungsquerschnitt für große W folgender Beziehung genügen soll [Gal:97]:

  $$\sigma(\gamma^* p \to Vp) \propto (x_B G(x_B, Q^2))^2 \propto W^{0.8} \,; \tag{2.45}$$

  dabei bezeichnet G die Gluonendichte, die mit der Parametrisierung $x_B G(x_B) \approx x_B^{-0.2}$ eingesetzt wird.

  Experimentell beobachtet man, daß dieses Verhalten etwa ab der J/Ψ-Masse bzw. für ρ-Mesonen ab etwa $Q^2 = 10$ GeV^2 eintritt. Diese Grenze darf nur unterschritten werden, wenn explizit präasymptotische Effekte für endliche Werte von Q^2 berücksichtigt werden [FKS:96].

Neben diesen klassische Modellen gibt es eine Reihe von anderen neueren Entwicklungen. Diese können weitere wichtige Observable vorhersagen [H1:00], [CP:00].

Der Zerfall von ρ-Mesonen findet zu ca. 100% über den Kanal

$$\rho^0 \to \pi^+\pi^- \tag{2.46}$$

statt. Da dabei ein Spinflip eintreten muß, kommt es auch ohne Polarisation von Strahl oder Target zu Zerfallsasymmetrien, die durch 15 "unpolarisierte" Matrixelemente bestimmt werden. 3 davon sowie 2 damit verbundene Matrixspuren wurden bereits bei HERMES gemessen. Vorhersagen stammen von Ivanov und Kirschner [IK:98] und wurden vor kurzem bei H1 und ZEUS mit gemessenen Daten verglichen [H1:00] [ZEUS:00].

Außerdem wurde auf dieser Grundlage untersucht, wie das Verhältnis $R = \sigma_L/\sigma_T$ von Q^2 abhängt. Auch dieses wird von verschiedenen Modellen vorhergesagt [H1:00]. Auf Grund der Kinematik kann HERMES aber nur Messungen bei relativ kleinen Q^2 beisteuern.

Da HERMES einen polarisierten Elektronenstrahl verwendet, ist es andererseits möglich, zusätzliche Matrixelemente zu messen. So gelang es, ein "polarisiertes" Matrixelement $\Im r^3_{1-1}$, sowie eine "polarisierte" Spur $\mathrm{Tr}(\mathrm{r}^8)$ zu extrahieren [HERMES:00a].

In Zukunft sind natürlich auch die OFPDs von fundamentalem Interesse für HERMES. Wie bereits angedeutet, liegt HERMES in einem Bereich, in dem sowohl VMD als auch pQCD-Rechnungen problematisch sind. Erste Analysen von HERMES-Daten lagen bei $Q^2 \leq 4$ GeV^2 und $W < 7.5$ GeV.

Neuerdings existieren jedoch von Vanderhaeghen et al. Modellrechnungen für diesen kinematischen Bereich. Es zeigt sich, daß das QCD-Pomeron nach [FKS:96] bei kleinen x_B und ausreichenden Q^2 in der Tat den führenden Beitrag liefert. Dieser Prozeß wird als 2-Gluon-Austausch ("Perturbative Two Gluon Exchange Mechanism / PTGEM") [VGG:99] bezeichnet und kann eventuell exakter mit der einzigen zugänglichen off-forward-gluon-distribution bestimmt werden [Hoo:97].

Daneben existiert aber auch der Quark-Austausch ("Quark Exchange Mechanism / QEM") [VGG:99], bei dem das klassische "Handbag"-Diagramm betrachtet wird, das auch für die weiteren Prozesse von Interesse ist (siehe Abbildung 2.6).

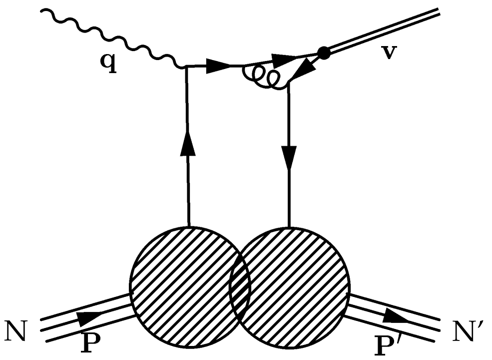

Abbildung 2.6: Das einlaufende γ reagiert mit einem Quark des Nukleons. Letzteres ist als "weiches" Gebilde nicht im Rahmen der pQCD berechenbar, die relevanten Eigenschaften werden aber durch die 4 OFPDs beschrieben. Nach einem Gluonaustausch läuft eine Quarklinie ins Nukleon zurück. Die beiden "freien" Quarks entwickeln sich daraufhin zum Vektormeson.

Es wird erwartet, daß der QEM gegenüber dem PTGEM für $x_B > 0.1$ [VGG:99] dominiert. Die Tatsache, daß für die Produktion von longitudinalen Vektormesonen aus longitudinalen virtuellen Photonen in führender Ordnung keine weiteren Graphen betrachtet werden müssen, ist Teil des Faktorisierungstheorems von Collins et al. [CFS:97a]. Die beiden Anteile sind in Abbildung 2.7 dargestellt.

Falls die bei HERMES erreichten Werte von Q^2 für eine harte Skala ausreichen, werden die OFPDs H und E in quadrierter Form zugänglich sein. Allerdings wird der Anteil von

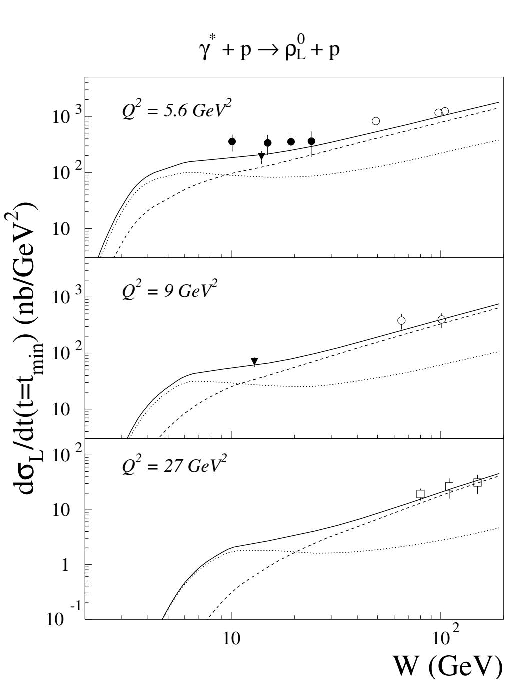

Abbildung 2.7: Differentieller Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von longitudinal polarisierten ρ^0 durch longitudinal polarisierte Photonen nach Vanderhaeghen et al. : Gluonaustausch / PTGEM (gestrichelt), Quarkaustausch / QEM (gepunktet) und Summe beider Beiträge (durchgezogen). Eingezeichnete Meßwerte von NMC (Dreiecke), E665 (volle Kreise), ZEUS 93 (offene Kreise) und ZEUS 95 (offene Quadrate).

H deutlich dominieren.

Es existieren bereits Daten von HERMES , die eine gute Übereinstimmung mit den vorhergesagten Wirkungsquerschnitten zu zeigen scheinen. Um das Modell [VGG:99] anwenden zu können, muß dabei zunächst der der Anteil des longitudinalen Wirkungsquerschnittes am Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Dieser ist in Abbildung 2.8 zusammen mit den Vorhersagen dargestellt. Man sieht, daß der QEM-Mechanismus bei HERMES groß ist und damit Zugriff auf die OFPDs erlaubt.

Experimentell ist auch die exklusive Produktion von weiteren Vektormesonen bei HERMES bereits beobachtet worden. Davon kann aber nur das ω-Meson durch das genannte Modell [VGG:99] beschrieben werden. Die folgenden Reaktionen werden zum Nachweis verwendet:

$$\omega \quad \rightarrow \quad \pi^+\pi^-\pi^0 \tag{2.47}$$

$$\phi \quad \rightarrow \quad K^+K^-. \tag{2.48}$$

Im Prinzip ist auch J/Ψ über seinen elektromagnetischen Zerfall in zwei Elektronen oder

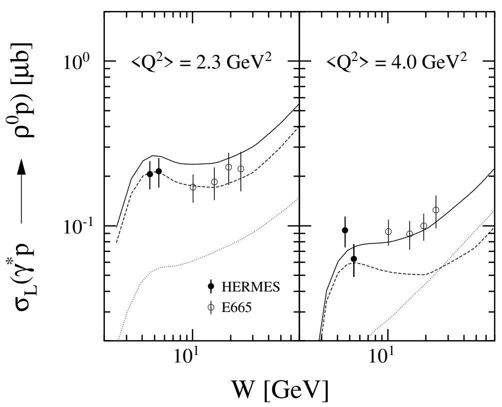

Abbildung 2.8: Longitudinaler Anteil des Wirkungsquerschnittes gegen W für $Q^2 = 2.3$ GeV^2 (links) und $Q^2 = 4.0$ GeV^2 (rechts). Der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt (durchgezogen) ist zusammen mit den Anteilen von QEM (gestrichelt) und PTGEM (gepunktet) dargestellt.

Myonen zugänglich. Allerdings sind die bei HERMES beobachteten Raten sehr gering.

2.4 Vektormesonproduktion und der Rückstoßdetektor

Für die Motivation eines Rückstoßdetektors ist es interessant zu wissen, unter welchen Impulsen und Winkeln Rückstoßprotonen erwartet werden. Da die existierenden Modelle mit großen Unsicherheiten behaftet sind, empfiehlt es sich, ein beliebiges Modell auf die existierenden HERMES-Daten zu abzustimmen.

Dieses geschah mit dem Pomeron von Ryskin, das die Grundlage für den diffraktiven Ereignis-Generator DIPSI [ALR:97] bildet. Im Rahmen der ω-Analyse [Tyt:00b], die in Kürze veröffentlicht wird, wurden die Eingangsparameter modifiziert, bis die beobachtete Verteilung angepaßt war. Wie bereits erläutert, ist das verwendete Pomeron-Modell für die HERMES-Kinematik schlecht geeignet. Vorhersagen für Wirkungsquerschnitte mit Hilfe von DIPSI können deshalb in dem für HERMES zugänglichen Bereich ($Q^2 < 4$ GeV$^2, 0.15 < y < 0.85$) um mehr als eine Größenordnung falsch sein.

Für den kinematisch motivierten Bereich (0.8 GeV$^2 < Q^2 < 4$ GeV$^2, 0.15 < y < 0.85$) sagt DIPSI - mit dem genannten Fehler behaftet - einen Elektroproduktions-Wirkungsquerschnitt von 0.27 nb für ρ-Produktion voraus. Dabei wurde die Gluonverteilung MRS-A (kleine Q^2) verwendet. Da auch die Gluonverteilung von Q^2 abhängt, sollte die bei DIPSI voreingestellte untere Schwelle von $Q^2 > 10^{-9}$ GeV^2 ignoriert werden, weil sie zumindest für die leichten Vektormesonen viel zu niedrig ist.

Mit Hilfe der für die Zeiträume 1996 und 1997 bestimmten integrierten Luminosität für die Streuung an polarisierten Wasserstoffatomen und der Zahl der beobachteten Ereignisse läßt sich ein effektiver Wirkungsquerschnitt für die ρ-Erzeugung bei HERMES angeben. Die integrierte Luminosität betrug $84,9$ Nukleonen·pb^{-1} [Ben:98]. Insgesamt wurden in diesem Zeitraum 2799 Ereignisse gefunden [Mei:00], woraus ein effektiver Wirkungsquerschnitt von 33 pb folgt. Dieser effektive Wert enthält neben Akzeptanzeffekten auch Verluste durch schlechte Datenqualität. Er ist damit repräsentativ, um Prognosen für erwartete Statistiken aufzustellen.

Die bei HERMES beobachteten Raten für ρ-Produktion liegen mit der erwarteten Luminosität von $25\,\mu\mathrm{b}^{-1}\mathrm{s}^{-1}$, die etwa halb so groß ist wie die für Deuterium in Kapitel 1 erwähnte, bei 3.0 Teilchen pro Stunde. Für unpolarisierte Streuung ist die Dichte des Targetgases höher, was die Rate etwa um den Faktor 100 anhebt.

Die Produktion von J/Ψ ist demgegenüber stark unterdrückt. $1996/97$ wurden insgesamt 20 Ereignisse gefunden. Der effektive Wirkungsquerschnitt liegt also bei 0.2 pb^{-1} oder einer Rate von $1/2$ Teilchen pro Tag mit der genannten, polarisierten Luminosität.

Die Information eines Rückstoßdetektors wird die Exklusivität der genannten Ereignisse sicherstellen. Durch den Nachweis des Rückstoßprotons kann der als Hauptverunreinigung auftretende tiefinelastische Beitrag beseitigt werden. Dieser Prozeß kann bisher nicht für jedes einzelne Ereignis gesondert bestimmt werden. Er muß nachträglich mittels Monte Carlo oder anderer Verfahren beseitigt werden [Mei:00].

Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 2.9 [HERMES:00c] dargestellt. Die Verteilung der potentiellen ρ-Ereignisse ist hier gegenüber der fehlenden Energie aufgetragen. Da der Energieübertrag auf das Rückstoßproton klein ist, kann auf diese Weise der exklusive Beitrag bei $\Delta E \approx 0$ isoliert werden. Für ρ-Produktion beträgt der gesamte Hintergrund unterhalb eines Schnittes von 0.6 GeV in der fehlenden Energie weniger als 10%. Dabei machen die einfach-dissoziativen Ereignisse mit Erzeugung eines Vektormesons aber Targetfragmentation $6 \pm 2\%$ aus. Dieser Anteil kann ebenso wie nichtresonante Erzeugung von π^+/π^--Paaren erst durch den Rückstoßdetektor nahezu vollständig beseitigt werden. Nicht bestimmbar ist der Beitrag des ω-Mesons, das mit einem Verzweigungsverhältnis von 2.2% in 2 Pionen zerfällt.

Für J/ψ-Produktion liegt der Hintergrund bei deutlich mehr als 10%. Er läßt sich nur durch Einsatz von Monte-Carlo-Modellen reduzieren.

Damit ein Rückstoßdetektor für die genannte Physik signifikante Ergebnisse liefert, darf er die Statistik nicht wesentlich reduzieren. Daher ist die erwartete Verteilung der Rückstoßprotonen ein wesentlicher Faktor, um seine Geometrie festzulegen.

Im weiteren sind die erwarteten Verteilungen der Protonen für die vier beobachteten Vektormesonen dargestellt (Abbildung 2.10), wie sie mit dem Generator DIPSI (siehe Kapitel 4) erzeugt werden. Es ist die Verteilung der Protonenrate in Abhängigkeit vom Protonenimpuls P und dem Winkel θ relativ zu Elektronenstrahl dargestellt. Dabei wurden entsprechend der HERMES-Kinematik Schnitte auf y ($0.15 < y < 0.85$) und Q^2 (0.8 GeV^2 $< Q^2 < 4.0$ GeV^2) angebracht.

Die Impulse sind typischer Weise klein im Vergleich zum Impuls des einlaufenden Leptonen und liegen hauptsächlich im Bereich von weniger als 1 GeV$/c$. Erhöhte Raten

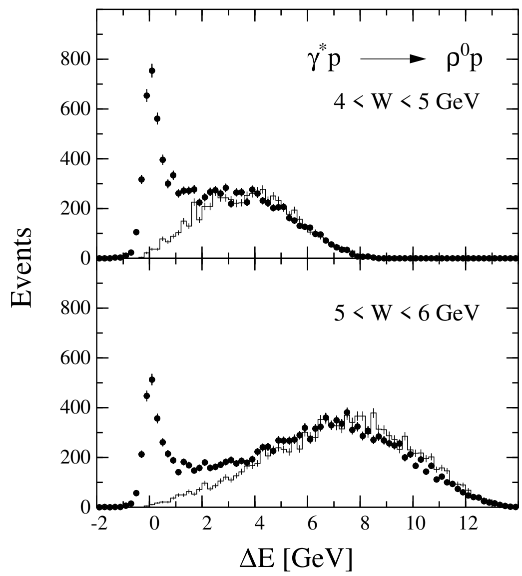

Abbildung 2.9: Verteilung der fehlende Energie in ρ-Produktion bei HERMES für W=4...5 GeV (oben) und W=5...6 GeV (unten).

werden außerdem für den Bereich großer Winkel ($\theta > 0.5$) vorhergesagt. Für J/Ψs macht sich die deutlich größere Masse bemerkbar, die die Verteilung zu höheren Impulsen und kleineren Winkeln verschiebt.

Für die OFPDs sind besonders hohe Werte von Q^2 interessant. Da für hohe Q^2 die Produktionsrate deutlich abnimmt (für longitudinale Vektormesonen wird im Rahmen der OFPDs eine Abhängigkeit $\propto 1/Q^6$ vorhergesagt; transversale Vektormesonen sind um einen weiteren Faktor $1/Q^2$ unterdrückt), wurde für weitere, hier nicht gezeigte Simulationen als Kompromiß der Bereich $3.5\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 4\ \mathrm{GeV}^2$ betrachtet. Es zeigt sich, daß die Verteilung der Rückstoßprotonen aus ρ-Produktion in diesem Bereich sehr ähnlich zum Gesamtbereich ist. Allerdings wird der Winkel θ zu kleineren Werten verschoben und der Grenzwinkel liegt bei ca. 1.2 rad. Eine genauere Beschreibung ist nicht sinnvoll, da der Grenzwinkel sehr empfindlich auf den generierten Massenbereich der ρ-Mesonen und die Form ihrer Resonanzkurve reagiert.

Eine interessante Anwendung für den Rückstoßdetektor kann der Bereich bei kleinen Q^2 sein. Für ω-Mesonen gelang es bereits, Daten in diesem Bereich zu extrahieren, indem Ereignisse mit nicht nachgewiesenem Elektron pauschal mit $Q^2 = 0$ veranschlagt wurden [Tyt:00b].

Verbesserungen ergeben sich daraus, daß ein Rückstoßdetektor die Variable t direkt messen kann. Außerdem sind x_B, Q^2 und die gesamte Kinematik unter Berücksichtigung der Zerfallshadronen rekonstruierbar.

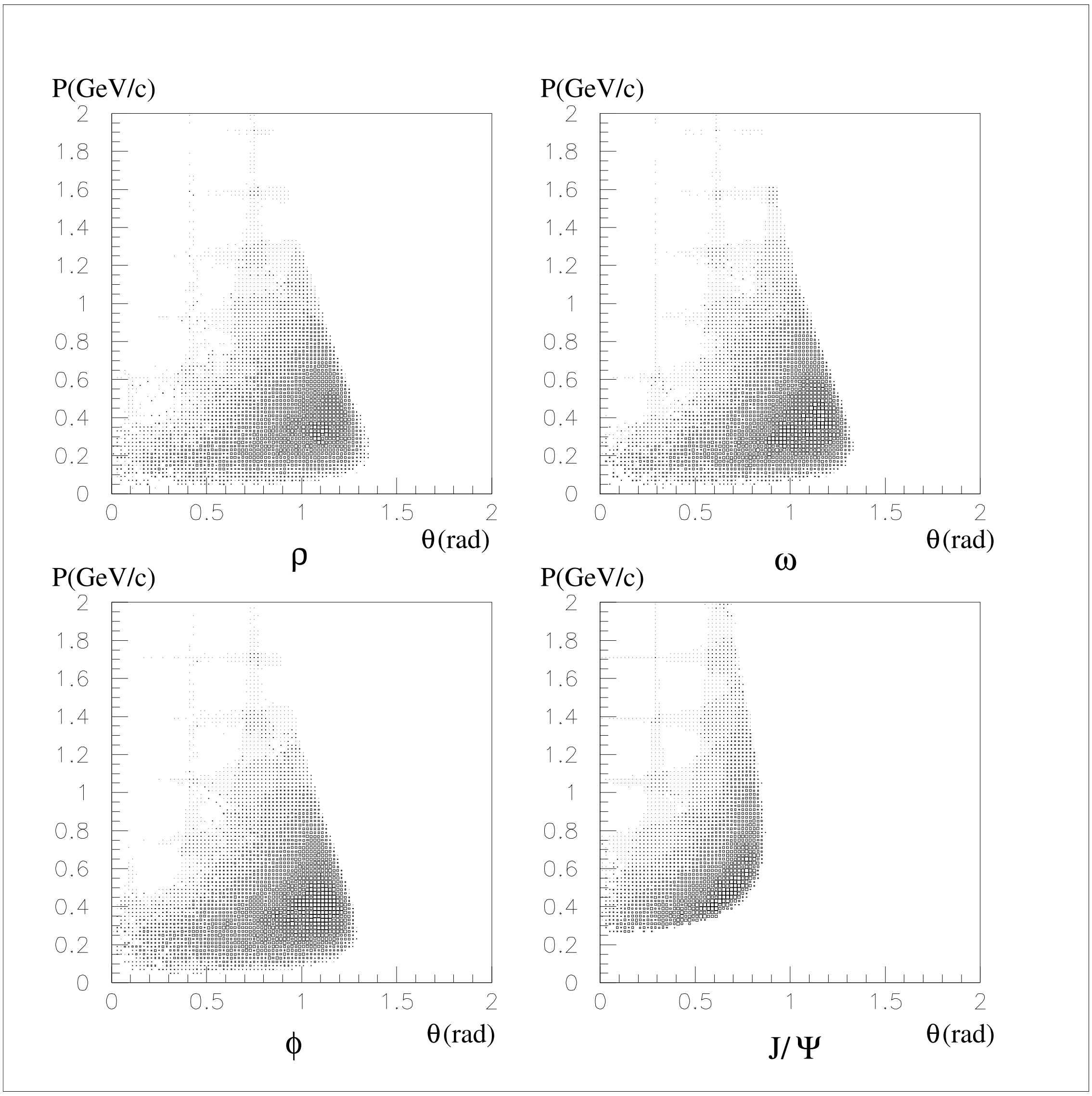

Abbildung 2.10: Erwartete Verteilungen für Rückstoßprotonen in Abhängigkeit vom Winkel θ (horizontal Achse) in Bogenmaß und dem Impuls des Protons (vertikale Achse) in GeV/c. Die Verteilungen sind zur besseren Darstellung unterschiedlich normiert.

Da ferner der Wirkungsquerschnitt für geringe Q^2 stark ansteigt, ermöglicht selbst ein Rückstoßdetektor mit geringer Winkelakzeptanz die Messung in einem neuen kinematischen Bereich. Die Messung von OFPDs wird dabei auf Grund der fehlenden harten Skala nicht möglich sein. Vielmehr wird dabei das VMD-Modell überprüft.

2.5 Exklusive π-Produktion

Für die exklusive Produktion von pseudoskalaren Mesonen existiert kein diffraktiver Anteil, der mit dem Pomeron verbunden werden könnte. Das liegt daran, daß das virtuelle Photon und die pseudoskalaren Mesonen nicht die gleichen Quantenzahlen tragen. Damit scheidet ein neutrales Objekt, das die Quantenzahlen des Vakuums trägt, als Austauschteilchen aus.

Aus diesem Grunde existieren keine exakten Modelle im Rahmen von VMD, Regge-Theorie oder dergleichen. Eine umfassende Beschreibung wird erst im Rahmen der OFPDs möglich [VGG:99]. Dabei hängt der Wirkungsquerschnitt von den polarisierten OFPDs $\tilde{H}$ und $\tilde{E}$ ab. Ein Faktorisierungsbeweis wurde bei Collins et al. [CFS:97a] [CFS:97b] gegeben. Gleichzeitig wurden folgende Vorhersagen gemacht, die nur die bekannten, polarisierten Partonverteilungen der Valenzquarks beinhalten:

$$\frac{d\sigma(ep \to \eta p)/dt}{d\sigma(ep \to \pi^0 p)/dt} \approx \frac{1}{3}(\frac{2\Delta u_V - \Delta d_V}{2\Delta u_V + \Delta d_V})^2 \approx 3 \tag{2.49}$$

$$\frac{d\sigma(ep \to \eta p)/dt}{d\sigma(en \to \eta n)/dt} \approx (\frac{2\Delta u_V - \Delta d_V}{2\Delta d_V - \Delta u_V})^2 \approx 1 \tag{2.50}$$

$$\frac{d\sigma(ep \to \pi^0 p)/dt}{d\sigma(en \to \pi^0 n)/dt} \approx (\frac{2\Delta u_V + \Delta d_V}{2\Delta d_V + \Delta u_V})^2 \approx 1. \tag{2.51}$$

Die genannten Zahlenwerte erscheinen dabei fragwürdig. Verwendet man die von HERMES bestimmten Integrale der polarisierten Partonverteilungen [HERMES:99], so erhält man für die drei Fälle die Werte 0.72, 1.8 und $1.0 \cdot 10^2$. Zum Teil liegt das daran, daß die experimentellen Fehler groß sind, wobei der letzte Wert davon am stärksten betroffen ist. Auf der anderen Seite sagen die Modellrechnungen nach [VGG:99] voraus, daß der Wirkungsquerschnitt für η-Produktion im Gegensatz zu den angesprochenen Vorhersagen sogar unterhalb des Wirkungsquerschnittes für π^0-Produktion liegen. Es wird erwartet, daß die zunehmend besseren Modelle diese Diskrepanz beseitigen können.

Für eine Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist im Rahmen der OFPDs - wie bei den Vektormesonen - eine Mesonverteilungsamplitude Φ nötig. Diese muß auf andere Weise bestimmt werden, so daß jedes OFPD-Modell eine zusätzliche Unsicherheit erhält. Allerdings ist die Amplitude im Gegensatz zu den Verteilungsamplituden bei den Vektormesonen bereits experimentell erschlossen worden [VGG:99].

Vorhersagen für Wirkungsquerschnitte in exklusive Produktion von pseudoskalaren Mesonen stammen von Vanderhaeghen et al. [VGG:99] und Mankiewicz et al. [MPW:98]. Dabei werden die beiden Reaktionen berücksichtigt, die innerhalb des Baryonoktetts möglich sind:

$$\gamma^* p \rightarrow \pi^0 p \tag{2.52}$$
$$\gamma^* p \rightarrow \pi^+ n. \tag{2.53}$$

Im Gegensatz zu den Vektormesonen entfällt die Komplikation, die Mesonen nach ihrer Polarisation zu unterscheiden.

Kontrovers wird der Einfluß des sogenannten Pion-Pols diskutiert. Er resultiert aus der Vorstellung von einer Pionen-Wolke, bei der das Proton mit gewisser Wahrscheinlichkeit in ein Oktett/Dekuplett-Baryon und ein entsprechendes π fluktuiert [MC:00]. Dazu existieren Vorhersagen z. B. im Rahmen des "Cloudy Bag Models"(CBM); das postulierte Feld ist allerdings zu stark für pQCD-Rechnungen [FGS:96]. Kommt der dominante Anteil zum Wirkungsquerschnitt von $\tilde{H}$, so wird erwartet daß:

$$\frac{d\sigma_{\pi^+}}{dt}(t = t_{\min}) / \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dt}(t = t_{\min}) \approx 5. \tag{2.54}$$

Trägt der Pion-Pol bei, so wird der Wirkungsquerschnitt des π^+ zusätzlich etwa verdreifacht. Außerdem wird eine stark asymmetrische Verteilung bezüglich des Winkels Φ vorhergesagt. Erste Ergebnisse von HERMES können als Indiz für die Existenz des Pion-Pols interpretiert werden [Ava:00].

Obwohl HERMES im Augenblick noch keine exklusive Erzeugung von pseudoskalaren Mesonen exakt messen kann, ist die Single-Spin-Asymmetry (SSA) zugänglich, die als erstes Sinus-Moment der Φ-Verteilung auftritt. In Abhängigkeit von der Polarisation des Targets (+/-) ist definiert:

$$A_{UL}^{\sin\Phi} = \frac{\frac{L^+}{L_P^+}\int d\Phi\,\sin\Phi\,\frac{dN^+}{d\Phi} - \frac{L^-}{L_P^-}\int d\Phi\,\sin\Phi\,\frac{dN^-}{d\Phi}}{\frac{1}{2}\int d\Phi\,(\frac{dN^+}{d\Phi} + \frac{dN^-}{d\Phi})}. \tag{2.55}$$

Dabei sind $N^\pm$ die Ereigniszahlen für die beiden Targetpolarisationen. $L^\pm$ sind die Luminositäten, $L_P^\pm$ sind die Luminositäten gewichtet mit dem Absolutbetrag der mittleren Targetpolarisation.

Man kann nun die Asymmetrie in Abhängigkeit von der fehlenden Masse auftragen [HER:00a] (Abbildung 2.11). Im exklusiven Limes ($M_X = M_p$) ist $A_{UL}^{\sin\Phi}$ groß und deutlich verschieden für π^+ und π^0, was dem Pion-Pol zugeschrieben wird.

Die Produktion von π^- ist nicht durch die für die obigen Prozesse vermutlich dominanten Übergänge innerhalb des Baryon-Oktetts möglich. Stattdessen muß zumindest eine Δ-Resonanz erzeugt werden. Für den Übergang $N \rightarrow \Delta$ existieren 8 weitere OFPDs [FPS:98].

Experimentell zugänglich sind die folgenden Reaktionen:

$$\gamma^*\, p \rightarrow \pi^+\, n/\Delta^0, \tag{2.56}$$
$$\gamma^*\, p \rightarrow \pi^0\, p/\Delta^+, \tag{2.57}$$
$$\gamma^*\, p \rightarrow \pi^-\, \Delta^{++}. \tag{2.58}$$

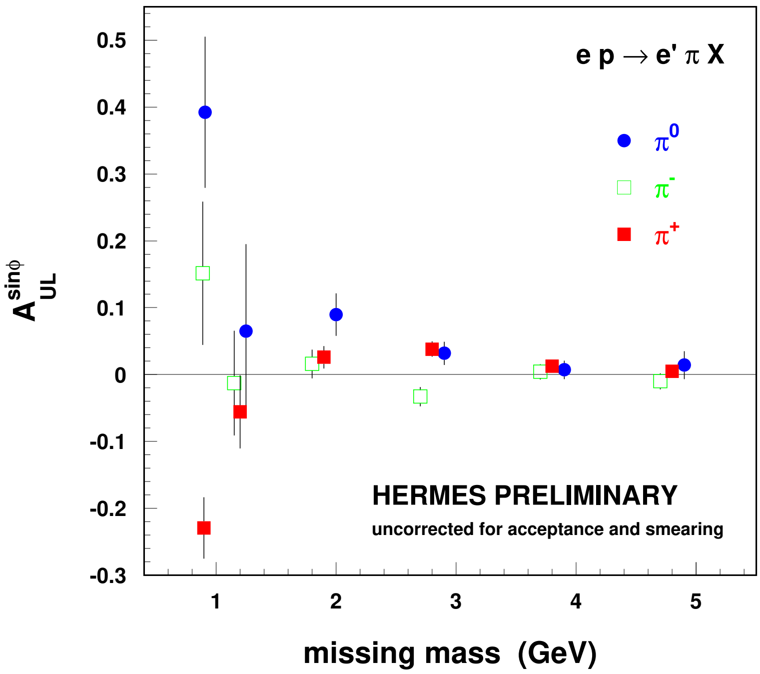

Abbildung 2.11: Vorläufige HERMES-Daten für die Single-Spin-Azimuthal-Asymmetry (SSA) in exklusiver Pionproduktion nach [HER:00a]. Der exklusive Limes liegt für eine fehlende Masse von ca. 1 GeV vor. π^- Produktion setzt die Erzeugung z. B. einer Δ^{++}-Resonanz voraus; dieser Mechanismus ist weniger gut verstanden.

Dabei lassen sich die produzierten geladenen Pionen mit hoher Auflösung von allen Detektoren des HERMES-Experiments erfassen; die fehlende Masse kann zur Zeit mit einer Genauigkeit von 0.25 GeV rekonstruiert werden [HERMES:00d]. Neutrale Pionen werden durch zwei Photonen im Kalorimeter nachgewiesen. Die Auflösung ist dementsprechend etwas ungenauer.

Auf Grund der erreichten Präzision bei der Rekonstruktion der fehlenden Masse ist es nicht möglich, die Beiträge von Delta(1232)-Anregung und n/p als Rückstoßteilchen zu separieren. Dazu kommt noch der nichtresonante Hintergrund.

Weitere Resonanzen können größtenteils ausgeschlossen werden, da die nächsthöhere Δ-Anregung bei 1600 MeV mit einer Breite von etwa 350 MeV liegt. Beimischung von Hadronen mit Strangeness ungleich null würde ein Kaon produzieren, welches im RICH-Detektor nachweisbar ist. Sie sind für die Aufgaben des Rückstoßdetektors also uninteressant.

Für die Kinematik der Rückstoßteilchen gilt ähnliches wie bei Vektormesonproduktion, was bedeuten soll, daß der Wirkungsquerschnitt exponentiell zu hohen $-t$ hin abfällt. Das wird auch durch Messungen von Joos et al. [J$^+$:74] bei etwas niedrigerer Energie belegt. Bei HERMES wird zur Zeit ein Schnitt auf $-t < 0.5$ GeV gesetzt [HERMES:00d], um die exklusiven Ereignisse besser separieren zu können; die Messungen der t-Abhängigkeit sind aber auch im eingeschränkten Bereich noch mit großen Unsicherheiten behaftet [HER:00b] (Abbildung 2.12). Diese treten sowohl in der Bestimmung der Raten als auch in der Rekonstruktion von t auf. Das exakte Verfahren, wie die dargestellte Verteilung der π^+-Ereignisse erzeugt wurde, ist weiter unten angegeben.

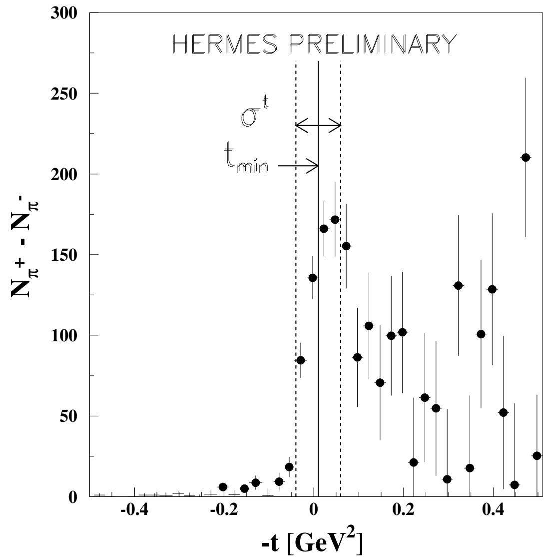

Abbildung 2.12: Vorläufige HERMES-Daten für den Wirkungsquerschnitt in π^+-Produktion in Abhängigkeit von der kinematischen Variablen t. Die schlechte Auflösung der fehlenden Masse bei HERMES macht eine Bestimmung des Abfalls mit t schwierig.

Als weitere Komplikation muß beachten, daß das geringe $-t$ einen geringen Impuls des Rückstoßteilchens bedeutet. Falls dieses ein Δ ist, wird auch nur wenig Impuls auf seine Zerfallsprodukte übertragen. Da das Delta nur unwesentlich schwerer ist als $M_p + M_\pi$, wird bei seinem Zerfall außerdem wenig kinetische Energie frei, so daß die erzeugten Pionen letztlich langsam sind und unter großen Winkeln auftreten. Sie sind nur mit geringer Wahrscheinlichkeit im HERMES-Spektrometer beobachtbar.

Für einen möglichen Rückstoßdetektor ist also - wie schon erwähnt - die Bestimmung des Δ-Anteils die Hauptaufgabe; dabei muß ferner nur ein Teil der Resonanz berücksichtigt werden, nämlich nur $M_\Delta < 1,5$ GeV. Die Δ-Resonanz zerfällt als Spin-$\frac{3}{2}$-Teilchen nicht notwendigerweise isotrop, sondern hat eine Winkelabhängigkeit. Im Gegensatz zur Delta-Produktion durch Pion/Proton-Streuung [Per:82] läßt sich der Zerfall nicht grundsätzlich durch ein Verhalten

$$\sigma \propto 1 + 3\,\cos^2\theta \tag{2.59}$$

beschreiben. Dabei ist θ der Winkel zwischen der Flugrichtung der Delta-Resonanz im Laborsystem und dem emittierten Zerfallsproton. Stattdessen müssen eine Reihe von Spintransfer-Matrixelementen bestimmt werden. Dafür existieren nur Meßergebnisse bei etwas niedrigerer Energie [J$^+$:74].

Bei Messungen des Δ^{++}-Kanals bei einer Streamer-Kammer [W$^+$:78] [J$^+$:74] am DESY wurde festgestellt, daß alle Matrixelemente für die gegebene Kinematik verschwinden bis auf r^{04}_{33}. Dieses nimmt für 1.7 GeV$< W < 2.8$ GeV und 0.8 GeV$^2 < Q^2 < 1.4$ GeV^2 etwa einen Wert von 0.4 an. Es gilt:

$$\sigma \propto r^{04}_{33}\,\sin^2\theta + (\frac{1}{2} - r^{04}_{33})(\frac{1}{3} + \cos^2\theta)\,. \tag{2.60}$$

Diese Kurve ist in Abbildung 2.13 dargestellt. Für weitere Simulationen des Zerfallsprozesses wird diese Verteilung als isotrop angenommen, da sie für unseren Bereich nicht genauer bekannt ist und jede andere Verteilung ebenso willkürlich erscheint.

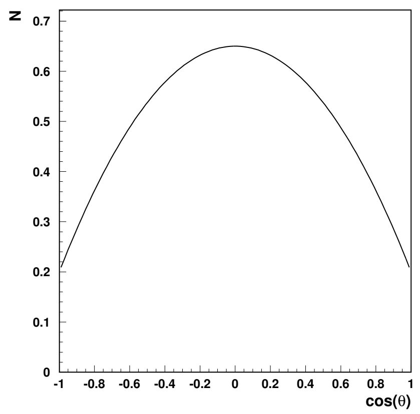

Abbildung 2.13: Zerfallsverteilung der Δ-Resonanz im Schwerpunktsystem der Resonanz. Es wurde ein Wert von 0.4 für r^{04}_{33} angenommen. Die Verteilung ist nahezu isotrop, was einem r^{04}_{33} von 0.25 entsprechen würde.

Problematisch ist die exklusive Erzeugung von Pionen insbesondere deshalb, weil ein starker Hintergrund existiert. Bisher war es nur möglich, den exklusiven Prozeß in der fehlenden Masse zu isolieren, indem ausgenutzt wurde, daß kein doppelt positiv geladenes Teilchen mit der Masse des Protons existiert. Deshalb können die Rate für π^+- und π^--Produktion bei großer fehlender Masse aneinander angepaßt werden. Durch Subtraktion erhält man dann eine deutliche Erhöhung der π^+-Rate im Bereich der Proton-Masse

(Abbildung 2.14 nach [HERMES:00d]). Die Auflösung der fehlenden Masse wird mit ca. 0.25 GeV angegeben.

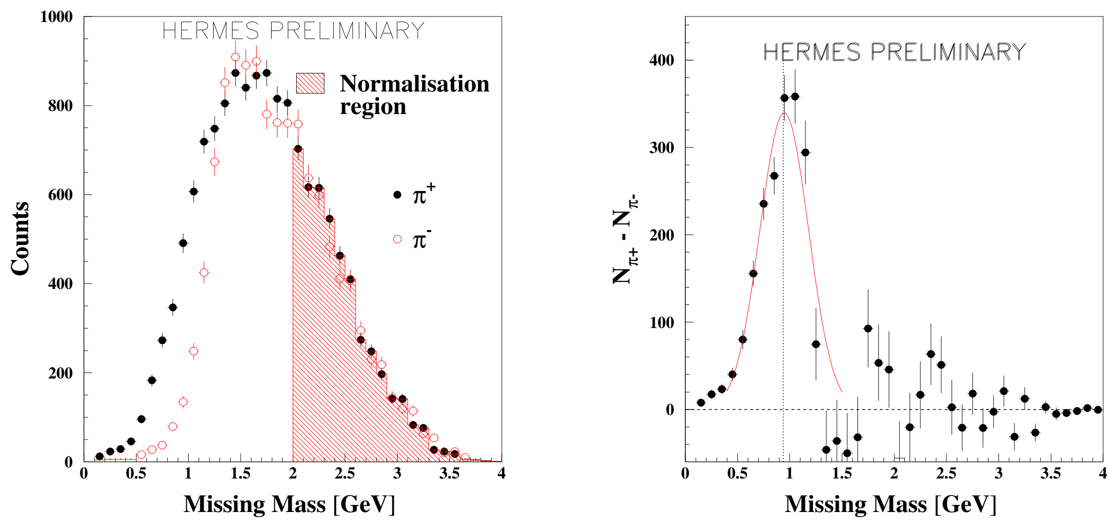

Abbildung 2.14: Vorläufige HERMES-Daten für π^+ und π^- nach Normalisierung (links) und Subtraktion (rechts).

Die in Kapitel 4.2 beschriebene kinematische Simulation liefert für die Verteilung der Protonen aus π^0-Erzeugung mit Proton als Rückstoßteilchen und π^--Erzeugung mit Δ^{++}-Anregung die beiden in 2.15 und 2.16 dargestellten Ergebnisse. Dabei ist wiederum die Verteilung in Abhängigkeit vom Impuls des Protons und dem Winkel θ relativ zum Elektronenstrahl wiedergegeben. Auf Grund der vergleichbaren Kinematik hat die Abbildung 2.15 eine gewisse Ähnlichkeit zur exklusiven Produktion von ρ-Mesonen. Man erkennt außerdem, daß sich die beiden Verteilungen der Protonen zwar unterscheiden, aber überlappen. Das heißt, daß ein Rückstoßdetektor alleine keine Separation durchführen kann, sondern auf das restliche Spektrometer angewiesen ist.

Auf Grund der beschriebenen Problematik hat ein Rückstoßdetektor für exklusive π-Produktion folgende Aufgaben:

- Separation von Nukleonen als Rückstoßteilchen und Nukleonen aus der Δ-Erzeugung unter Berücksichtigung der angegebenen Zerfallskinematik;
- Unterdrückung des starken tiefinelastischen Hintergrundes;
- Exaktere Bestimmung der kinematischen Variablen, insbesondere t.

Falls diese Aufgaben erfüllt werden, wird es möglich sein, Messungen von exklusiven Wirkungsquerschnitten durchzuführen; dies ist bei der augenblicklichen Datenqualität

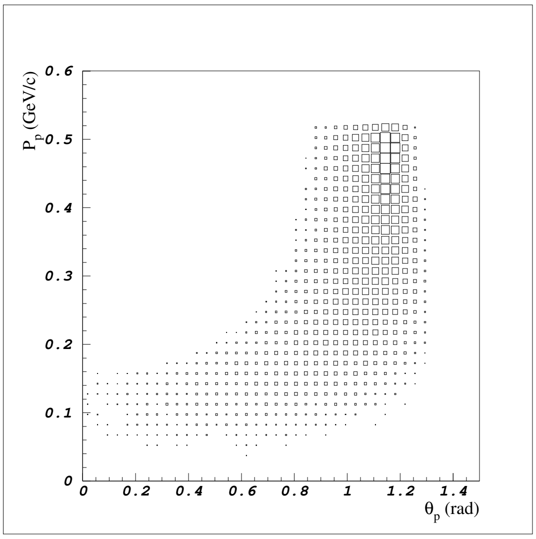

Abbildung 2.15: Kinematische Simulation für die Verteilung von Rückstoßprotonen aufgetragen gegen Winkel θ (rad) und Impuls (GeV/c) in exklusiver π^0-Produktion. Kinematische Grenzen wie in Kapitel 4.1; generiert aus flachen Verteilungen in x, Q^2, t.

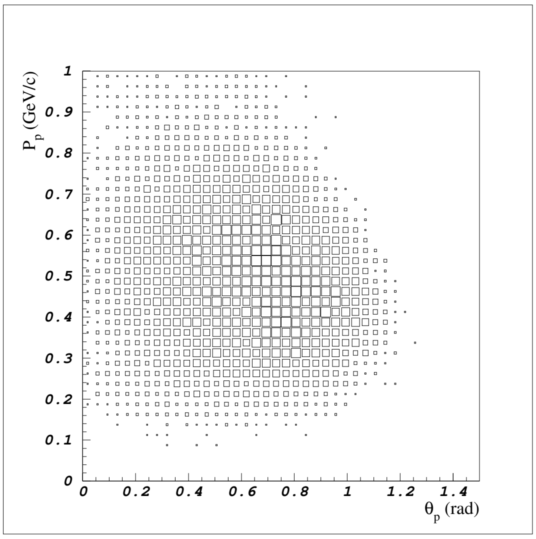

Abbildung 2.16: Kinematische Simulation für die Verteilung von Zerfalls-Protonen aufgetragen gegen Winkel θ (rad) und Impuls (GeV/c) in exklusiver π^--Produktion. Kinematische Grenzen wie in Kapitel 4.1; generiert aus flachen Verteilungen in x, Q^2, t.

nicht praktikabel [Tho:00]. Allerdings existieren dazu bereits sehr gute Messungen mit hoher Auflösung der fehlenden Masse, mit denen HERMES konkurrieren muß [B+:78]. Deshalb wird besonders die gesteigerte Qualität der nur bei HERMES zugänglichen SSA interessant sein, wobei der Asymmetriebeitrag der Δ-Anregung beseitigt werden muß. Erst dadurch können Parameter im Modell der OFPDs weiter festgelegt werden.

2.6 DVCS

Einer der interessantesten exklusiven Prozesse ist die tief-virtuelle Compton-Streuung (Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS). Im Rahmen der OFPDs ist dieser Fall besonders klar zu beschreiben, weil das Faltungsintegral keine potentiell unbekannte hadronische Lichtkegelwellenfunktion enthält [Col:00]. Ein Faktorisierungsbeweis für DVCS wurde als erstes von Radyushkin gegeben [Rad:97]. Durch eine direkte Messung des Wirkungsquerschnittes sind die OFPDs $H, E, \tilde{H}$ und $\tilde{E}$ in quadratischer Form zugänglich.

Dabei muß beachtet werden, daß DVCS kohärent mit dem Bethe-Heitler Bremsstrahlungs-Prozeß interferiert, sodaß der in Abbildung 2.17 abgebildete Graph nicht der einzige ist.

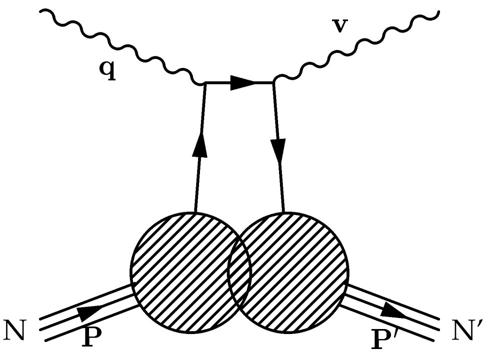

Abbildung 2.17: Bei HERMES wird erwartet, daß DVCS im wesentlichen vom Quarkaustausch (QEM) vermittelt wird (abgebildet). Bei höheren Energien (ZEUS, H1) dominiert dagegen 2-Gluon-Austausch (PTGEM) [FFS:99].

Der Wirkungsquerschnitt beträgt [Ama:97]

$$\frac{d\sigma}{d\phi\, dt\, dQ^2\, dx_B} = \frac{1}{32(2\pi^4)} \frac{x_B y^2}{Q^4} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4 \cdot x_B^2 M_P^2}{Q^2}}} |\tau_{\mathrm{BH}} + \tau_{\mathrm{DVCS}}|^2 \tag{2.61}$$

Dabei sind τ_{BH} und τ_{DVCS} die komplexen Amplituden der beiden Prozesse. Diese enthalten diverse Helizitätsamplituden, die auch eine Abhängigkeit von der Polarisation des Leptonstrahls verursachen.

Zum Nachweis von DVCS bieten sich somit somit 2 Möglichkeiten an:

- Eine Erhöhung des absoluten Wirkungsquerschnittes in der Produktion von reellen Photonen wurde experimentell bereits bei ZEUS [ZEUS:99] und H1 nachgewiesen. Dabei dominiert der PTGEM-Mechanismus mit Streuung an Gluonpaaren. Dieser Prozeß kann auch gut ohne OFPDs beschrieben werden. Die pQCD-Rechnung nach [FFS:99] beinhaltet nur die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$, die Formfaktoren des Protons $G_E(t)$ und $G_M(t)$ und 3 nicht genau bekannte Parameter R, η und b. Es wird erwartet, daß solche pQCD-Modelle etwa im Bereich $Q^2 > 4$ GeV^2 und $x_B < 10^{-2}$ sinnvolle Ergebnisse liefern. Dieser Bereich ist aber für HERMES nicht zugänglich, da $x_B > 10^{-2}$ aus kinematischen Gründen gilt.

- Es läßt sich analog zur exklusiven π-Produktion eine Abhängigkeit vom Winkel Φ beobachten [Ama:97]. Diese enthält verschiedene Anteile aus der Bethe-Heitler-Amplitude, der DVCS-Amplitude und dem Mischterm. Während die reine Bethe-Heitler-Amplitude für den differentiellen Wirkungsquerschnitt nur Cosinus-Momente im Winkel Φ liefert (d. h. der Prozeß ist symmetrisch zur Streuebene), stammen alle Sinus-Momente aus den beiden anderen Anteilen. In der Tat scheint bei HERMES-Kinematik das erste Sinus-Moment alle anderen Abhängigkeiten vom Winkel Φ zu dominieren. Dazu existieren auch experimentelle Ergebnisse. Die Asymmetrie der gefundenen Winkelabhängigkeit und die extrahierte SSA sind in den Abbildungen 2.18 [HER:00d] und 2.19 [HER:00f] wiedergegeben. Für die SSA ist im Falle von DVCS keine Targetpolarisation erforderlich, sondern nur eine Polarisation des Strahls. Für die Abbildung 2.19 wurde folgende Definition verwendet:

$$A_{LU}^{\sin\Phi} = \frac{2\int_0^{\pi} d\Phi\ \sin(\Phi)\,(d(\sigma_+ - \sigma_-)/d\Phi)}{<|P_B|> \int_0^{2\pi} d\Phi\,(d(\sigma_+ - \sigma_-)/d\Phi)}. \tag{2.62}$$

  Dabei ist σ_+ und σ_- der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Polarisation des Leptonenstrahls und $<|P_B|>$ der mittlere Betrag der Strahlpolarisation. Der exklusive Limes in der Nähe der Proton-Masse zeigt einen deutlichen Effekt. Es wird erwartet, daß Ereignisse mit einem durch Meßfehler negativen Massenquadrat einen noch höheren Anteil an exklusiven Ereignissen enthalten, obwohl ihre Kinematik schlechter bekannt ist. Deshalb wurde ein Datenpunkt bei negativer fehlender Masse angegeben, der diese Ereignisse enthält.

  Abbildung 2.18 stellt die Asymmetrie der exklusiven Ereignisse dar, die man für Ereignisraten N_+ und N_- in Intervallen des Winkels Φ findet:

$$A = \frac{N_+(\Phi) - N_-(\Phi)}{<|P_B|> (N_+(\Phi) + N_-(\Phi))}. \tag{2.63}$$

  Offenbar werden die existierenden HERMES-Daten vom $\sin\Phi$-Moment des DVCS-Anteils dominiert.

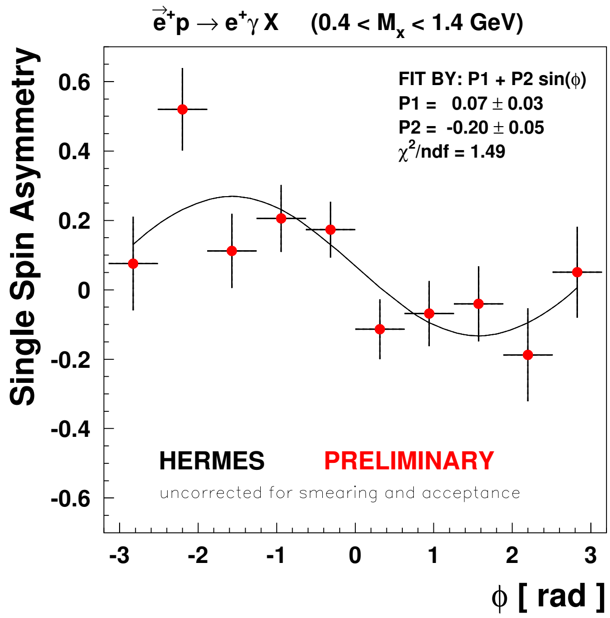

Abbildung 2.18: Vorläufige HERMES-Daten für die Asymmetrie in der Winkelverteilung bei DVCS in Abhängigkeit von Φ. Außerdem ist eine Fit mit einer Sinusfunktion eingezeichnet.

Im Prinzip sind nach den Vorhersagen von Vanderhaeghen et al. bei HERMES beide Effekte beobachtbar, da DVCS für kleine Photon-Produktionswinkel relativ zum Strahl gegenüber BH dominiert [VGG:99].

Der totale Wirkungsquerschnitt wird als $\propto 1/Q^4$ vorhergesagt. Wann ein ausreichendes Q^2 für das harte Photon erreicht ist, steht noch zur Diskussion. Es wird angenommen daß die Grenze oberhalb von 1 GeV^2 liegt. Somit wird HERMES vermutlich genau diesen Grenzbereich abdecken.

In der Praxis ist die Beobachtung von DVCS schwierig. Einerseits gibt es sehr viele Prozesse, die zu einem Photonen-Hintergrund führen können. Andererseits ist aber auch der Nachweis von hochenergetischen Photonen mit größeren Unsicherheiten behaftet. Das liegt daran, daß Orts- und Energieinformation nur aus dem elektromagnetischen Kalorimeter eines teilchenphysikalischen Experimentes stammen, während das Photon für die Spurdetektoren unsichtbar ist.

Aus diesem Grunde ist die rekonstruierte fehlende Masse schlecht bestimmt. Bei HERMES wird die Genauigkeit mit etwa 0.48 GeV angegeben [Ely:00]. Nur aufwendige Schnitte können den Hintergrund unterdrücken. In der Darstellung 2.20 [HER:00c] ist die Problematik erkennbar. Hier ist die Verteilung der potentiellen DVCS-Ereignisse gegen das rekonstruierte Quadrat der fehlenden Masse aufgetragen, um die Ausläufer

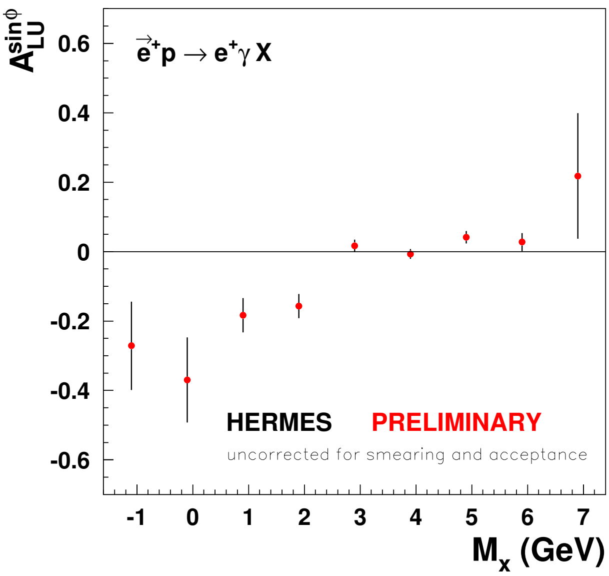

Abbildung 2.19: Vorläufige HERMES-Daten für die SSA in DVCS aufgetragen gegen die fehlende Masse. Negative fehlende Masse bedeutet dabei ein negatives Massenquadrat, bei dem die Wurzel des Betrag wieder mit dem Vorzeichen versehen wurde.

der Verteilung besser darstellen zu können. Außer dem exklusiven Signal im Bereich der Protonenmasse erkennt man die erwähnte deutliche Rate im negativen Bereich.

Als störender Effekt tritt hierbei auch der assoziierte DVCS (ADVCS) auf [FPS:98]. Dabei enthält der Endzustand nicht nur ein Rückstoßproton, sondern Zerfallsprodukte einer Δ-Anregung oder nichtresonant erzeugte Pionen. Wiederum wird die Δ-Resonanz wegen der geringen invarianten Masse als hauptsächlicher Störfaktor vermutet. Für diese wird außerdem eine andere SSA vermutet, so daß auch die bisherigen Asymmetrie-Messungen vermutlich kontaminiert sind [Die:00].

Kinematische Simulationen für die Korrelation von Winkel und Impuls der beobachteten Protonen aus DVCS und ADVCS sind in den Abbildungen 2.21 und 2.22 dargestellt. Die Simulationen sind in Kapitel 4 genauer erklärt. Auf Grund der vorläufigen HERMES-Daten wird erwartet, daß die gewählten kinematische Grenzen in x_B, Q^2 und t den für HERMES relevanten Bereich repräsentieren (siehe [MA:00]). Da die Simulation keine exakten Wirkungsquerschnitte liefern kann, ist für die tatsächlichen Raten eine Umverteilung innerhalb des abgedeckten Bereiches möglich.

Die Ziele des Rückstoßdetektors sind somit für DVCS ähnlich wie für exklusive Pionproduktion:

- Unterdrückung des nicht-exklusiven Hintergrundes aus tiefinelastischer Streuung.

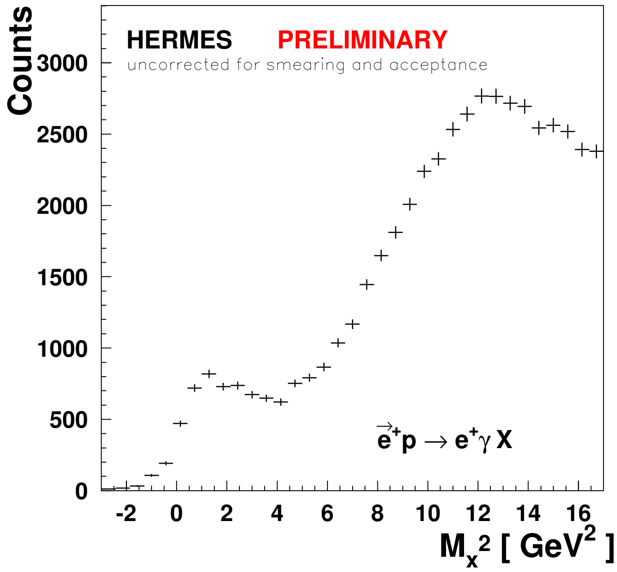

Abbildung 2.20: Vorläufige HERMES-Daten für die Verteilung des Quadrates der fehlenden Masse potentieller DVCS-Ereignisse.

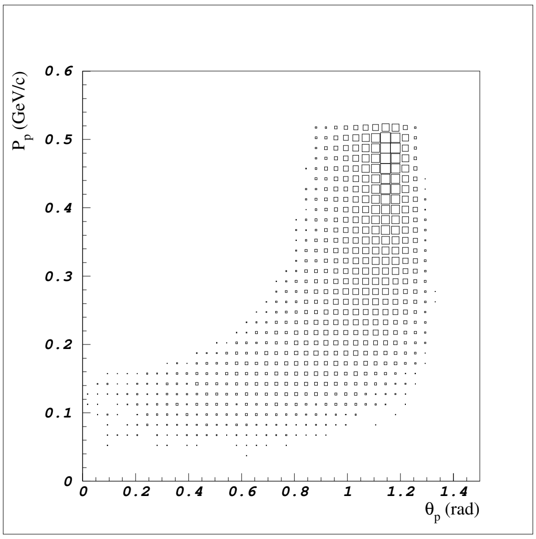

Abbildung 2.21: Kinematische Simulation für die Verteilung von Rückstoßprotonen aufgetragen gegen Winkel θ (rad) und Impuls (GeV/c) in DVCS. Kinematische Grenzen wie in Kapitel 4.1; generiert aus flachen Verteilungen in x, Q^2, t.

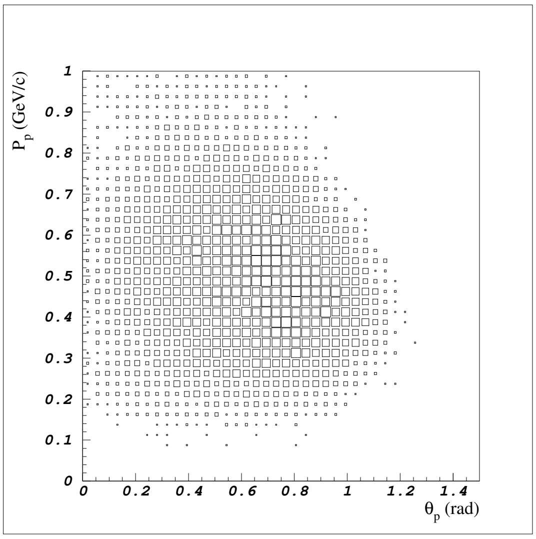

Abbildung 2.22: Kinematische Simulation für die Verteilung von Zerfalls-Protonen aufgetragen gegen Winkel θ (rad) und Impuls (GeV/c) in ADVCS. Kinematische Grenzen wie in Kapitel 4.1; generiert aus flachen Verteilungen in x, Q^2, t.

- Separation von DVCS und ADVCS, wobei die deutlich schlechtere Auflösung der fehlenden Masse ein Problem darstellt.
- Bestimmung der kinematischen Variablen, wobei insbesondere t und Φ aus dem Proton besser bestimmt werden können, als aus dem Photon.

Es muß nun gezeigt werden, daß ein Rückstoßdetektor die erforderliche Meßgenauigkeit liefern kann. Außerdem muß die Frage nach dem optimalen Detektortyp geklärt werden.

3 Silizium-Teleskope

3.1 Aufbau des Detektors

Seit einigen Jahren werden in der Teilchenphysik Siliziumdetektoren eingesetzt. Im Wesentlichen handelt es sich dabei um pin-Halbleiterstrukturen, die in anderer Form als hochempfindliche Photodioden bekannt sind.

Im Gegensatz zu anderen Teilchendetektoren, bei denen primär Licht entsteht, das anschließend in ein elektrisches Signal umgewandelt wird (RICH, Hodoskope), entsteht bei Siliziumdetektor direkt ein elektrisches Signal, indem ein hochenergetisches Teilchen beim Durchflug Elektronen ins Leitungsband anregt. Diese quasifreien Elektronen würden in normalem Silizium sofort wieder rekombinieren; daran werde sie jedoch gehindert, wenn sie in der Raumladungszone eines in Sperrrichtung betriebenen pn-Übergangs entstehen. Löcher driften dann ins p-dotierte Silizium und Elektronen ins n-dotierte Silizium. Das Signal kann direkt gemessen werden.

Für die Raumladungszone gelten 2 wichtige Gleichungen:

$$n_p d_p = n_n d_n \,. \tag{3.1}$$

Das heißt, daß die Anzahldichte der negativen Ladungen im p-dotierten Bereich mal der Dicke der Raumladungszone im p-Bereich gleich der Anzahldichte der positiven Ladungen im n-dotierten Bereich mal der Dicke der Raumladungszone im n-Bereich ist. Die Anzahldichten entsprechen bei der üblichen Betriebstemperatur den jeweiligen Dotierungsdichten. Andererseits gilt für die Dicke der beiden Teilbereiche etwa

$$d \propto \sqrt{V_b}\,. \tag{3.2}$$

Dabei ist V_b die angelegte Spannung am pn-Übergang. Auf Grund diese Verhaltens sind sehr hohe Spannungen nötig, um eine hinreichend dicke Raumladungszone zu erzeugen. Nur innerhalb der Raumladungszone ist aber ein elektrisches Feld vorhanden, das die freigesetzten Ladungen trennen kann. Für pin-Dioden wird dieses Problem umgangen, indem eine Schichtenfolge mit quasi-intrinsischem Silizium in der Mitte verwendet wird. In der Regel ist diese Schicht schwach n-dotiert.

Da die intrinsische Schicht kaum Ladung enthält, gilt hier, wenn die volle Verarmungsspannung angelegt ist, die Poisson-Gleichung

$$\Delta\phi = 0 \tag{3.3}$$

wobei ϕ das elektrische Potential bezeichnet. Man erhält also ein homogenes Feld im Bereich der (dicken) i-Schicht und die Raumladungen befinden sich in der p- und der n-Schicht. Das registrierte Signal ist unabhängig von der angelegten Spannung. Falls nicht die volle Verarmungsspannung angelegt ist, bildet sich die Raumladungszone zwischen p- und i-Schicht aus und die beim Durchgang eines Teilchens gesammelte Ladung ist $\propto \sqrt{V_b}$.

Diese Technologie ist im Augenblick für Detektordicken zwischen $100\,\mu$m und $1500\,\mu$m erhältlich, wobei ab ca. $1000\,\mu$m zusätzliche Schutzringe auf der Oberfläche der Diode erforderlich sind. Die Verarmungsspannung liegt etwa im Bereich zwischen 50 V und 300 V [MS:00] [Sin:00].

Um den Auftreffort des Teilchens zu bestimmen, wird ein pin Silizium-Wafer mit einem Streifenmuster und Metallkontakten hergestellt. Man unterscheidet einseitige und zweiseitige Detektoren, wobei einseitige Detektoren ein deutlich geringeres Rauschen zeigen.

Der minimale Streifenabstand beträgt im Augenblick ca. $20\,\mu$m und ist nach oben hin offen. Für zweiseitige Detektoren sind die Streifen der unteren und der oberen Lage unterschiedlich orientiert, oft unter 90° zueinander. Da dies die Auslese erschweren kann, besteht die Möglichkeit einer zweiten Metallisierungslage, die erlaubt, alle Kontakte (Bondpads) auf einer Seite des Detektors zu legen. Dabei entsteht jedoch weiteres Rauschen.

Obwohl Siliziumdetektoren in verschiedenen Größen angeboten werden (4-Zoll- und 6-Zoll-Technologie), ist es oftmals nötig, zwei oder mehrere Detektoren zusammenzubonden, um längere Streifen zu erhalten. Diese Option ist oft explizit vorgesehen [MS:00]. Dabei gibt es aber natürliche Grenzen für die Streifenlänge.

Die Rauschleistung nimmt nämlich mit der Streifenlänge zu, die Signalhöhe aber ab, da die kapazitive Koppelung zu benachbarten Streifen größer ist. Das bedeutet, daß das Signal-zu-Rausch-Verhältnis doppelt beeinträchtigt wird. Technisch realisierbar sind im Augenblick Streifenlängen in der Größenordnung von mindestens 10 cm [MS:00].

Auf dem Silizium-Wafer können neben dem eigentlichen Streifenmuster auch Widerstände und Kondensatoren für kapazitive Koppelung angebracht werden. Das reale Design kann sehr kompliziert sein (Abbildung 3.1).

Für manche Experimente sind dicke Detektoren mit großen rechteckigen Dioden besser geeignet. In Abbildung (3.2) ist ein solcher Detektor dargestellt.

In vielen Experimenten werden doppelseitige Siliziumdetektoren zur Spurerkennung eingesetzt. Die großen Vorteile gegenüber anderen Optionen sind die extrem genaue Ortsauflösung und die Vakuumtauglichkeit der Siliziumtechnologie (HERMES [HER:97], H1 [E^+:97]). In vielen Fällen wird keine genaue Information über die Energiedeposition benötigt. Diese ist allerdings bei gekühlten Pad-Detektoren ebenfalls sehr zufriedenstellend.

Bei Siliziumteleskopen wird versucht, beide Informationen auszuschöpfen. Siliziumteleskope können sowohl Impuls als auch Teilchensorte bestimmen. Dazu wird ein zwei-

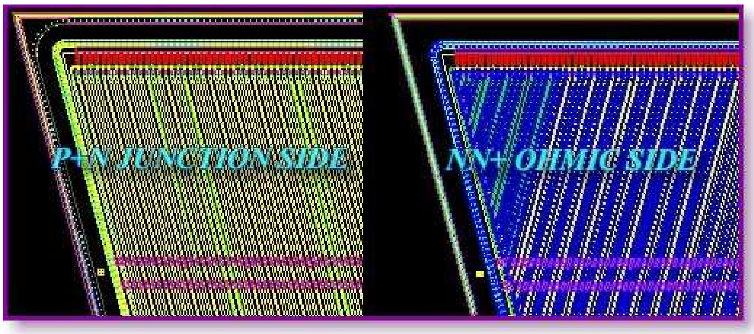

Abbildung 3.1: Für den bei HERMES gerade gebauten Siliziumdetektor - die Lambda-Räder - wurden trapezförmige doppelseitige Detektoren (300 μm) mit kapazitiver Koppelung hergestellt. Durch das spezielle Streifenmuster findet die Auslese nur auf der Längsseite (hier oben im Bild) statt. (Micron Semiconductors)

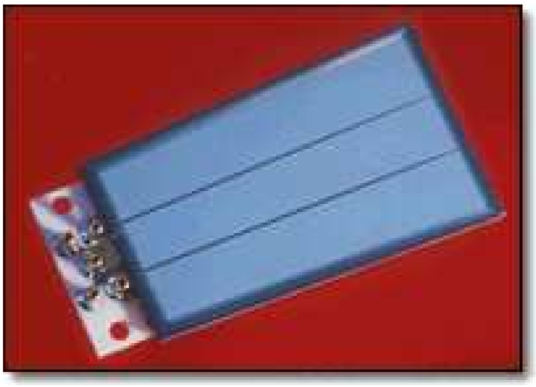

Abbildung 3.2: Der APEX-Detektor-Typ besteht nur aus drei großen Pads und ist 1mm dick. (SINTEF)

oder dreilagiger Aufbau wie in Abbildung 3.3 verwendet.

Eine genauere Diskussion der Eigenschaften von Siliziumteleskopen folgt in Abschnitt 3.3.

3.2 Versorgungs- und Ausleseelektronik

Ein wichtiger Bestandteil von Siliziumteleskopen ist die angeschlossene Elektronik. Da es nicht praktikabel ist, jeden einzelnen Auslesekanal an einen Analog-Digital-Wandler anzuschließen, müssen die Signale eines Detektors in serieller Form ausgegeben werden.

Herzstück dieser Ausleseelektronik ist der sogenannte "Front-End-Chip". Dieser gliedert sich in der Regel in die folgenden Baugruppen:

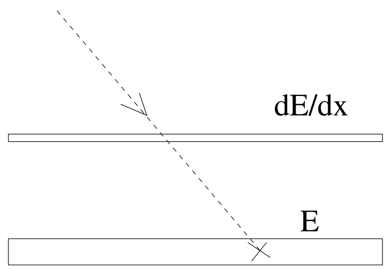

Abbildung 3.3: Silizium-Teleskope bestehen aus mindestens zwei Lagen, wobei die zweite Lage dicker sein sollte als die erste. Impulsauflösung und Teilchenidentifikation sind optimal, wenn das Teilchen in der letzten Lage absorbiert wird.

- Vorverstärkung bzw. Pulsformung
- Pipeline-Puffer
- Ausgangsverstärker und Multiplexing.

Dazu kommen noch Kontrollregister und Versorgungselektronik. Ein Beispiel für einen solchen Chip ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Der APC128 [Hor:00] ist der Nachfolger des im Silizium-Testzählers eingesetzten APC-64 [HP:93]. Neben der verdoppelten Anzahl an Auslesekanälen wurde die Strahlenhärte des Chips verbessert und die Auslesetaktfrequenz auf ca. 10 MHz erhöht. Durch den schaltbaren Vorverstärker, den hohen dynamische Bereich der Zellen und die analogen Operationen ist es im Prinzip möglich, ein empfangenes Signal zunächst mit hoher Verstärkung für MIPs (Teilchen mit minimaler Energiedeposition) und anschließend mit geringer Verstärkung für die niederenergetischen Rückstoßprotonen (hohe Energiedeposition) auszulesen.

Der reguläre Auslesezyklus läuft folgendermaßen ab: Die Zellen werden mit der Frequenz der Elektronenpakete gefüllt. Für HERA beträgt diese "Bunchfrequency" 96 ns. Wenn ein Signal empfangen wird, so nimmt der Zellinhalt proportional zum empfangenen Signal zu, anderenfalls klingt der Wert über mehrere Zellen hinweg ab. Einige Mikrosekunden nach dem Ereignis kommt ein Trigger-Signal vom Hauptspektrometer; im Fall des "Central Silicon Trackers" von H1, wo der APC128 demnächst eingesetzt werden soll, dauert dies etwa 2.7 μs. Das Schreiben der Zellen wird dadurch angehalten und die Zellen selektiert, zwischen denen das Signal aufgetreten ist. Nach einer Subtraktion der Zellinhalte, wird das verstärkte Signal an den Analog-Digital-Wandler gesendet.

Andere Chips, wie der HELIX128 [FB^{+}:] [FB:99], haben neben einem Vorverstärker einen Pulsformer, der beim Auftreten eines Signals einen Gauss-artigen Puls erzeugt, dessen Amplitude proportional zur Signalstärke ist. Auf diese Weise enthalten die 128 Zellen bereits die exakten Signalwerte, allerdings muß das Timing sehr genau (auf etwa

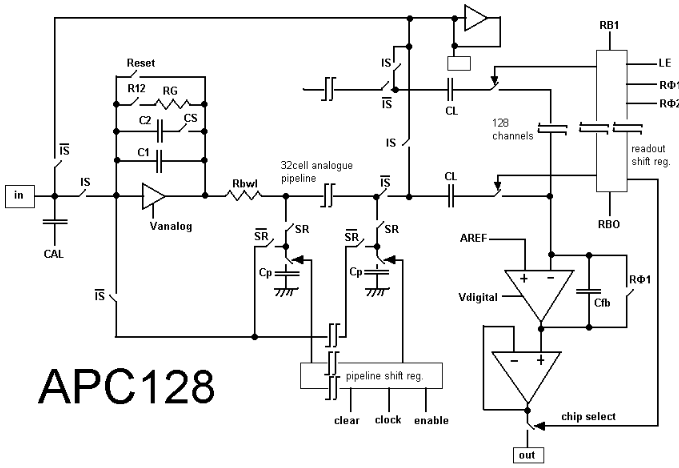

Abbildung 3.4: Für jeden der 128 Eingangskanäle verfügt der APC 128 über einen Vorverstärker mit schaltbarer Verstärkung und einen Pipeline-Puffer mit 32 Zellen. Kanäle und Zellen werde mit Hilfe der jeweiligen Shift-Register geschaltet. Die Auslese erfolgt wiederum über den schaltbaren Vorverstärker und einen Endverstärker. Der Chip erlaubt analoge Addition und Subtraktion von Zellinhalten, so daß die Differenz zwischen 2 benachbarten Zellen das in der Zwischenzeit empfangene Signal angibt.

10 ns) mit den Elektronenpaketen im Strahl abgestimmt werden. Der HELIX-Chip hat 128 Pipeline-Zellen und ist in der Lage, bis zu acht Ereignisse zwischenzuspeichern. Die Ausgabe der analogen Information wird mit einem digitalen Trailer mit 8 bit versehen, der die Pipelinezelle angibt, in der das Ereignis gespeichert wurde. Ein Nachteil des HELIX-Chips ist der geringe dynamische Bereich, der mit etwa 10 angeben wird.

Eine Möglichkeit, dieses Problem zu vermeiden, wäre der TA32 von IDE [Sch:99]. Die Anzahl der Kanäle pro Chip ist zwar deutlich geringer, dafür wird ein dynamischer Bereich von mindestens 500 angegeben. Der Chip kann in Kombination mit dem VA32 ein eigenes Auslösesignal geben, allerdings ist diese Option aus verschiedenen Gründen bei HERMES nicht sinnvoll.

Alle der genannten Chips können als sog. Daisy-Chain betrieben werden, d. h. daß 4 oder mehr Chips mit den gleichen Signalen angesteuert werden und in der Ausgabe nacheinander ausgelesen werden. Dadurch wird die Zahl der Kanäle weiter reduziert, die Auslesezeit aber erhöht, was im Rahmen des Gesamtspektrometers unter Umständen nicht zulässig ist.

Im Detektor wird der Front-End-Chip - zusammen mit Versorgungselektronik - auf ein vakuumtaugliches Hybrid aufgebracht. Das Silizium wird entweder möglichst spannungsfrei mit dem Hybrid verklebt [Kle:00] und anschließend gebondet oder über eine flexible Leiterplatte (Kapton, Y-FLEX) mit diesem verbunden.

Die Struktur der Elektronik, wie sie für die HERMES-Lambda-Räder eingesetzt wird, ist in Abbildung 3.5 dargestellt [Ste:00a].

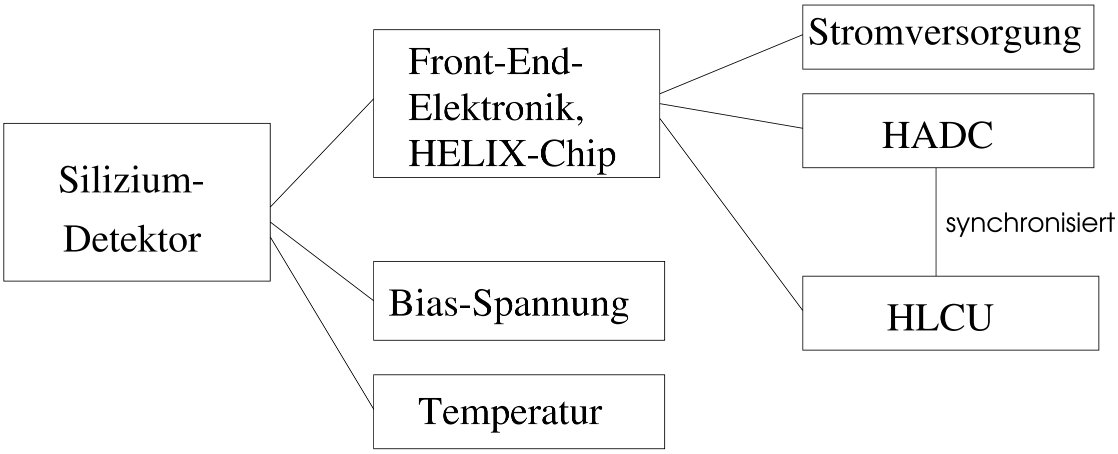

Abbildung 3.5: Die Elektronik der Lambda-Räder gliedert sich in die angegebenen Baugruppen. HLCU steht dabei für HELIX-Control-Unit und HADC für HELIX-Analogue-Digital-Converter.

Der Silizium-Detektor ist direkt mit der Versorgung für die Verarmungsspannung gekoppelt. Diese kann elektronisch geschaltet werden und liegt für die Lambda-Räder bei etwa 50 V. Außerdem sind verschiedene Temperatursensoren angebracht, die eine unzulässige Erwärmung von Detektor und Hybrid verhindern sollen. Die Temperatur wird aktiv über eine Alkoholkühlung reguliert und liegt im normalen Betrieb um etwa $-10°C$.

Das Hybrid beherbergt 2×4 HELIX-Chips als Daisy Chains. Diese werden über die HLCU angesteuert, die die grundlegenden Steuersignale an die Chips sendet.

Der HADC übernimmt die primäre Datenverarbeitung. Nach einer Konversion durch einen 10bit-Analog-Digital-Wandler wird für jeden einzelnen Kanal eine Basislinie subtrahiert (Pedestal Subtraction), wobei allerdings auch schwach negative Signale weiterverarbeitet werden. Anschließend wird ein gemeinsames Signalniveau für alle Kanäle bestimmt (Common Mode), welches unphysikalisch ist und deshalb ebenfalls subtrahiert wird. Die Daten werden an die HERMES-Datennahme (DAQ) weitergegeben und zusammen mit allen anderen Spektrometerdaten gespeichert.

Abbildung 3.6 zeigt ein typisches Ergebnis, wie es mit Hilfe eines Moduls der Lambda-Räder am DESY-Teststrahl aufgenommen wurde. Genauere Informationen dazu finden sich in Anhang 1. Das MIP-ähnliche Signal ist deutlich von der Basislinie getrennt. Trotzdem werden falsche Treffer durch elektrisches Rauschen simuliert.

Für die Stromversorgung der HELIX-Chips existieren intelligente Netzgeräte, deren Status über einen sogenannten CAN-node geschaltet und abgerufen werde kann. Fehler

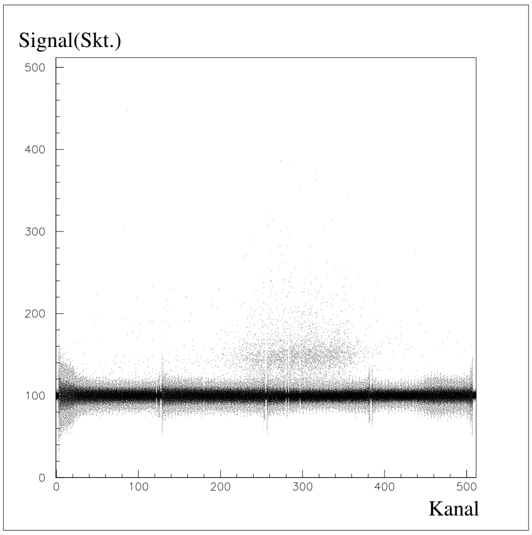

Abbildung 3.6: Signal pro Kanal gegen Kanalnummer für eine Seite eines Detektors der Lambda-Räder. Deutlich ist das Signal des Elektronenstrahls oberhalb der Basislinie zu erkennen. Der Strahl ist in der Realität etwa 2 cm breit.

und Warnungen werden im Rahmen der HERMES-Slow-Control-Software verarbeitet und gemeldet (siehe Anhang 2).

3.3 Bestimmung von Teilchenart und Impuls

Nachdem die prinzipiellen Komponenten eines Siliziumdetektors erläutert wurden, soll nun näher auf den Unterschied zwischen Silizium-Spurdetektoren wie den Lambda-Rädern und Siliziumteleskopen eingegangen werden. Letztere können zusätzliche Informationen liefern, indem die Ausleseelektronik einen großen dynamische Bereich ermöglicht, allerdings ist ihr Einsatzbereich energetisch begrenzt.

Im Optimalfall durchdringt das Teilchen die ersten Lagen und wird in der letzten absorbiert. Dadurch erhält man ein $dE/dx - E$-Teleskop. Der Energieverlust eines schnellen geladenen Teilchens - ausgenommen Elektronen - in Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [Gro:98]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} (\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}) \tag{3.4}$$

Dabei ist K eine Konstante, Z und A sind Kernladungszahl und Massenzahl des Mediums, β und γ sind die relativistischen Variablen, I ist die mittlere Elektronenanregungsenergie im Medium, $T_{\max}$ der maximale Energieübertrag auf ein freies Elektron bei Einfachstoß, z die Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung und δ eine Dichtekorrekturkonstante. dx bezeichnet das Produkt aus durchquerter Strecke dz und Massendichte ρ.

Die Kurve zeigt ein ausgeprägtes Minimum bei $\beta\gamma \approx 3$. Solche Teilchen werden als "minimum-ionizing particles" (MIPs) bezeichnet. Für höhere Impulse steigt sie kaum an, während sie für geringe Impulse stark zunimmt. Dieses Verhalten resultiert im sog. Bragg-Peak, bei dem das Teilchen, kurz bevor es absorbiert wird, seine maximale Energie deponiert.

Indem man die Energiedeposition in der zweiten Lage gegen die Energiedeposition in der ersten Lage aufträgt, erhält man eine charakteristische Kurve. Dabei führen statistische Fluktuationen in der Energiedeposition zu einer gut sichtbaren Verbreiterung. Genaueres dazu findet sich in [Wie:98].

Abbildung 3.7 stellt die Energiedeposition in zwei Lagen Silizium mit jeweils $300\,\mu$m Dicke dar, wie sie vom Simulationsprogramm GEANT [B$^+$:94] erzeugt wird. Da für einen Rückstoßdetektor nur Protonen mit Richtungsinformation interessant sind, wurde auf Teilchen verzichtet, die keine Energie in der zweiten Lage deponieren. Dies ist für Protonen eines Impulses von $P = 0.106$ GeV/c erfüllt, da das Proton in der ersten Lage absorbiert wird. Teilchen mit höheren Impulsen durchdringen die erste Lage und werden in der zweiten absorbiert ($P = 0.106, 0.108, 0.110, 0.112, 0.115, 0.120, 0.125, 0.130$ GeV/c). Teilchen ab $P = 0.130$ GeV/c durchdringen beide Lagen; die Energiedeposition in der zweiten Lage nimmt wieder ab ($P = 0.130, 0.140, 0.160, 0.180, 0.200, 0.250, 0.300$ GeV/c) und ist nicht mehr mit der Deposition in der ersten Lage korreliert.

An der Größe der für jeden einzelnen Impuls erzeugten Verteilungen läßt sich gut erkennen, daß der relative Fehler in der Impulsbestimmung mit zunehmeden Impuls ebenfalls zunimmt. Während für $P \approx 300$ MeV/c der absolute Fehler bei der Impulsbestimmung in der Größenordnung von 50 MeV/c liegt, nimmt er darunter deutlich ab. Ab 130 MeV/c ist der Fehler nur noch durch die Elektronik begrenzt, da die gesamte Energie im Detektor deponiert wird. Eine Auflösung von 1 MeV/c bei $P \approx 100$ MeV/c scheint möglich zu sein.

Optimale Impulsauflösung wird also im am Anfang des Kapitels diskutierten Fall erreicht, in dem das Teilchen seine gesamte Restenergie in der zweiten Lage deponiert.

Neben der Impulsauflösung ist auch eine Teilchenidentifikation möglich. Hadronen mit unterschiedlichen Massen und Ladungen deponieren in den beiden Siliziumlagen unterschiedliche Mengen Energie. Im Prinzip sollte sich daraus für alle die oben angegebene Dreieckskurve ergeben, nur daß der Abknickpunkt bei unterschiedlicher Energie liegt.

Für den Rückstoßdetektor ist zur Messung exklusiver Prozesse vor allem die Kontamination mit Pionen wichtig. Bei diesen liegt der Abknickpunkt bei deutlich geringerer Energiedeposition in der ersten bzw. zweiten Lage. Für Impulse oberhalb des Abknickpunktes überlappt die Kurve der Pionen mit der Kurve der Protonen mit höheren Impulsen, da hier die Deposition für beide Lagen unabhängig von der Teilchensorte nahezu gleich ist.

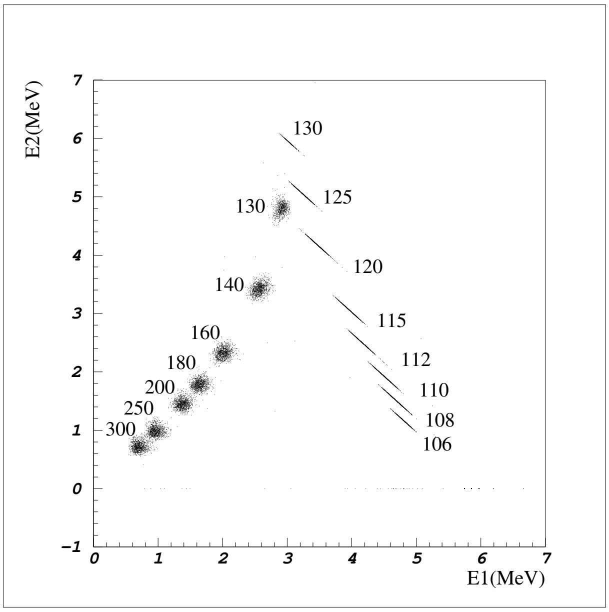

Abbildung 3.7: Energiedeposition in Siliziumteleskopen bei senkrechtem Einfall von Protonen mit $P > 100$ MeV/c; Simulation mit GEANT. Abszisse: Deposition in erster Lage in MeV; Ordinate: Deposition in zweiter Lage in MeV.

Der Effekt ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Die Simulation wurde mit GEANT durchgeführt und enthält auch die Deposition für sekundäre Teilchen. Pionen unterhalb von $P = 28$ MeV/c werden in der ersten Lage stark abgebremst, zerfallen aber, bevor sie ihre gesamte kinetische Energie deponieren. Auf diese Weise hinterlassen Pionen mit $P = 26$ MeV/c (als waagrechte Linie eingezeichnet) kein Signal in der zweiten Lage, deponieren aber weniger als die verfügbaren 2.4 MeV in der ersten Lage. Pionen mit $P = 28, 30, 32$ MeV/c (rechts) werden in der ersten Lage stark abgebremst, zerfallen aber dahinter, bevor sie die zweite Lage erreichen und deponieren dort kaum Energie. Deshalb existiert für Pionen der in Analogie zu den Protonen erwartete abfallende Ast des Diagramms nicht. Pionen mit $P = 35, 40, 50, 60$ MeV/c deponieren Energie in beiden Lagen. Sekundärteilchen liegen im Diagramm ganz unten links. Als Siliziumteleskop wurde ein Detektor mit typischen Dimensionen gewählt.

Aus den Abbildungen 3.7 und 3.8 sieht man, daß Protonen ab $P \approx 180$ MeV/c nicht von Pionen ab $P \approx 35$ MeV/c unterschieden werden können. Da Pionen solcher Energie beim Zerfall der für exklusive Prozesse wichtigen Δ-Resonanz auftreten können, wäre eine Teilchenidentifikation aber wichtig.

Für den realen Einsatz ergibt sich noch ein weiterer wichtiger Faktor: In der Regel treffen Rückstoßprotonen nicht senkrecht auf das Siliziumteleskop auf. Stattdessen können Winkel von $45°$ und mehr auftreten. Eine Korrektur ist dafür nicht trivial, da in der Nähe

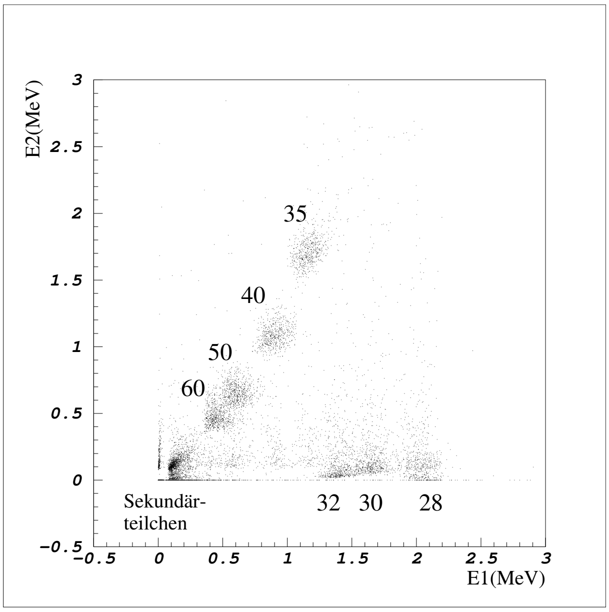

Abbildung 3.8: Energiedeposition von Pionen bei senkrechtem Auftreffen auf ein Siliziumteleskop. Beide Siliziumlagen sind 300 μm dick und 1.5 cm voneinander entfernt. Der Abstand der ersten Lage zum Erzeugungspunkt beträgt 5.6 cm.

des Bragg-Peaks dE/dx stark zunimmt. Eine einfache geometrische Korrektur der Form

$$E_{\text{normiert}} = E_{\text{real}} \cdot \cos\alpha, \tag{3.5}$$

wobei α der Auftreffwinkel ist, funktioniert deshalb nur, wenn dE/dx konstant ist und beide Detektoren durchdrungen werden. Im Prinzip ist es möglich, unter Kenntnis des Auftreffwinkels Tabellen für die Energiedeposition verschiedener Teilchenarten in Abhängigkeit von ihrem Impuls anzulegen. Daraus könnte man Teilchenart und Impuls gemeinsam bestimmen, allerdings ist es kompliziert, die Wahrscheinlichkeit für andere Hypothesen zu testen.

Aus diesem Grunde kann eine empirische Korrektur angebracht werden, die es erlaubt, Teilchen eines Typs auf eine gemeinsame Kurve zusammenzufalten. Diese lautet [Fie:00]:

$$E_{\text{normiert}} = E_{\text{real}} \cdot \cos(0.79 \cdot \alpha) \tag{3.6}$$

und wurde mit Erfolg am Siliziumtestzähler bei HERMES eingesetzt. Die Wirkung der Korrektur ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Die Simulation beinhaltet nun alle Elemente der HERMES-Targetregion, wie sie in Kapitel 4 beschrieben wird. Außerdem wird der Einfallswinkel direkt aus den Daten rekonstruiert, wobei ein doppelter Treffer ($E_1, E_2 > 0$)

und ein Streifenabstand von 1 mm vorausgesetzt wird. Die Simulation erfolgt also unter realistischen Bedingungen, nur daß eine isotrope Verteilung mit einigen festgesetzten Impulsen generiert wird. Auf Grund der Targetzelle können niedrigere Impulse den Detektor nun nicht mehr erreichen.

Man erhält für senkrechten Einfall ($\alpha = 0$) die bereits gezeigte Kurve. Alle anderen Auftreffwinkel werden auf die gleiche Kurve gebracht. Aus den Abbildungen 3.8 und 3.9 läßt sich ablesen, das die korrigierte Depositionsenergie auf ca. 20% genau sein sollte, damit die Pionen nicht mit den in der zweiten Lage absorbierten Protonen überlappen.

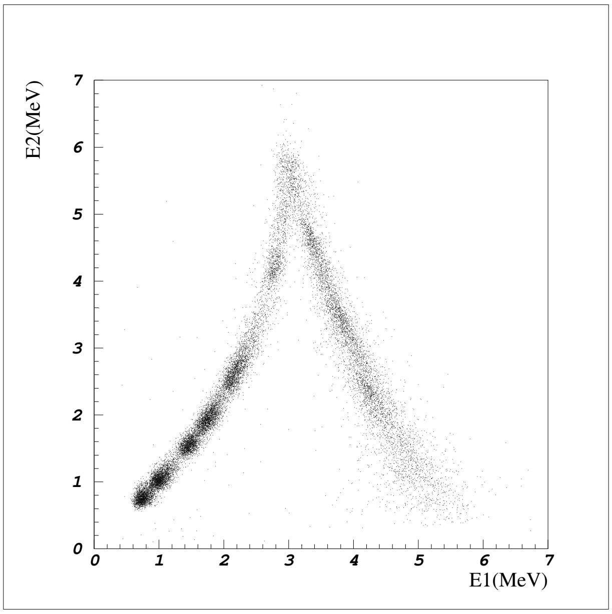

Abbildung 3.9: Energiedeposition von Protonen nach Winkelkorrektur um den Winkel zwischen Lage 1 und Lage 2. Energiedeposition in zweiter Lage gegen Energiedeposition in erster Lage. Es wurde die gleichen Impulse wie in Abbildung 3.7 verwendet, dieses Mal aber für eine isotrope Verteilung und den später vorgestellten Entwurf eines Rückstoßdetektors für HERMES.

Für die Abhängigkeit von Winkelauflösung und Streifenabstand der Siliziummodule gilt:

$$\delta\alpha = \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{1 + \tan^2 \alpha} \delta z \, . \tag{3.7}$$

Dabei ist α der Einfallswinkel des Teilchens, d der Abstand der beiden Siliziumlagen und dz der Streifenabstand. Dann gilt für die Genauigkeit des Korrekturfaktors $q = \cos(0.79 \cdot \alpha)$:

$$\delta q = 0.79 \cdot \sin(0.79 \cdot \alpha) \delta\alpha \, . \tag{3.8}$$

Man erhält also

$$\delta z = \frac{d\,\delta q/q\,(1+\tan^2\alpha)\cos(0.79\cdot\alpha)}{0.79\cdot\sin(0.79\cdot\alpha)}. \tag{3.9}$$

Diese Kurve hat ein einziges Minimum bei $\alpha = 0.72$ rad und nimmt dort für $d = 1.5$ cm und $\delta q/q = 0.1$ den Wert $dz = 0.53$ cm an. Teilchenidentifikation ist also schon mit einem relativ groben Streifenabstand möglich. Für das wünschenswerte $\delta q/q = 0.02$, das auch die Separation von Protonen und Deuteronen zulassen würde [Fie:00], erhält man noch einen Streifenabstand von $dz = 1$ mm.

Im Silizium-Testzähler, der von August 1998 bis Dezember 1998 bei HERMES installiert war, wurden deshalb doppelseitige Detektoren mit einem Streifenabstand von 1 mm eingesetzt. Obwohl die zweite Lage wegen eines Defekts nur einseitig funktioniert, konnte mit Hilfe der recht ungenauen HERMES-Vertexinformation eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden.

Der maximalen Winkelfehler tritt für die oben angegebene rein geometrische Argumentation bei $\alpha = 0$ auf. Für $dz = 1$ mm und $d = 1.5$ cm beträgt $d\alpha$ dort 67 mrad. Bei dieser Überlegung muß berücksichtigt werden, daß große Winkel α zwar besser gemessen werden können als kleine, daß aber die Winkelverschmierung durch Vielfachstreuung deutlich zunimmt, so daß die Bestimmungsgenauigkeit des Einfallswinkels in der Realität wieder abnimmt. Die Teilchenbestimmung leidet darunter aber für den relevanten Winkelbereich nicht.

Nachdem durch diese Überlegungen die Teilchenidentifikation sichergestellt wurde, können die Impulse der identifizierten Protonen bestimmt werden. Dafür selektiert man Protonen, die in der zweiten Lage absorbiert werden. Dazu reicht es aus, im winkelkorrigierten Diagramm einfache Schnitte anzubringen, wie z. B. $E_1 > 3$ MeV (siehe Abbildung 3.9), wodurch auch der Pion-Hintergrund beseitigt wird (siehe Abbildung 3.8).

Anschließend summiert man die unkorrigierten Energien in beiden Lagen auf und erhält so die gesamte kinetische Energie. Diese ist unabhängig von Fluktuationen in der Energiedepostion. Die Genauigkeit der Energiebestimmung ist daher ausschließlich von den Eigenschaften der Ausleseelektronik abhängig. Sie kann nicht durch elementare physikalische Prozesse simuliert werden.

Als Fehler in der Impulsbestimmung erhält man mit den absoluten Fehlern dE_1 und dE_2:

$$\frac{dp}{p} = \sqrt{1+\frac{M_p^2c^4}{p^2c^2}}\,\frac{\sqrt{dE_1^2+dE_2^2}}{pc}\,. \tag{3.10}$$

Unter der Annahme, daß das System als Elektronik-begrenzten Fehler in der rekonstruierten Energie 1 MIP in beiden Lagen aufweist, was in $300\,\mu$m-Silizium etwa 0.1 MeV entspricht, erhält man für einen Protonenimpuls von $p = 120$ MeV/c eine Impulsungenauigkeit von 1.0%. Für höhere Impulse ist der relative Fehler geringer, allerdings wird die zweite Lage - wie gezeigt - ab $p = 130$ MeV/c durchstoßen.

Daraus kann man erkennen, daß ein zweilagiges Design für HERMES nur bedingt in Frage kommt, da Rückstoßprotonen bis etwa $p = 500$ MeV/c erwartet werden. Um den Entwurf eines möglichen Rückstoßdetektors zu optimieren, müssen deshalb umfangreiche Monte-Carlo-Studien durchgeführt werden.

4 Der neue Rückstoßdetektor: Optimierung durch Monte-Carlo-Studien

4.1 Generation und Simulation

Wie bereits angesprochen wurde, gibt es verschiedene Modelle, die exklusive Physik beschreiben können. Allerdings gibt es kaum konsequent begründete und getestete Vorhersagen. Deshalb wurden für die Simulation der Prozesse zwei unterschiedliche Wege gewählt. Für Vektormesonproduktion existieren bereits Monte-Carlo-Generatoren. Für die vorliegende Arbeit wurde daraus der Generator DIPSI [ALR:97] ausgewählt, der für die HERMES-Kinematik laut Angaben am besten geeignet erscheint. DIPSI basiert auf dem führenden-Logarithmus-Modell von Ryskin [Rys:93], das als pQCD-Modell durch einen modifizierten 2-Gluon-Austausch interpretiert wird. Gemäß der Voreinstellungen generiert DIPSI für die Kinematik 10^{-10} GeV^2 $< Q^2 < 4$ GeV^2 und $0.01 < y < 0.99$. Allerdings sind diese Grenzen nicht völlig konsistent und - wenn überhaupt - nur für exklusive J/Ψ-Produktion geeignet. So wird z. B. in [ALR:97] darauf hingewiesen, daß die eigentliche Anwendbarkeit des Modells im folgenden Bereich liegt:

$$\bar{x} = \frac{Q^2 + m_V^2 + p_t^2}{W^2} < 0.1, \tag{4.1}$$

$$\bar{q}^2 = \frac{Q^2 + m_V^2 + p_t^2}{4} > 2\,\mathrm{GeV}^2\,, \tag{4.2}$$

wobei p_t den Transversalimpuls des Vektormesons in Bezug auf das einlaufende virtuelle Photon bezeichnet. Durch die Beschränkung auf $\bar{q}^2$ wird also eigentlich für leichte Vektormesonen $Q^2 > 8$ GeV^2 gefordert, wobei diese Grenze nur durch Wahl einer geeigneten Parametrisierung der Gluonendichte unterschritten werden darf. Die Interpretation dieser Parametrisierung als Gluonendichte ist dann wiederum fraglich.

In der Realität wurde DIPSI unter ZEUS-Kinematik getestet und überprüft. Dazu wurden Grenzen von 4 GeV^2 $< Q^2 < 100$ GeV^2 eingesetzt [ALR:97], wodurch die harte Skala für pQCD-Rechnungen eindeutig gegeben war.

Für HERMES-Kinematik wurde der Generator an die beobachteten Verteilungen von ω-Mesonen angepaßt [Tyt:00a]. Dazu wurde insbesondere die Gluonverteilung "MRS(A) low Q^2" gewählt. Obwohl die Form der Verteilungen gut reproduziert wurde, muß beachtet werden, daß die berechneten totalen Wirkungsquerschnitte für Photoproduktion deutlich von den gemessenen Werten abweichen können. So wurde z. B. bei HERMES ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma = (0.19 \pm 0.03)\,\mu$b für exklusive ρ-Produktion bei $Q^2 = 4.05$ GeV^2$(3.16...5.62$ GeV$^2)$ und $W = 4.6$ GeV $(4...5.25$ GeV) gemessen [Kol:98], während DIPSI für $Q^2 = 4$ GeV^2 und $W = 5$ GeV einen Wirkungsquerschnitt von 6.8 nb berechnet.

Aus diesem Grunde ist es nicht sinnvoll, DIPSI für die Berechnung von Raten einzusetzen. Allerdings können Verteilungen produziert werden, um so den Anteil der Fälle zu ermitteln, in denen ein Rückstoßproton den Detektor trifft.

Für exklusive Pionproduktion ist die Situation schwieriger. Zwar existieren Messungen für exklusive Pionproduktion [B$^+$:78], aber es existieren keine Ereignis-Generatoren. Für DVCS existieren bisher überhaupt keine Messungen, abgesehen von den HERMES-Ergebnissen.

Da die Auflösung, insbesondere die Energieauflösung, bei HERMES nicht ausreicht, um exklusive Prozesse sauber vom starken Hintergrund zu trennen und deren Kinematik zu bestimmen (siehe Kapitel 2), wurde angenommen, daß die Kinematik für exklusive Pion-Produktion und DVCS vergleichbar ist. Der für DVCS relevante Bereich bei HERMES wurde mit $-t < 0.25$ GeV^2, 1.0 GeV$^2 < Q^2 < 3.0$ GeV^2 und $0.02 < x < 0.15$ angenommen [Ama:97] [MA:00]. Da noch keine endgültige Analyse vorliegt, wurde auf die Berechnung von relativen Raten verzichtet und stattdessen eine gleichmäßige Verteilung in x, Q^2 und t generiert. Da $t_{\min}$ von x und Q^2 abhängt, wurden anschließend alle Ereignisse mit unzulässiger Kinematik (d. h. $-t < -t_{\min}$) verworfen. Außerdem wurde die Verteilung in Φ als isotrop angenommen, was für unpolarisierte Messungen gelten würde.

Zur Erzeugung von Ereignissen mit Δ-Anregung wurde dieselbe Verteilung verwendet. Dabei wurde die Δ-Masse innerhalb eines Breit-Wigner Profils um $M_\Delta = 1232$ MeV erzeugt mit $M_{\min} = M_p + M_\pi$ und $M_{\max} = 2$ GeV. Wegen der größeren Masse des Rückstoßteilchens, ist $-t_{\min}$ größer, weshalb deutlich mehr Werte verworfen werden. Der Zerfall der Δ-Resonanz wird als isotrop angenommen (siehe Kapitel 2).

Für die Simulation der Teilchendetektion wurden zwei unterschiedliche Wege gewählt. Wegen der Simulation von relativen Raten in der Vektormeson-Produktion wurde die Ausgabe von DIPSI in eine Detektorsimulation mit GEANT [B$^+$:94] eingespeist. Dabei muß beachtet werden, daß DIPSI keine Ereignisse, sondern Gewichte ausgibt. Deshalb wurde ein hit-and-miss Verfahren verwendet, um Ereignisse entsprechend ihrer Wahrscheinlichkeit zu generieren. Die GEANT-Simulation enthält die gesamte HERMES-Targetregion, die Lambda-Räder und ein Pseudo-Spektrometer, das in einer Entfernung von $z = 7$ m entsprechend der Standardakzeptanz durch zwei sensitive Rechtecke simuliert wird (siehe Abbildung 4.1). Auf Grund des vereinfachten Aufbaus wurde auf das Einfügen eines Spektrometermagneten mit weiterer Modifikation der Akzeptanz verzichtet.

In Abbildung 4.1 ist ein ρ-Ereignis auf der Grundlage von DIPSI dargestellt. Zwei Pionen und das Elektron treffen das Hauptspektrometer und sind als lange Spuren (links) sichtbar. Das Rückstoßproton ist als kurze Spur nur rechts sichtbar; es durchstößt den linken Teil des Siliziumdetektors und wird in der Kammerwand absorbiert.

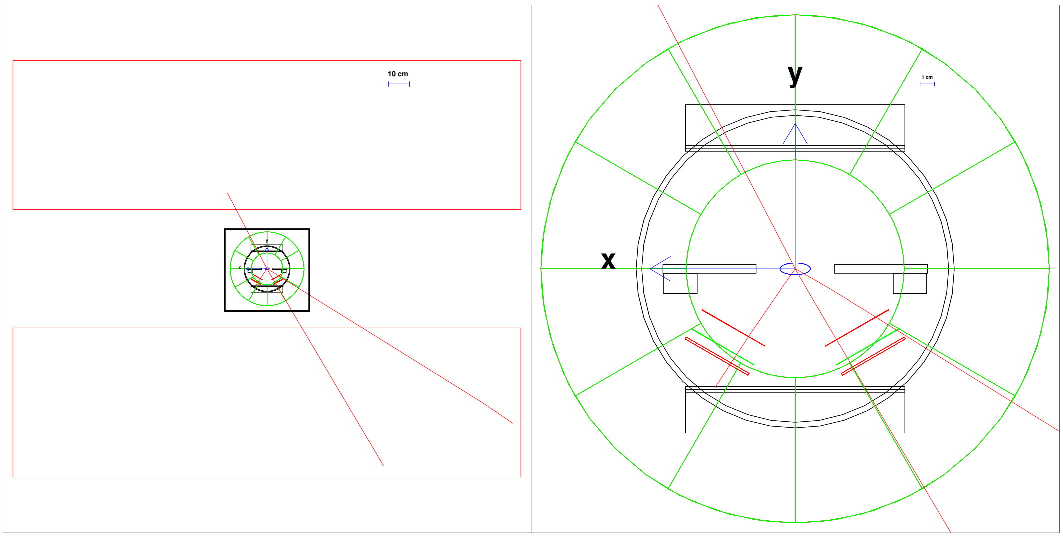

Abbildung 4.1: Vorderansicht des simulierten Spektrometers. In der Mitte ist die Targetkammer mit den Lambda-Rädern und einem möglichen Rückstoß-Siliziumdetektor zu sehen. Die Gesamtansicht (links) enthält auch das Hauptspektrometer; die Ausschnittsvergrößerung (rechts) stellt den Targetbereich dar.

Inzwischen ist es zwar möglich, das Programm HMC (HERMES-Monte-Carlo) für die Spurverfolgung von DIPSI-Ereignissen zu nutzen, allerdings ist dieser Aufwand für die vorliegende Arbeit nicht erforderlich. Im wesentlichen werden bei ρ-Produktion nur Effekte für langsame Zerfalls-Pionen erwartet (siehe [Bel:96]). Da die relativen Raten von DIPSI korrekt erzeugt werden, kann die GEANT-Simulation benutzt werden, um die erwartete Reduktion der Statistik durch die Forderung eines zusätzlichen Teilchens im Rückstoßdetektor zu bewerten (siehe Kapitel 5) . Die absolute Rate für die Jahre 1996/97 wird von DIPSI in dieser Simulation mit $23 \cdot 10^3$ Ereignissen vorhergesagt. Gegenüber den beobachteten 2799 Ereignissen liegt damit der erwartete Fehler von etwa einer Größenordnung vor.

Außerdem kann die GEANT-Simulation den erwarteten Hintergrund an Møllerelektronen bestimmen und die Energiedeposition im Siliziumdetektor berechnen. Darüber hinaus können die Einflüsse des Magnetfelds in der Target-Kammer bewertet werden.

Für Pion-Produktion und DVCS wurde auf eine GEANT-Simulation verzichtet. Stattdessen wurde die Ausgabe des Generators - mit Ausnahme der Rückstoßteilchen - durch die HERMES-Standardakzeptanz gefiltert. Anschließend wurden die Daten entsprechend der Energie- und Winkelauflösung des Hauptspektrometers verschmiert. Der so erhaltene Datensatz wurde verwendet, um geeignete Observablen für die Separation der Δ-

Anregung zu suchen.

Während die Ergebnisse der GEANT-Simulation bereits eine feste Geometrie des Rückstoßdetektors voraussetzen, sind die Ergebnisse der DVCS-Simulation für jeden beliebigen Rückstoßdetektor anwendbar. Sie können als direkte Anforderung an den Detektor gelten.

4.2 Delta-Unterdrückung in exklusiver Pion-Produktion und DVCS

Ein wichtiger Faktor für den Entwurf des Rückstoßdetektors ist die Unterdrückung der Δ-Anregung. Wie bereits erläutert, ist die Auflösung der fehlenden Masse bei HERMES nicht ausreichend, um Δ-Produktion abzuseparieren.

Aus diesem Grunde ist es wichtig, geeignete Observablen zu finden, die die Unterscheidung der Δ-Resonanz auch dann erlauben, wenn die Auflösung der fehlenden Masse nicht verändert wird. Dazu kann ausgenutzt werden, daß nur auf zwei Hypothesen getestet werden muß, nämlich:

- Das detektierte Proton ist ein primäres Rückstoßteilchen.
- Das detektierte Proton ist Zerfallsprodukt einer Δ-Resonanz.

Durch die Berechnung der erwarteten Verteilungen für die beiden Hypothesen können sinnvolle experimentelle Schnitte zur Delta-Unterdrückung vorgeschlagen werden.

Um dies zu erreichen, wurden die oben angegebenen Verfahren eingesetzt. Unsicherheiten entstehen dadurch, daß die Unterscheidung von t abhängig ist. Diese Abhängigkeit ist komplex, da einerseits hohe Werte von t einen höheren und besser bestimmbaren Impuls zur Folge haben, andererseits aber der Zerfall der Δ-Resonanz stärker nach vorne geboostet wird.

Für die vorliegende Arbeit wurde dieser Punkt nicht näher untersucht, sondern nur die Ereignisverteilung innerhalb der oben angegebenen Grenzen verwendet.

Um herauszufinden, wie sensitiv die relevanten Verteilungen auf die exakte Zerfallsverteilung der Δ-Resonanz reagieren, wurde allerdings neben den hier präsentierten Ergebnissen eine maximal anisotrope Zerfallsverteilung mit dem Wert $r_{33}^{04} = 0$ erzeugt. Es zeigt sich, daß die Möglichkeit zur Separation der Resonanz nur minimal verschlechtert wird. Da der exakte Wert des Matrixelementes nicht bekannt ist, reicht die isotrope Rechnung also aus.

Die Verschmierung von Impuls und Winkel basiert auf [Gut:99] und [Ely:00]. Für Elektronen und Pionen ist die Spurrekonstruktion des Spektrometers entscheidend. Als repräsentative Werte wurden $\delta P/P = 0.009$ und $\delta\theta = 0.35$ mrad angenommen. Da die Verschmierung durch eine Gaussverteilung simuliert wird und θ klein ist, kann der Fehler $\delta\theta$ gleichzeitig für den horizontalen und vertikalen Winkelfehler eingesetzt werden. Für

Photonen wird die Energie- und Winkelauflösung durch das Bleiglas-Kalorimeter festgelegt. Es gilt [A+:98]:

$$\delta E/E\,[\%] = (5.1 \pm 1.1)/\sqrt{E} + (2.0 \pm 0.5) + (10.0 \pm 2.0)/E\,. \tag{4.3}$$

Die Ortsauflösung der Photonen beträgt 0.7 cm, was einem Winkelfehler von 1 mrad entspricht.

Durch die Unsicherheit in der Bestimmung von Betrag und Richtung des Elektronenimpulses entsteht direkt eine Unsicherheit in der Rekonstruktion des virtuellen Photons. Dieser Fehler geht daher in jede der unten diskutierten Observablen ein. Dagegen kann es ausreichen, statt des Gesamtimpulses nur die Richtung des erzeugten reellen Photons / Mesons zu kennen (siehe unten).

Um zu demonstrieren, daß die durchgeführte Verschmierung der Kinematik mit der Realität konsistent ist, wurde die Auflösung der fehlenden Masse für π-Produktion und DVCS betrachtet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 4.2 und 4.3 dargestellt. Der gefundene Fehler von δm beträgt 0.24 GeV im Vergleich zum angegebenen Wert von 0.25 GeV für Pionproduktion. Der gefundene Fehler für DVCS beträgt 0.35 GeV, was etwas weniger ist als der angegebene Wert von 0.48 GeV.

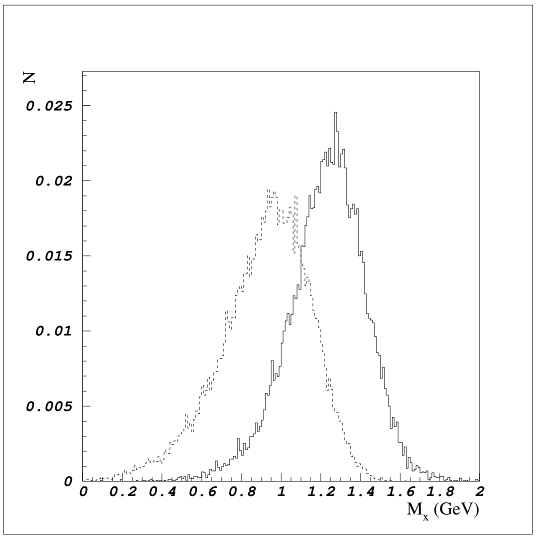

Abbildung 4.2: Verteilung der fehlenden Masse in exklusiver π-Produktion für Proton (gestrichelt) und Δ (durchgezogen) als Rückstoßteilchen.

Der Überlapp mit der Δ-Produktion ist - wie erwartet - stark. Verschiedene sinnvolle Observablen wurden betrachtet, um eine Separation durchzuführen:

1. Betrag und Richtung des Viererimpulses der fehlenden Masse wurde berechnet. Da der Absolutbetrag der Impulse des Leptons und des Mesons einen Fehler in der

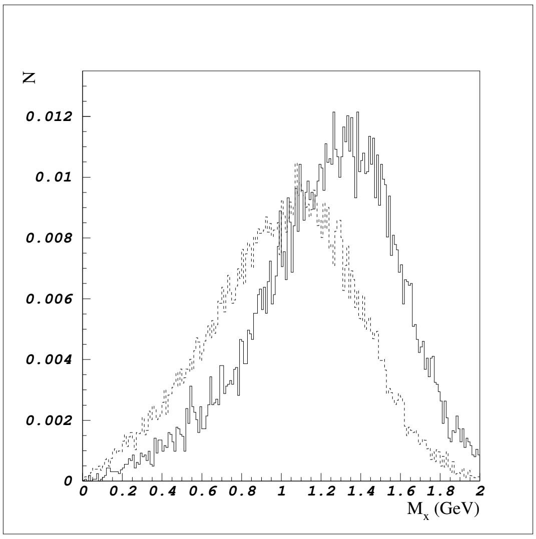

Abbildung 4.3: Verteilung der fehlenden Masse in DVCS (gestrichelt) und ADVCS (durchgezogen).

Größenordnung des Protonimpulses aufweist, ist dieses Verfahren weniger geeignet. Ebenso wie der Betrag der fehlenden Masse ist der Winkel zwischen rekonstruierter fehlender Masse und tatsächlich auslaufendem Proton sehr schlecht bestimmt (siehe Abbildungen 4.4 und 4.5). Dasselbe gilt für das Verhältnis von Impuls der rekonstruierten fehlenden Masse und realem Protonimpuls.

2. Die Koplanarität von virtuellem Photon, reellem Photon / Pion und Rückstoßproton wurde getestet. Dazu wurde aus der Kinematik des gestreuten Leptons das virtuelle Photon rekonstruiert. Anschließend wurde mit Hilfe des reellen Photons / Pions die Produktionsebene rekonstruiert und der Winkel zwischen dieser Ebene und der tatsächlichen Protonflugrichtung berechnet. Im Idealfall sollte dieser Winkel, der vom Winkel Φ verschieden ist, nahezu 0 sein, wenn das Proton als Rückstoßteilchen entstanden ist. Im Falle von Δ-Produktion wird das Proton statistisch stärker abweichen, es wird aber immer einen Überlappbereich zwischen Rückstoß- und Zerfallsprotonen für kleine Winkel geben.

   Der Vorteil bei der Betrachtung dieses Winkels ist, daß lediglich die Richtung des reellen Photons / Pions eingeht, nicht aber sein Impuls. Für DVCS ist aber die Ortsauflösung des Kalorimeters wesentlich besser als seine Energieauflösung, weshalb die Koplanarität eine sinnvolle Meßgröße ist.

   Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 4.6 und 4.7 dargestellt. Offensichtlich ist ein Schnitt möglich, der Teile der Δ-Produktion absepariert.

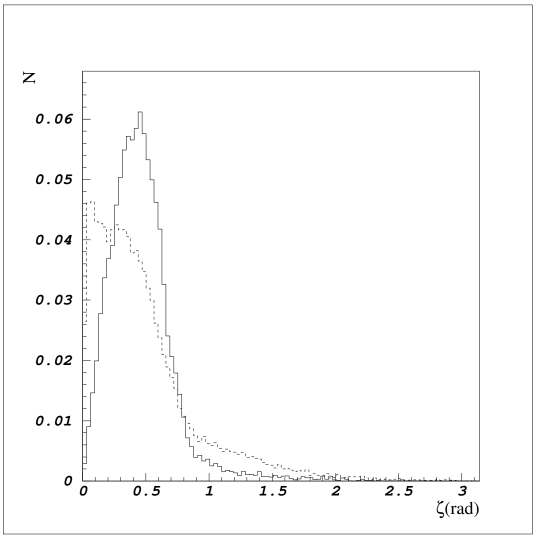

Abbildung 4.4: Verteilung des Winkels zwischen fehlender Masse und Proton in π-Produktion für Proton (gestrichelt) und Δ (durchgezogen) als Rückstoßteilchen. Kurven normiert auf gleiche Fläche.

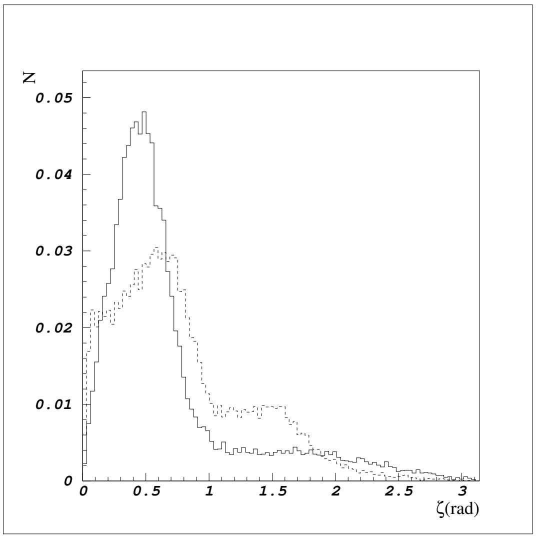

Abbildung 4.5: Verteilung des Winkels zwischen fehlender Masse und Proton in DVCS (gestrichelt) und ADVCS (durchgezogen). Kurven normiert auf gleiche Fläche.

Um das zu demonstrieren, wurde ein Schnitt auf $\pm 6.5°$ gesetzt. Diese Größe wurde gewählt, um besser mit folgenden Berechnungen vergleichen zu können. Man erhält die in Tabelle 4.1 dargestellten Ergebnisse.

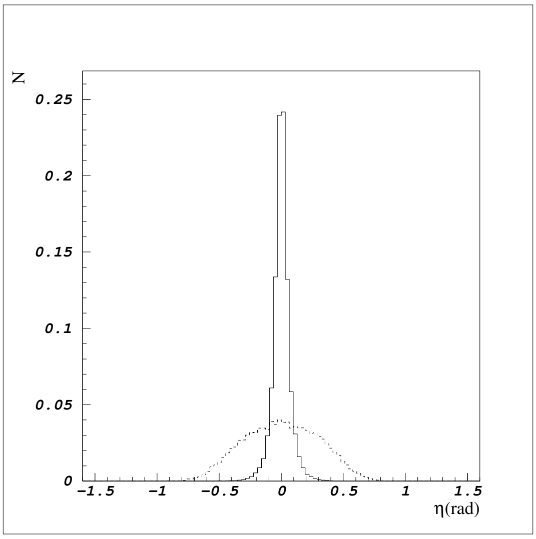

Abbildung 4.6: Verteilung des Winkels zwischen rekonstruierter Produktionsebene und Proton in π-Produktion für Proton (durchgezogen) und Δ (gestrichelt) als Rückstoßteilchen. Kurven normiert auf gleiche Fläche.

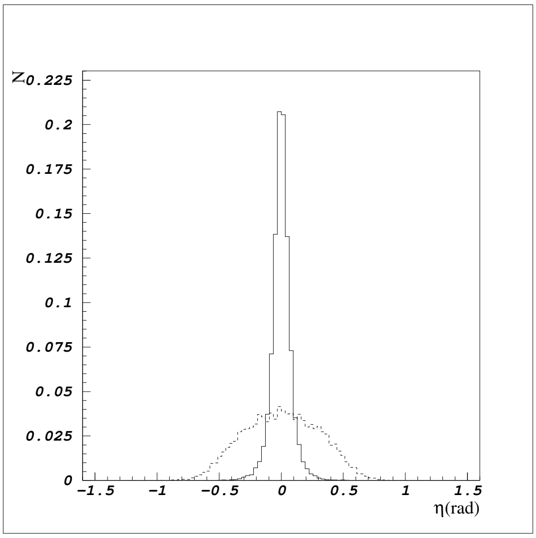

Abbildung 4.7: Verteilung des Winkels zwischen rekonstruierter Produktionsebene und Proton in DVCS (durchgezogen) und ADVCS (gestrichelt). Kurven normiert auf gleiche Fläche.

3. Auch der fehlende Transversalimpuls ist eine interessante Größe. Dieser wird direkt aus der Leptonspur und dem reellen Photon/Pion berechnet und besteht im

Tabelle 4.1: Effekt des Koplanaritäts-Schnittes mit $\delta\eta = 6.5°$. Wichtig ist das Verhältnis von akzeptierten Ereignissen mit Zerfallsprotonen zu akzeptierten Ereignissen mit Rückstoßprotonen für gleiche einfallende Raten. Diese Datenreinheit beträgt für den Koplanaritäts-Schnitt ca. 30% für DVCS und Pion-Produktion.

Ereignistyp	akzeptierter Anteil
DVCS, Rückstoßprotonen	88%
ADVCS, Zerfallsprotonen	26%
Pionproduktion, Rückstoßprotonen	90%
Pionproduktion, Zerfallsprotonen	27%

Tabelle 4.2: Effekt des Transversal-Schnittes. Das Verhältnis von akzeptierten Ereignissen mit Zerfallsprotonen zu akzeptierten Ereignissen mit Rückstoßprotonen beträgt weniger als 20%.

Ereignistyp	akzeptierter Anteil
DVCS, Rückstoßprotonen	87%
ADVCS, Zerfallsprotonen	17%
Pionproduktion, Rückstoßprotonen	99%
Pionproduktion, Zerfallsprotonen	17%

HERMES-Koordinatensystem aus der Projektion des Impulses der fehlenden Masse in die x/y-Ebene. Sowohl Betrag als auch Richtung des Transversalimpulses sind von Interesse. Dafür definiert man den Winkel ω zwischen Transversalimpuls und x-Achse und das Verhältnis R zwischen rekonstruiertem und tatsächlichem Transversalimpuls des Protons.

Man erhält die in den Abbildungen 4.8, 4.9, 4.10 und 4.11 dargestellten Ergebnisse. Man erkennt eine deutliche Aufweitung der Verteilungen für Zerfallsprotonen gegenüber Rückstoßprotonen. Wiederum ist eine vollständige Trennung der beiden Ereignistypen nicht möglich, aber das Verhältnis der Raten kann verändert werden.

Für den kombinierten Transversal-Schnitt wurde gefordert, daß

$$\delta R = 0.3, \qquad \delta\omega = 0.3\,\mathrm{rad}\,. \tag{4.4}$$

Damit erhält man die in Tabelle 4.2 zusammengestellten Werte. Dabei ist zu beachten, daß der Anteil der akzeptierten Ereignisse für DVCS mit dem Wert für den Koplanaritäts-Schnitt übereinstimmt. Der kombinierte Transversal-Schnitt erzeugt eine deutlich bessere Trennung.

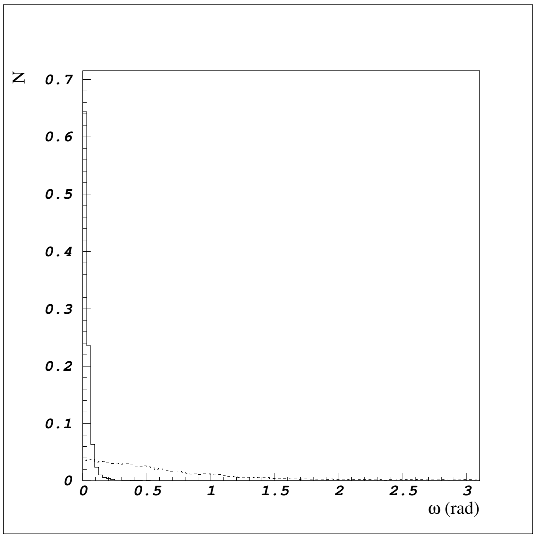

Abbildung 4.8: Verteilung des Winkels zwischen rekonstruiertem Transversalimpuls und Proton in π-Produktion für Proton (durchgezogen) und Δ (gestrichelt) als Rückstoßteilchen. Kurven normiert auf gleiche Fläche.

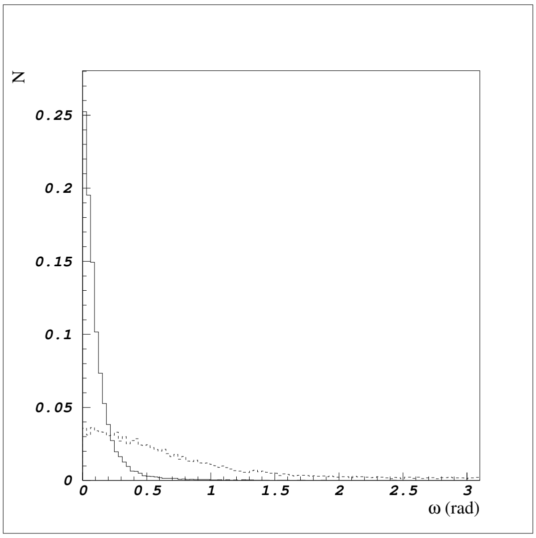

Abbildung 4.9: Verteilung des Winkels zwischen rekonstruiertem Transversalimpuls und Proton in DVCS (durchgezogen) und ADVCS (gestrichelt). Kurven normiert auf gleiche Fläche.

Diese Anforderungen können direkt als Anforderungen an einen Rückstoßdetektor angesehen werden. Da die Protonspur in der Simulation nicht verschmiert wurde,

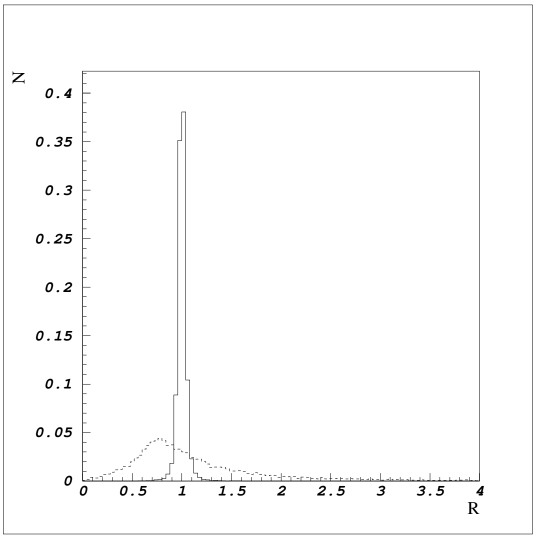

Abbildung 4.10: Verteilung des Verhältnisses zwischen rekonstruiertem Transversalimpuls und Protontransversalimpuls in π-Produktion für Proton (durchgezogen) und Δ (gestrichelt) als Rückstoßteilchen. Kurven normiert auf gleiche Fläche.

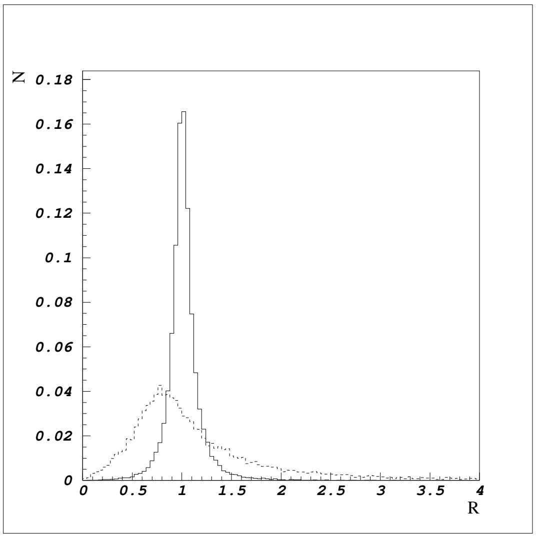

Abbildung 4.11: Verteilung des Verhältnisses zwischen rekonstruiertem Transversalimpuls und Protontransversalimpuls in DVCS (durchgezogen) und ADVCS (gestrichelt). Kurven normiert auf gleiche Fläche.

sind die zulässigen Fehler eines Rückstoßdetektors so zu wählen, daß sie etwas kleiner als die angelegten Schnitte sind. Eine sinnvolle Forderung für gute Separation ist somit:

$$\frac{dp_T}{p_T} \approx 10\%, \qquad d\omega \approx 0.1\,\mathrm{rad}\,. \tag{4.5}$$

Eine solche Anforderung kann durch einen Siliziumzähler erfüllt werden, der den erwähnten Streifenabstand von 1 mm hat und bei dem die Protonen im Detektor absorbiert werden (siehe Kapitel 3).

Von den diskutierten Möglichkeiten scheint der kombinierte Transversal-Schnitt die brauchbarste zu sein, da er direkte Rückschlüsse auf den benötigten Rückstoßdetektor erlaubt. Außerdem ermöglicht er mit relativ überschaubaren technischen Mitteln die beste Separation. Es muß beachtet werden, daß bereits ein Siliziumdetektor mit geringer Winkelauflösung den ω-Schnitt zuläßt, die Berechnung des Betrags des Transversalimpulses aber ebenfalls vom Winkel abhängt:

$$p_T = p \cdot \sin\theta, \tag{4.6}$$

wobei θ der Winkel des Protons bezüglich des Elektronenstrahls ist. Für die interessanten großen θ-Winkel (0.5 rad$<\ \theta < \frac{\pi}{2}$, siehe Simulationen im Kapitel 2) sollte dies aber kein Problem darstellen.

Obwohl in diesem Kapitel nur die Separation der Δ-Anregung gefordert wurde, sind die vorgeschlagenen Schnitte natürlich auch wirksam, um den nicht aufgelösten tiefinelastischen Hintergrund zu entfernen. Da diese Ereignisse noch weitere Teilchen erzeugen, ist ein mögliches auslaufendes Proton noch schwächer mit dem fehlenden Transversalimpuls korreliert. Außerdem werden Ereignisse mit Targetfragmentation unterdrückt.

Neben den besprochenen Schnitten ist es auch möglich, einen weiteren Schnitt anzubringen, der allerdings einen bestimmten Entwurf für den Rückstoßdetektor voraussetzt. Indem die Kinematik des Protons mit der erwarteten Verschmierung im Rückstoßdetektor versehen wird, kann der Viererimpuls des Protons vom Viererimpuls der fehlenden Masse subtrahiert werden.

Dadurch erhält man im Idealfall die übrige Masse 0 für DVCS und m_π für ADVCS. Diese übrige Masse hat keine einheitliche Auflösung. Das bedeutet, daß DVCS und ADVCS zwar nicht durch die übrige Masse getrennt werden können, ADVCS aber einen sehr verlaufenen Massenpeak in dieser übrigen Masse produziert. Indem die Ausläufer dieser Verteilung abgeschnitten werden, kann die Separation von ADVCS - wie in Simulationen überprüft wurde - verbessert werden

Nachdem nun die erwartete Winkelverteilung der Rückstoßprotonen und die Anforderungen an Winkel- und Impulsauflösung eines Rückstoßdetektors geklärt sind, müssen noch einige Hintergrundberechnungen durchgeführt werden.

4.3 Møller-Hintergrund

Da sich in der HERMES-Speicherzelle neutrales Gas befindet, erhält man neben einer Dichte an Target-Nukleonen eine maximal gleichgroße Dichte an Elektronen. Mit diesen können die Leptonen des Strahls wechselwirken. Man erhält die 2 folgenden Möglichkeiten:

$$e^- e^- \rightarrow e^- e^-, \tag{4.7}$$
$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-. \tag{4.8}$$

Der erste Prozeß wird als Møller-Streuung, der zweite Prozeß als Bhabha-Streuung bezeichnet. Beide Prozesse sind im Prinzip exakt berechenbar, allerdings treten insbesondere für sehr große und sehr kleine Energieüberträge QED-Terme höherer Ordnung [BKH:88] auf. Die Wirkungsquerschnitte im Schwerpunktssystem sind in führender QED-Ordnung laut [Sch:88] angegeben als (SI-Einheiten):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Møller}}} = \frac{\alpha^2 \hbar^2 c^2}{2s} \left(\frac{1+\cos^4(\frac{\theta}{2})}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} + \frac{1+\sin^4(\frac{\theta}{2})}{\cos^4(\frac{\theta}{2})} + \frac{2}{\sin^2(\frac{\theta}{2})\cos^2(\frac{\theta}{2})} \right) \tag{4.9}$$

und

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Bhabha}}} = \frac{\alpha^2 \hbar^2 c^2}{2s} \left(\frac{1+\cos^4(\frac{\theta}{2})}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} + \frac{1+\cos^2(\frac{\theta}{2})}{2} - \frac{2\cos^4(\frac{\theta}{2})}{\sin^2(\frac{\theta}{2})} \right). \tag{4.10}$$

Dabei ist s das Quadrat der Schwerpunktsenergie der beiden Leptonen, im Falle von HERMES also 0.028 GeV^2. In der Definition ist zu beachten, daß in beiden Fällen $\frac{d\sigma}{d\Omega_{e^-}}$ angegeben ist, für Møller-Streuung aber statt einem Elektron zwei ununterscheidbare Elektronen existieren. Deshalb ist der integrierte Wirkungsquerschnitt doppelt so groß. Die totale Leptonenrate pro Raumwinkel ist aber nahezu gleich, weil die Positronen zusätzlich betrachtet werden müssen.

Außerdem muß beachtet werden, daß die Streuung - im Gegensatz zur Situation für den HERMES-Luminositätsmonitor - in beiden Fällen sehr unsymmetrisch abläuft. D. h. daß ein Lepton - im Fall von Bhabha-Streuung das Strahlpositron - kaum abgelenkt wird und im Strahl verbleibt. Das andere Lepton (also immer ein Elektron) tritt dagegen unter sehr großen Winkeln auf, die kinematisch durch $\theta_{\text{lab}} < 90°$ begrenzt sind.

Wenn bekannt ist, welche Energie Leptonen haben können, um den Rückstoßdetektor zu erreichen, läßt sich der zugehörige Winkel für die schwach gestreuten Strahlleptonen exakt berechnen nach:

$$w = \frac{E_l - E_{l'}}{E_l - m_l}, \tag{4.11}$$
$$\cos\theta = 1 - 2w. \tag{4.12}$$

Dabei sind E_l und $E_{l'}$ die Energien des Strahlleptons im Laborsystem vor und nach dem Steuprozeß. m_l bezeichnet die Elektronenmasse und θ den Streuwinkel im Schwerpunktsystem.

Für die kleinen Ablenkwinkel der Strahlelektronen sind die Wirkungsquerschnitte von Møller- und Bhabha-Streuung nahezu gleich. Deshalb gilt die in Abbildung 4.12 dargestellte Kurve für beide Fälle. Der integrierte Wirkungsquerschnitt kann für diese kleinen Winkel in der Größenordnung von einigen barn liegen, deshalb muß exakt simuliert werden, wie ein möglicher Rückstoßdetektor auf die relativ hohen Raten reagiert.

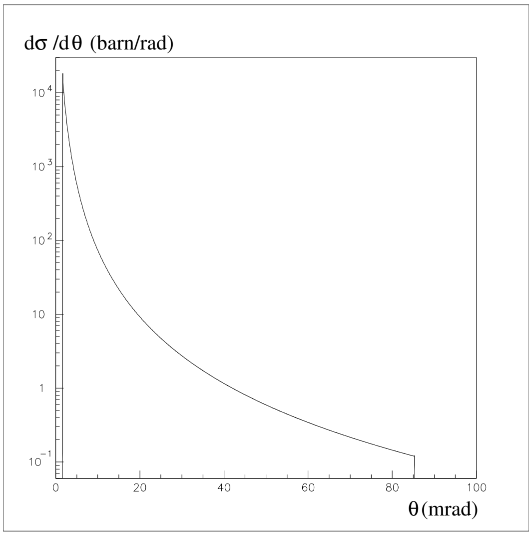

Abbildung 4.12: Der Møller-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\theta$ ist aufgetragen gegen θ in $mrad$. Dabei gilt $d\sigma/d\theta = \sin\theta \cdot d\sigma/d\Omega$.

Die weitere kinematische Rechnung erfolgt am besten durch einen expliziten Lorentz-Boost. Die häufig angewendete Formel

$$E_{l'} = \frac{E_l}{1 + \frac{E_l}{m_l}(1 - \cos\theta_{\mathrm{lab}})} \tag{4.13}$$

ist für das unter großen Winkeln gestreute Elektron NICHT gültig, weil m_l gegenüber $E_{l'}$ nicht vernachlässigbar ist.

Für einen Siliziumrückstoßdetektor sind die Møllerelektronen aus zwei Gründen problematisch:

- Die hohen Raten führen wegen der durch den Pipeline-Puffer bedingten schlechten Zeitauflösung (100 ns) zu einer erheblichen Anzahl von Møllerelektronen, die rein statistisch im gleichen Zeitintervall registriert werden wie ein mögliches Rückstoßereignis. Außerdem stellen die hohen Raten eine potentielle Gefahr für die Elektronik dar.

- Die Energiedeposition von Elektronen ist starken Fluktuationen unterworfen bedingt durch Bremsstrahlung, Compton-Streuung, Photoeffekt, etc. Daher können Møllerelektronen auch geringer Energie die Energiedeposition von MIPs in Siliziumteleskopen imitieren (ca. 0.2 MeV pro Lage).

Aus diesem Grunde wurden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt, um den Effekt der Møller-Elektronen zu studieren. Dabei stellte sich für verschiedene getestete Geometrien folgendes heraus:

1. Unter den betrachteten großen θ-Winkeln sind Møller-Elektronen im Bereich zwischen 20 keV und 50 MeV interessant. Theoretisch können bei einer kleinen Halbachse der elliptischen Speicherzelle von 0.4 cm Møllerelektronen mit $\theta > 10$ mrad die Wand der Zelle treffen und Sekundärteilchen auslösen. Dieser Prozeß ist ab einer Møller-Energie von 7.5 GeV geometrisch möglich, aber unwahrscheinlich. Der Schnitt bei 50 MeV ergibt sich also aus der Forderung nach relevanten Raten. Die untere Grenze von 20 keV ergibt sich hauptsächlich aus der Mindestenergie, die GEANT zuläßt.

2. Møllerelektronen können nicht durch dünne Metallschichten aufgehalten werden, um sie von den Rückstoßprotonen zu trennen. Das liegt daran, daß die kinetische Energie von Møllerelektronen vergleichbar ist zur kinetischen Energie der langsamen Protonen. Außerdem führen die Fluktuationen in der Energiedeposition dazu, daß manche Elektronen - im Gegensatz zu den Protonen - sehr wenig Energie in der Metallschicht deponieren.

3. Møllerelektronen können durch ein magnetisches Feld eliminiert werden. Da die Bahnkrümmung eines Teilchens im Magnetfeld proportional zu seinem Impuls ist, werden die Elektronen ($p < 50$ MeV/c) wesentlich stärker abgelenkt als die Protonen mit $p > 100$ MeV/c. Unter Anwendung einer geschickten Geometrie kann dieser Effekt sowohl für ein longitudinales Targetfeld als auch für ein transversales Targetfeld beobachtet werden. Flußdichten unterhalb von 0.5 T sind dafür ausreichend, wenn der Detektor in einem typischen Abstand von einigen cm zum Strahl positioniert wird.

4. Die für HERMES interessanten Werte (Targetgasdichte $\rho_F = 10^{15}$ Atome cm^{-2}, Strahlstrom $I = 40$ mA) der erwarteten Møller-Rate auf den gesamten Detektor liegen in der Größenordnung von 1 Møller-Elektron pro 100 ns. Dieser Wert kann in Abhängigkeit von der Geometrie auch stark schwanken. Auf jeden Fall muß sichergestellt werden, daß das Signal der stets präsenten Møllerelektronen von dem Signal der Protonen abseparIert werden kann.

Auf Grund dieser Feststellungen ergeben sich verschiedene Anforderungen an den Rückstoßdetektor:

- Der Rückstoßdetektor sollte das geplante, transversale Target-Feld effektiv zur Unterdrückung der Møllerrate nutzen.

- Der Rückstoßdetektor ist evtl. nicht in der Lage, Rückstoßprotonen in der Größenordnung von $p > 700$ MeV/c nachzuweisen, da diese in den Lagen eines zweilagigen Siliziumdetektors ($2 \times 300\,\mu$m) nur etwa ein Signal von 2 MIPs deponieren. Ein solches Signal kann aber auch durch ein Møllerelektron evtl. in Kombination mit Rauschen entstehen. Entweder wird auf hohe Impulse verzichtet, oder es wird eine dritte, dicke Lage zur Bestimmung der Gesamtenergie eingesetzt.

Diese allgemeinen Erwägungen werden genauer diskutiert werden, wenn im nächsten Kapitel die Möglichkeiten eines speziellen Rückstoßdetektors analysiert werden.

4.4 Einfach dissoziativer Hintergrund und Zuschauerprotonen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden auch zwei andere Quellen von Kontamination untersucht: Einerseits der nicht exklusive Hintergrund und andererseits der Hintergrund von Zuschauerprotonen für Deuterium als Targetgas.

Es ist schwierig, die Beiträge des nicht exklusiven Hintergrundes abzuschätzen. Zwar wurde das HERMES-Monte-Carlo-Programm (HMC) für die beobachtete Situation optimiert, aber das betrifft im wesentlichen die tiefinelastische Physik. Unklarer ist die Kontamination durch dissoziativ diffraktive Ereignisse, die einen wesentlichen Beitrag liefern [Mei:00].

Man unterscheidet einfach dissoziativ (das Proton bleibt intakt und das Photon/Pomeron-System fragmentiert bzw. umgekehrt) und doppelt dissoziativ. Auf Grund der geringeren fehlenden Masse sind besonders die einfach-dissoziativen Ereignisse schwer zu identifizieren.

Es wurde der Versuch unternommen, dafür den Ereignisgenerator RIDI [RS:98] einzusetzen, der einfach dissoziative Ereignisse vom Typ

$$ep \to eXp \tag{4.14}$$

erzeugt. Laut Anleitung wird dafür jedoch eine invariante Masse von $M_X^2 > 3$ GeV^2 benötigt, damit die Fragmentation durch das LUND-Modell in JETSET [Sjo:92] korrekt beschrieben wird. Eine so hohe invariante Masse sollte aber durch die Auflösung der fehlenden Masse bei HERMES ausgeschlossen sein. Deshalb ist die Simulation der einfach dissoziativen Ereignisse auf diese Weise nicht sinnvoll. Dem Autor ist kein geeigneter Monte-Carlo-Simulator bekannt, der diese Rate vorhersagen könnte.

Die zweite Kontamination tritt nur dann auf, wenn versucht wird, exklusive Messungen an Deuterium durchzuführen. Die Bindungsenergie des Deuterons beträgt 2.2 MeV.

Das heißt, daß dieses bei den typischen Impulsüberträgen des Pomerons aufbrechen kann, da ab $t = -0.009$ GeV^2 der Energieübertrag auf das Deuteron höher wäre als seine Bindungsenergie.

Die Wirkung eines Rückstoßdetektors wird unter diesen Bedingungen beeinträchtigt, weil bei regulärer tiefinelastischer Streuung große Raten an Zuschauerprotonen freigesetzt werden, die sich kinematisch von den Rückstoßprotonen kaum unterscheiden. Die Zuschauerprotonen sind dabei isotrop über den ganzen Raumwinkel verteilt; ihre Impulsverteilung wurde mit Hilfe eines MC-Generators [Fie:00] erzeugt. Sie ist in Abbildung 4.13 dargestellt.

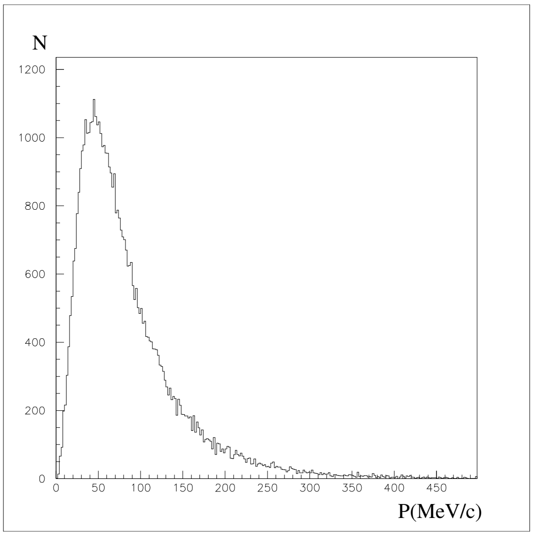

Abbildung 4.13: Impulsverteilung der Zuschauer-Protonen; relative Rate gegen Impuls in MeV/c. Offensichtlich wird derselbe kinematische Bereich abgedeckt, wie durch die Rückstoßprotonen.

Unproblematisch sind im Gegensatz dazu Messungen mit schwereren Gasen wie z. B. Helium. Die Zuschauerionen können dabei im Prinzip durch den Rückstoßdetektor als solche nachgewiesen werden.

5 Designvorschlag für einen Rückstoßdetektor bei Messungen mit transversalem Haltefeld

5.1 Technischer Vorschlag

Für die Jahre 2001-2006 wird beabsichtigt, bei HERMES hauptsächlich Daten mit transversaler Targetpolarisation zu nehmen. Die Möglichkeiten, die sich daraus ergeben, wurden in Kapitel 1 kurz angesprochen und sind in Referenz [HER:00e] zusammengefaßt. Aus diesem Grunde wurde der Rückstoßdetektor für die transversale Targetkonfiguration ausgelegt.

Wenn der Rückstoßdetektor in der existierenden HERMES-Targetkammer für transversales Magnetfeld eingesetzt werden soll, ergeben sich für das Gerät erhebliche Einschränkungen. Insbesondere gilt das dann, wenn der Rückstoßdetektor nicht in die Akzeptanz der Lambda-Räder schneiden darf.

Ein solcher Entwurf ermöglicht einen Rückstoßdetektor, ohne daß die restliche Physik bei HERMES beeinträchtigt wird. Gleichzeitig wird die bestehende transversale Kammer nur modifiziert und keine komplette Umgestaltung des Target-Bereichs nötig.

Auf der anderen Seite ist die Raumwinkelakzeptanz eines Rückstoßdetektors, der alle diese Faktoren berücksichtigen muß, gering. Auf diese Weise muß der verbesserte systematische Fehler der Messungen gegen den höheren statistischen Fehler abgewogen werden.

Die Akzeptanz für einen einfachen Treffer in den Lambda-Rädern beträgt am Anfang der Speicherzelle 0.26 rad und am Ende der Speicherzelle 0.61 rad. Allerdings sind die Anforderungen in Wirklichkeit weniger restriktiv, weil bereits die transversale Targetkammer in die Akzeptanz der Lambda-Räder ragt. Die HERMES-Standardakzeptanz liegt deutlich innerhalb der Akzeptanz der Lambda-Räder; deshalb muß sie nicht gesondert untersucht werden.

Abbildung 5.1 stellt die Frontansicht eines möglichen Rückstoßdetektors dar. Der schattierte Bereich um die Targetzelle ist die tatsächliche Akzeptanz der Lambda-Räder bei $z = 5$ cm. Die Höhe der Targetkammer beträgt etwa 16 cm. Die ersten beiden Lagen Silizium sind jeweils $300\,\mu$m dick, die dritte Lage ist mit 1.5 mm eingezeichnet. Weil die Møllerelektronen im transversalen Haltefeld auf Spiralbahnen nach oben oder unten laufen, ist es sinnvoll, zwischen den beiden Detektor-Modulen, die links und rechts der Zelle liegen, eine Lücke zu lassen. Auf diese Weise wird dieser Hintergrund effektiv unterdrückt (siehe unten).

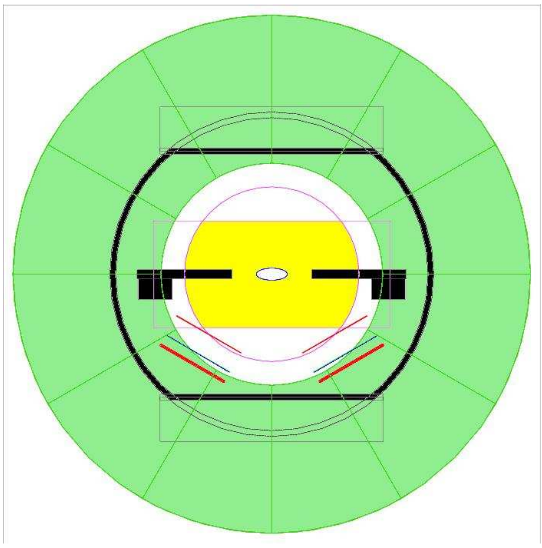

Abbildung 5.1: Vorderansicht des vorgeschlagenen Rückstoßdetektors. Die Wände der transversalen Target-Kammer sind dick gezeichnet. Der Rückstoßdetektor besteht aus zwei dreilagigen Modulen, die links und rechts des Strahls positioniert sind. Die ovale Targetzelle und ihre Unterstützungsstruktur sind zu sehen. Im Hintergrund sind die Lambda-Räder als segmentierter Ring dargestellt.

In der Aufsicht des Detektors (Abbildung 5.2) ist die Geometrie des Siliziums zu erkennen. Es werden 16 doppelseitige, dünne Detektoren mit 5 cm $\times 5$ cm und 8 dicke, einseitige Pad-Detektoren derselben Geometrie benötigt. Das Streifenmuster der doppelseitigen Detektoren ist parallel zu den Kanten und zwischen Ober- und Unterseite um $90°$ gedreht. Jeweils 2 Detektoren der 4er-Ketten sind in z-Richtung zusammengebondet. Die Kontaktierung erfolgt über biegsame Leiterplatten (Kapton/Y-Flex) an den Seiten (x-Streifen) und vorne und hinten (z-Streifen).

Die Geometrie ist so gewählt, daß sie mit real existierenden Siliziumdetektoren verwirklicht werden kann. Durch das vorgestellte Streifenmuster ist es möglich, zwei unerwünschte Effekte zu unterdrücken:

- Alle Streifen sind gleich lang; damit ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für alle gleich. Eine Drehung des Streifenmusters um $45°$ relativ zu den Kanten würde selbst beim Zusammenbonden von Detektoren kürzere Reststücke in den Ecken übriglassen. Dieser Effekt würde kleiner werden, wenn alle 4 Detektoren eines Mo-

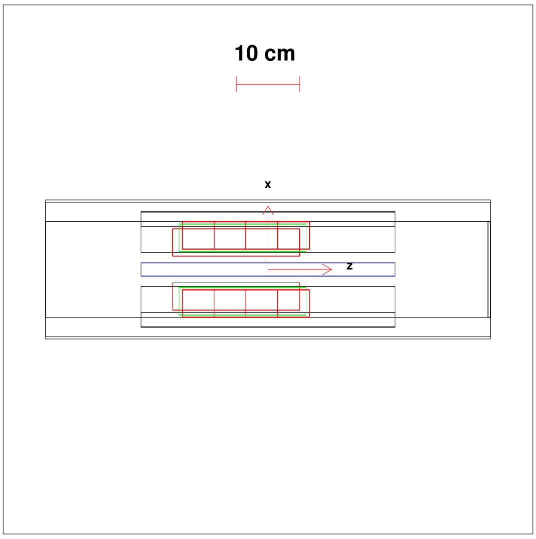

Abbildung 5.2: Die beiden Detektormodule sind um $30°$ gegenüber dem Strahl geneigt. Die Entfernung der obersten Lage zum Strahl beträgt 5.4 cm. Die oberste Lage endet bei $z = 5$ cm und ist damit außerhalb der Akzeptanz der Lambda-Räder, die unteren Lagen sind weiter zu positiven z-Werten verschoben.

duls verbunden werden, allerdings betrifft ein mechanischer Schaden an einem Detektor dann die ganze 4er-Kette. Darüberhinaus ist dieses Detektormodell nicht auf dem Markt verfügbar und erfordert deshalb erhebliche Entwicklungskosten.

- Die Einführung einer zweiten Metallisierungslage wurde vermieden. Diese könnte das Auslesen der Streifen in z-Richtung zusammen mit den Streifen in x-Richtung an der Seite des Detektors ermöglichen. Allerdings wird dadurch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis erhöht [Kle:00] . Ein doppelseitiger Detektor dieses Designs mit passender Geometrie ist ebenfalls - nach Kenntnis des Autors - noch nicht entwickelt worden.

Die vorgeschlagene Methode läßt sich mit den folgenden existierenden Detektoren verwirklichen:

- Der BARBAR-V-Detektor von Micron Semiconductors für die oberen beiden Lagen: Er ist 53 mm $\times 54$ mm groß und hat $1023 + 525$ Auslesekanäle. Das entspricht einem Streifenabstand von $50\,\mu$m bzw. $100\,\mu$m, wobei vermutlich der verwendete Streifenabstand durch gemeinsame Auslese vergrößert werden sollte. Wie bereits angesprochen, wäre ein reales Muster von ca. 1 mm bereits ausreichend. Die Standarddicke beträgt $300 \pm 15\,\mu$m und die Verarmungsspannung liegt bei weniger als 100 V. Es wurde sichergestellt [MS:00], daß ein Zusammenbonden von 2 Detektoren möglich ist.

- Der OSAKA-Detektor von Micron Semiconductors als Pad-Detektor in der dritten Lage: Er hat eine aktive Fläche von 5 cm $\times 5$ cm und 16 Pads, die die volle Länge überspannen. Um eine sinnvolle Operation bei voller Verarmung sicherstellen zu können (ca. 300 V), sind multiple Schutzringe erforderlich. Die Dicke beträgt 1.5 mm.

Um den Detektor in die voraussichtliche Konfiguration der transversalen Targetkammer einfügen zu können, müssen noch kleinere Modifikationen vorgenommen werden. Einerseits müssen die Kühlbalken der Targetzelle (in Abbildung 5.1 als schwarze Vierecke unterhalb der Zelle zu erkennen) in die obere Hälfte der Targetkammer verlegt werden. Dies ist im Prinzip möglich [Wis:00].

Andererseits muß ein Zugang zum Detektor von der Seite her ermöglicht werden. Dies sollte realisierbar sein, da zwischen Kammer und Eisenjoch des transversalen Magneten nach den letzten Entwürfen [Ste:00b] genügend Platz für zwei rechteckige, 8 cm hohe und 35 cm lange Flansche zu beiden Seiten der Kammer ist. Die Detektoren werden fest auf die Flansche montiert und können zusammen mit diesen seitlich herausgenommen werden.

Schematisch ist dies in 5.3 dargestellt. Das Detektormodul muß gegen RF-Signale vom Strahl geschützt werden, damit ein zuverlässiger Betrieb der Elektronik gewährleistet ist. Dies wird durch einen kompletten Faraday-Käfig mit einem dünnen Netz oberhalb des Detektors realisiert.

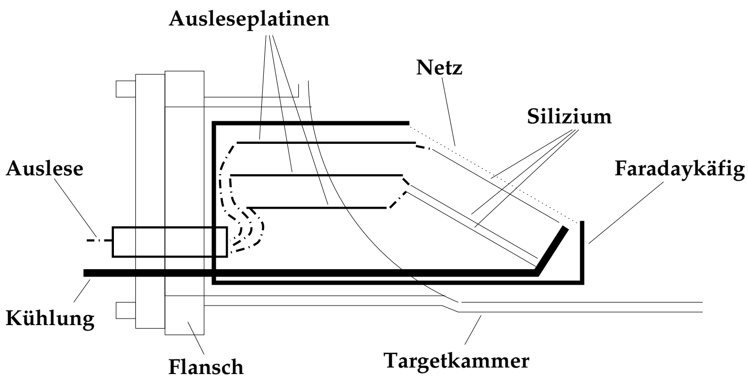

Abbildung 5.3: Ein rechteckiger Flansch wird an die Targetkammer seitlich angeschlossen. In diesem ist genügend Platz für den Rückstoßdetektor mit Vakuumkonnektoren, Kühlung und Ausleseplatinen.

Die Größe der Ausleseplatinen wurde mit 7 cm $\times 5$ cm veranschlagt. Diese Ausmaße sind für eine Ausleseplatine auf der Grundlage des TA32-Chips am ANKE-Experiment in Jülich geplant. Die technischen Voraussetzungen für den vorgeschlagenen Detektor scheinen deshalb vorhanden zu sein.

5.2 Erwartete Möglichkeiten des Detektors

Um die Möglichkeiten des Detektors zu bewerten, wurde zunächst die Frage nach der Winkelakzeptanz geklärt. Da für die zu untersuchende Physik keine isotropen Verteilungen erwartet werden, ist es nicht sinnvoll, den integrierten Raumwinkel anzugeben, den der Detektor abdeckt.

Stattdessen ist in der Regel die Verteilung $dN/d\theta$ der erwarteten Rate N bekannt (siehe Abbildungen in Kapitel 2). Deshalb kann eine rein geometrisch definierte Winkeleffizienz q angegeben werden, mit der Protonen, die unter einem vorgegebenen Winkel θ relativ zum Strahl emittiert werden, nachgewiesen werden können. Diese erhält man durch Integration über den abgedeckten Winkel ϕ entlang des Strahls, der vom Detektor erfaßt wird. Außerdem muß über das Dichteprofil der Zelle gemittelt werden (siehe Kapitel 1). Man erhält

$$q(\theta) = \int dz \rho(z) \frac{1}{2\pi} \int_{\phi_{\min}(\theta,z)}^{\phi_{\max}(\theta,z)} d\phi. \tag{5.1}$$

Dabei ist $\rho(z)$ die auf 1 normierte Dichte des Targetgases. Da die Grenzen des Integrals über den Winkel ϕ von z und θ abhängen, ist die Integration nicht trivial. Sie wurde deshalb numerisch durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Effizienz ist für $\theta > 90°$ besser, weil der Detektor bei negativen Werten von z liegt.

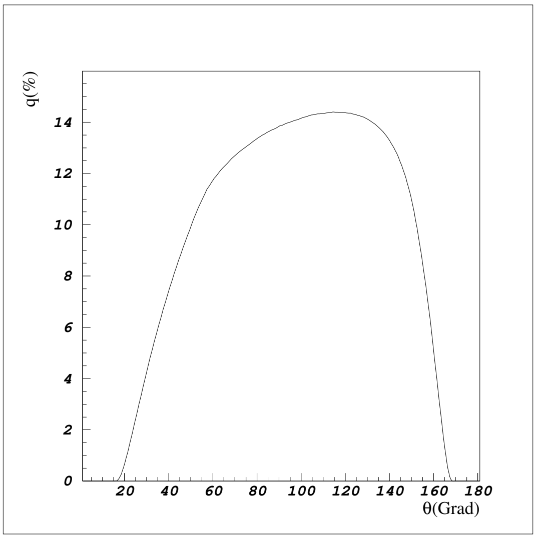

Abbildung 5.4: Winkeleffizienz in % gegen Winkel in °.

Die durch den Detektor beobachtete Rate ist dann das Produkt aus der unter diesem Winkel erzeugten Protonenrate für den jeweiligen Prozeß (siehe Kapitel 2) und der Winkeleffizienz. Für Zuschauerprotonen aus Deuteriumfragmentation, wie sie im letzten Kapitel als Hintergrundprozeß behandelt wurde, ist die ursprünglich erzeugte Verteilung isotrop. Die beobachtete Verteilung ist damit identisch zur Winkeleffizienz.

Für Protonen aus exklusiven Ereignissen, die bevorzugt zwischen $60°$ und $80°$ emittiert werden, liegt die mittlere Winkeleffizienz bei etwas mehr als 10%.

Leider ist diese Größe allein noch nicht aussagekräftig. Der Schluß, daß die bei HERMES gemessene Statistik durch exklusive Messungen um einen Faktor 10 reduziert würde, ist damit nämlich nicht erlaubt. Stattdessen muß der Prozentsatz der potentiell exklusiven Ereignisse unter den tatsächlich bei HERMES registrierten Ereignissen festgestellt werden.

Dazu wurden MC-Studien durchgeführt. Als 'registriert' wurde ein Ereignis erkannt, bei dem in der GEANT-Simulation das führende Lepton und alle Zerfallsprodukte des Mesons im Hauptspektrometer gesehen wurden. Außerdem wurden Mindestenergien für die Teilchen gefordert. Für ein 'exklusives' Ereignis wurde zusätzlich ein doppelter Treffer in den oberen beiden Lagen des Siliziumdetektors gefordert.

Als Grundlage wurde die exklusive Generation von ρ-Mesonen durch DIPSI verwendet. Der kinematische Bereich folgt den Angaben aus Kapitel 2.

Es stellte sich heraus, daß keine Korrelationen auftreten. D. h. daß der Siliziumdetektor tatsächlich die Statistik der in Zukunft genommenen Daten für die Sicherstellung der Exklusivität auf etwa 10% reduziert. Dies ist angesichts der erwarteten kleinen Wirkungsquerschnitte unerfreulich.

Um ferner die durch Vielfachstreuung begrenzte Winkelauflösung des Siliziumdetektors zu bestimmen, wurden ebenfalls Monte-Carlo-Studien durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden Protonen verschiedener Impulse isotrop mit dem Dichteprofil des Targetgases in der Zelle erzeugt. Der Siliziumdetektor wurde mit einem Streifenabstand von 1 mm ausgestattet. Die Auflösung wird für geringe Impulse durch Vielfachstreuung und Effekte des etwa 0.3 T starken Transversalfeldes bestimmt. Vielfachstreuung tritt dabei sowohl in der $75\,\mu$m dicken Zelle als auch in der ersten Lage Silizium auf. Für höhere Impulse dominiert der Streifenabstand von 1 mm.

Die Winkelverschmierung im Winkel θ ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Für $P = 150$ MeV$/c$ erhält man $\delta\theta = 3.7°$, für $P = 650$ MeV$/c$ ergibt sich $\delta\theta = 1.4°$.

Die beobachtete Winkelauflösung ist damit besser, als sie für die Teilchenartbestimmung oder die Unterdrückung der Δ-Resonanz gefordert wird.

Für die Energiebestimmung erlaubt die dritte Siliziumlage deutliche Verbesserungen. Erst Protonen ab etwa 250 MeV/c durchstoßen sie. Da die dritte Lage nicht zur Ortsauflösung benötigt wird, ist die große Pad-Fläche ausreichend. In Abbildung 5.6 ist die winkelkorrigierte Energiedepositionskurve für Protonen aus ρ-Produktion dargestellt. Dabei wurde der Korrekturwinkel aus den Daten berechnet, d. h. daß sowohl Vielfachstreuung als auch ein transversales Magnetfeld von 0.3 T und der Streifenabstand von 1 mm in der Winkelkorrektur Fehler erzeugt haben. Die Depositionskurve entspricht damit etwa der für HERMES erwarteten Kurve.

Man erkennt, daß ein Streifenabstand von 1 mm eindeutig ausreicht, um Teilchenidenten-

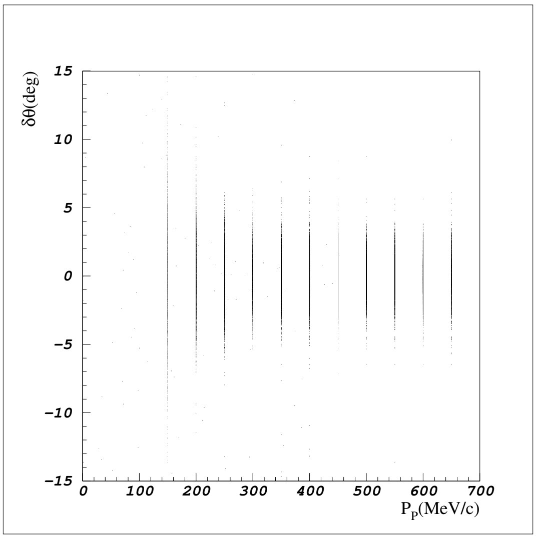

Abbildung 5.5: Winkelauflösung in ° gegen Protonimpuls in MeV/c. Für kleine Impulse treten Fehler in der Größenordnung von $5°$ oder 90 mrad auf. Für Impulse über 200 Mev/c ist der Fehler deutlich besser, so daß dort der Streifenabstand der Detektoren den Winkelfehler bestimmt.

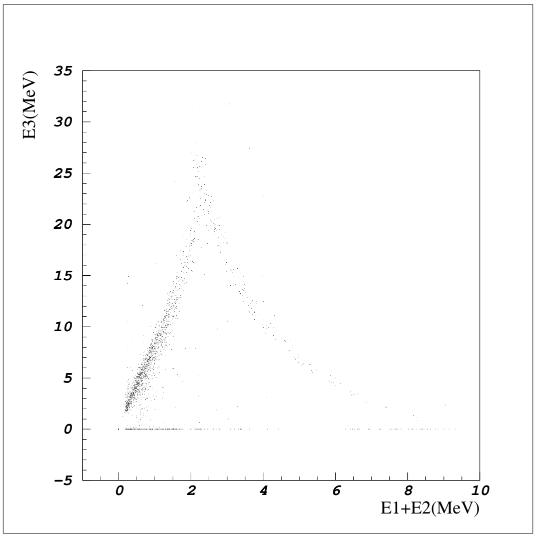

Abbildung 5.6: Energiedeposition in der dritten Lage gegen Energiedeposition in den ersten beiden Lagen. Die Protonen wurden mit Hilfe von DIPSI für den Bereich $0.1 < y < 0.85$ und 0.8 GeV^2 $< Q^2 <$ 4 GeV^2 erzeugt. Die Energiedeposition wurde mit dem in den ersten Lagen gemessenen Einfallswinkel korrigiert.

tifikation durchzuführen, da die Kurve gut reproduziert wird. Auf der anderen Seite sieht man, daß viele Protonen die dritte Lage durchstoßen, was die Qualität von Impulsmessung und Teilchenbestimmung wieder vermindert.

Die dritte Lage ist ebenfalls ein Hilfsmittel, um den Møllerhintergrund zu reduzieren. Nur wenige Elektronen haben Energien im Bereich von MeV; die Mehrzahl erscheint auf Grund ihrer statistischen Energiedeposition nur dann ähnlich zu Protonen, wenn die Protonen auf Grund ihres hohen Impulses wenig Energie im Detektor deponieren. Durch die hohe Deposition in der dritten Lage wird dieses Problem beseitigt.

Der Møllerhintergrund wird außerdem durch die z-Position des Detektors vermindert. Erst Elektronen unterhalb von 24 MeV sind rein geometrisch betrachtet dazu in der Lage, den Detektor direkt zu treffen, wobei dies für Ereignisse im dünnen Gas am Anfang der Speicherzelle gilt. Für viele Ereignisse liegt die Grenze damit niedriger.

Diese Reduktion des hochenergetischen Hintergrundes ist besonders deshalb wichtig, weil diese Elektronen durch das Magnetfeld in der Targetkammer kaum abgelenkt werden. Für die niederenergetischen Elektronen kann das transversale Feld dagegen zur Unterdrückung eingesetzt werden, indem direkt unterhalb der Speicherzelle im Detektor eine Lücke ist. Die Breite der Lücke beträgt im vorgeschlagenen Entwurf 4.2 cm. Durch das transversale Feld werden die Elektronen auf Spiralbahnen durch die Lücke fokussiert.

Der Effekt des Feldes ist in den Abbildungen 5.7 und 5.8 dargestellt. Das auf die gesamte erste Lage des Detektors einfallende Møllerspektrum wird durch das Einschalten des Magnetfeldes deformiert. Møllerelektronen niederer Energie (< 1 MeV) werden jetzt durch die Lücke im Detektor gelenkt, während die Rate von Elektronen höherer Energie etwas angehoben wird. Auf Grund der statistischen Deposition der Elektronen wird das Depositionsspektrum aber im gesamten Bereich reduziert. Der Faktor liegt für den simulierten Bereich bei 3.4. Damit werden für einen Strahlstrom von 40 mA und eine Dichte des Targetgases von 10^{15} Atomen cm^{-2} Raten von 1.3 Elektronen pro Bunch ($0.10\,\mu$s) erwartet. Die angenommene Gasdichte wird nur erreicht bzw. überschritten, wenn unpolarisiertes Targetgas verwendet werden soll. Für polarisierte Messungen liegt sie niedriger.

Eine weitere Beobachtung ist, daß die Møllerelektronen im Magnetfeld alle auf eine Seite abgelenkt werden und damit dieses Modul zuerst treffen. Der Unterdrückungs-Effekt ist deshalb für die beiden Detektorhälften nicht symmetrisch. Während die Møllerrate auf der günstigen Seite um den Faktor 150 reduziert wird, nimmt sie auf der ungünstigen Seite nur um den Faktor 1.7 ab. Würde der Detektor mit gleicher Geometrie in der augenblicklichen longitudinalen Targetkammer betrieben werden, so würde man eine Reduktion um mehr als einen Faktor 100 erhalten.

Auf Grund dieser Tatsache ist die Rate der Møllerelektronen in der ersten Lage relativ gering. Da die betrachteten Rückstoßprotonen bereits in der ersten Lage etwas mehr Energie deponieren, dürften die Multiplizitäten kein Problem darstellen. Um tatsächliche Spuren von Møllerelektronen zu separieren, kann neben der Deposition in der dritten Lage auch die Tatsache verwendet werden, daß der rekonstruierte x-Vertex für Møllerelektronen stärker streut.

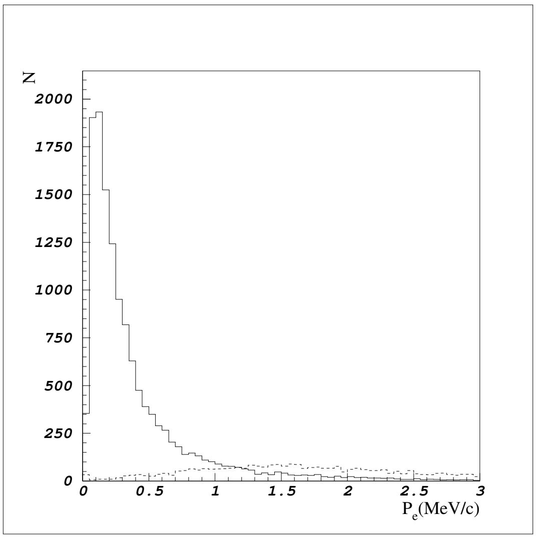

Abbildung 5.7: Impulsspektrum der Møllerelektronen beim Eintritt in die erste Detektorlage: Rate gegen Impuls in MeV/c. Ohne Feld (durchgezogen) wird das Spektrum vom Wirkungsquerschnitt und der Absorption in der ersten Lage dominiert. Nach Einschalten des Feldes (gestrichelt) werden geringe Impulse nicht mehr gefunden. Dieser Effekt stellt sich nur dann ein, wenn der Rückstoßdetektor eine Lücke hat, sonst würde die Rate insgesamt erhöht.

Ein weiterer interessanter Effekt des Magnetfeldes ist, daß niederenergetische ausgelöste Elektronen im Bereich von einigen eV nicht den Detektor erreichen. Auf diese Weise wird jegliche statische Aufladung vermieden.

Neben der erwarteten Leistung eines Rückstoßdetektors und den berechneten Hintergrundbeiträgen ist ein entscheidender Faktor im Entwurf eines Rückstoßdetektor das Niveau an ionisierender Strahlung, auf die Siliziumdetektoren und Elektronik empfindlich reagieren können.

Deshalb wurden von Juni bis August 2000 jeweils 10 Dosimeter zwischen longitudinaler Targetkammer und Targetmagneten in Abständen von 5 cm entlang der z-Achse positioniert. Die mittleren Werte sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Die bei DESY üblichen Dosimeter bestehen aus einem Aluminium-Lithium-Silberphosphat-Glas und sind auch auf Grund ihrer geringen Größe im Prinzip vakuumtauglich, wenn man die Plastikschutzhülle entfernt.

Sofern die gemessenen Werte repräsentativ sind, ist das Strahlungsniveau ungefährlich, da die Siliziumdetektoren insgesamt etwa die 1000fache Strahlendosis überstehen sollten. Die Belastbarkeit der Elektronik hängt von den verwendeten Bauteilen ab. Probleme können durch Beam-Dumps des Elektronenstrahls im Bereich der Targetzelle auftreten. Im Augenblick wird versucht, diese Gefahr durch ein System von Beam-Dump-

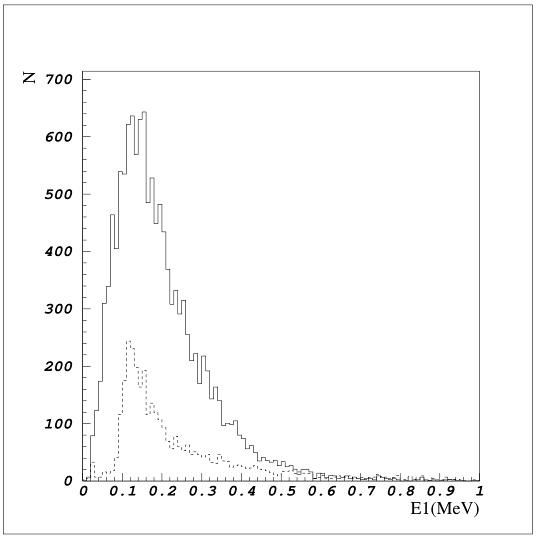

Abbildung 5.8: Energiedepositionsspektrum der Møllerelektronen in der ersten Lage: Rate gegen Deposition in MeV. Ohne Feld (durchgezogen) erscheint ein MIP-artiges Depositionsspektrum mit einem Maximum bei etwa 0.1 MeV. Durch Einschalten des Feldes (gestrichelte Linie) wird die Rate insgesamt niedriger.

Tabelle 5.1: Gemessene Strahlung unterhalb der longitudinalen Targetkammer. Die Werte von jeweils 10 Dosimetern wurden gemittelt, da über die 45 cm-lange Meßstrecke kaum Fluktuationen auftraten.

Monat	Strahlung in Gray
Juni	4.1
Juli	3.4
August	6.6

Monitoren bei HERA zu minimieren [vdS:00], da bereits für die Lambda-Räder eine Gefahr besteht.

6 Diskussion und Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die Möglichkeiten für einen Rückstoßdetektor am HERMES-Experiment diskutiert. Dabei wurden die folgenden Punkte erläutert:

- Der bestehende HERMES-Detektor, seine Geometrie und Auflösung wurden besprochen.
- Die physikalisch interessanten Prozesse wurden aufgeführt. Ein Rückstoßdetektor ist auf Grund der ähnlichen Kinematik der Rückstoßprotonen gleichzeitig für exklusive Produktion von Vektormesonen, pseudoskalaren Mesonen und tiefvirtueller Compton-Streuung geeignet. Lediglich die Produktion von J/Ψs hat eine deutlich abweichende Kinematik, weil ihre Masse deutlich größer als die Protonenmasse ist. Es wurde darauf hingewiesen, daß HERMES nicht für die Messung exklusiver Ereignisse optimiert ist, d. h. daß große Werte von Q^2 schlechter zugänglich sind und die Auflösung der fehlenden Masse nicht ausreicht, um gleichzeitig entstehende Pionen festzustellen. Da die Produktion von Δ-Resonanzen als hauptsächliche Kontamination angesehen wurde, muß ein Rückstoßdetektor diesen Untergrund deutlich abschwächen können.
- Die Möglichkeiten von Siliziumteleskopen samt dem dazu notwendigen technischen Aufwand wurden besprochen. Im Gegensatz zu den verbreiteten Siliziumspurdetektoren benötigen Siliziumteleskope einen deutlich höheren dynamischen Bereich, was aufwendigere Front-End-Elektronik ebenso wie ADCs mit größerer Dynamik erfordert. Gegenüber anderen Detektoren haben sie jedoch den Vorteil, daß zugleich beide Koordinaten eines Treffers bestimmt werden und die Technik bereits vakuumtauglich ist.
- Es wurden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt, um den Entwurf des Rückstoßdetektors zu optimieren. Dabei stellte sich heraus, daß die limitierenden Anforderungen an den Detektor aus der Auflösung des Spektrometers folgen. Deshalb reichen vergleichsweise moderate Werte für die Impuls- und Winkelauflösung aus, um die erwartete Zerfallsverteilung der Δ-Resonanz unterdrücken zu können. Nichtresonante Erzeugung von Pionen wird ebenfalls teilweise ausgeschlossen.
- Auf diesen Grundlagen wurde ein Detektor vorgeschlagen, der mit den Anforderungen der existierenden transversalen Targetregion kompatibel ist. Seine Möglich-

keiten wurden erörtert und seine technische Realisierbarkeit überprüft. Der so entstandene Entwurf hat jedoch den signifikanten Nachteil einer Winkeleffizienz von ca. 10% für Rückstoßprotonen. Die Statistik würde damit gravierend reduziert werden.

Aus den angestellten Überlegungen folgt, daß selbst ein für diese Bedingungen optimierter Entwurf nicht vollständig den Erwartungen entspricht. Aus diesem Grunde wird gegenwärtig diskutiert, einen anderen Detektor zu konzipieren, der alle äußeren Gegebenheiten außer acht läßt, indem auf die Anwendung in der transversalen Targetkammer verzichtet wird.

Ein solcher Detektor kann auch ein unpolarisiertes Target verwenden, das den Erfordernissen des Detektors angepaßt werden kann. Ein Magnetfeld zur Unterdrückung der Møllerelektronen erscheint sinnvoll. Dabei ist ein longitudinales Feld effektiver als ein transversales. Außerdem müssen keine Lücken im Detektor gelassen werden.

Ein solcher optimierter Detektor kann eine Winkeleffizienz von nahezu 100% haben und wird bei hohen Targetdichten erhebliche Statistik sammeln können. Ein derartiger Detektor erfordert Zeiträume, in denen HERMES nur die besprochenen exklusiven Messungen durchführen kann. Die Situation ist damit vergleichbar mit der dedizierten Datennahme für DVCS, bei der im Sommer 2000 zeitweise unpolarisiertes Gas hoher Dichte in die HERMES-Targetzelle eingeleitet wurde.

Obwohl ein solcher Detektor evtl. vom hier beschriebenen Entwurf sehr verschieden sein wird, können praktisch alle Ergebnisse der vorgestellten Untersuchungen direkt auf ihn übertragen werden. Die vorliegende Arbeit faßt somit die generellen Kriterien und Anforderungen für einen Rückstoßdetektor zusammen.

Anhänge

Anhang 1: Das Testexperiment für die Lambda-Räder

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde auch am Testexperiment für die Lambda-Räder mitgearbeitet. Dazu wurden einzelne Module der Lambda-Räder im Teststrahl 21 des Synchrotrons DESY II untersucht.

Der Autor war beim Aufbau des Testexperimentes und der dazugehörigen Elektronik in allen Schritten aktiv beteiligt. Der besondere Schwerpunkt lag dabei auf der Anpassung der Software an die modifizierte Auslese im Testlabor.

Da es sich bei den Lambda-Rädern lediglich um einen Siliziumspurdetektor handelt, wurde nur die Funktionsfähigkeit der Module getestet, nicht aber eine Energiekalibration durchgeführt. Außerdem mußte die Elektronik synchronisiert werden. Der schematische Aufbau des Testexperimentes ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Problematisch war die komplizierte zeitliche Struktur des Strahls, da DESY II als Injektor für die Beschleunigerringe DORIS und PETRA genutzt wird.

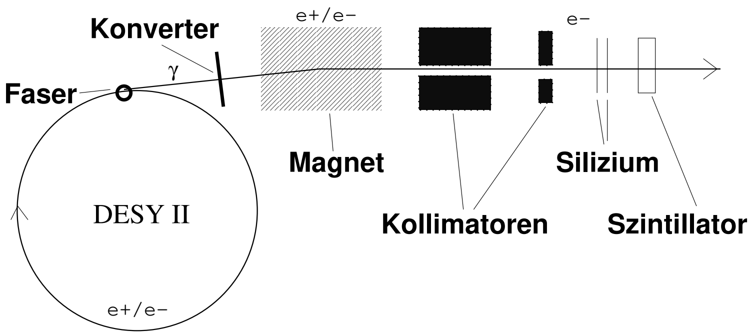

Abbildung 6.1: Der Teststrahl wird parasitär von einem Fasertarget in DESY II erzeugt. Nach einem Konvertertarget und einem Ablenkmagneten erhält man aus dem ursprünglichen Photonenstrahl einen Elektronenstrahl von 3 GeV.

Da die Lambda-Räder - genauso wie der zukünftige Rückstoßdetektor - über keinen eigenen Trigger verfügen, mußte ein externer Trigger mit Hilfe eines Szintillators realisiert werden. Außerdem war eine Synchronisation mit der Bunchfrequenz nötig. Da diese bei DESY II nur 1 MHz im Gegensatz zu 10 MHz bei HERA beträgt, mußte ein Frequenzvervielfacher eingesetzt werden, um die Elektronik mit der später benötigten Frequenz auslesen zu können.

Neben den im Teststrahl untersuchten Modulen existiert auch ein Modul, welches im Sommer 2000 in HERMES installiert war und Daten lieferte.

Anhang 2: Software für die Lambda-Räder

Bereits die Niederspannungsversorgung für die Ausleseplatinen der Lambda-Räder erfordert eine aufwendige Software. Dazu wurde im Rahmen der Diplomarbeit ein Kontrollprogramm als Teil der HERMES-Slow-Control geschrieben. Die Software besteht aus den in Abbildung 6.2 dargestellten Unterprogrammen.

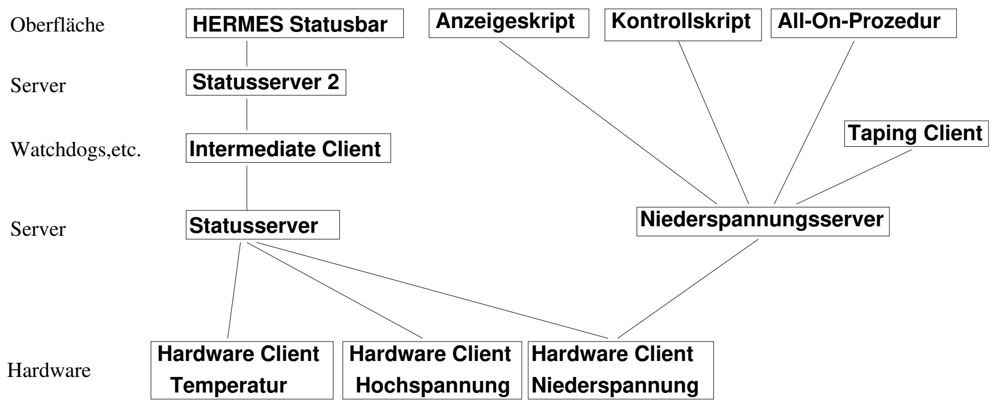

Abbildung 6.2: Struktur der Slow-Control-Software der Lambda-Räder. Der Niederspannungs-Hardwareclient, der Niederspannungsserver, Anzeigeskripten, Kontrollskripten und die Kommandos für die All-On-Prozedur wurden durch den Autor erstellt.

Der Niederspannungs-Hardwareclient kommuniziert mit den intelligenten Netzteilen über einen sog. CAN-Node. Dieser gehört zu einer Technologie, die in Automobilen verbreitet ist. Die empfangenen Daten werden zum Datenserver ebenso wie zum allgemeinen Statusserver geschickt. Außerdem kann der Client die Netzteile aktiv schalten und im Fall von kritischen Werten abschalten.

Der Taping-Client speichert die Daten für späteren Gebrauch; dadurch läßt sich der Zustand der Stromversorgung auch im Nachhinein feststellen.

Auf der obersten Ebene wird einerseits der Status dargestellt. Andererseits können die gegenwärtigen Messungen abgerufen werden und die Versorgungsspannung an- und ausgeschaltet werden.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[A+:98] H. Avakian et al., *Performance of the electromagnetic calorimeter of the HERMES experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A417**, 69 (1998).

[ALR:97] M. Arneodo, L. Lamberti and M. Ryskin, *DIPSI: A Monte Carlo generator for elastic vector meson production in charged lepton proton scattering*, Comput. Phys. Commun. **100**, 195 (1997).

[Ama:97] M. Amarian, *Deeply Virtual Compton Scattering at HERMES* , HERMES Internal Report 00-001, 1997.

[AP:77] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic freedom in parton language*, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977).

[Ava:00] H. Avakian, *Spin-Azimuthal Asymmetries* , in *dis2000 (in Vorbereitung)*, Liverpool, Great Britain, 2000.

[B+:78] C. J. Bebek et al., *Electroproduction of Single Pions at Low ϵ and a Measurement of the Pion Form-Factor up to $Q^2 = 10GeV^2$*, Phys. Rev. **D17**, 1693 (1978).

[B+:94] R. Brun et al., *GEANT detector description and simulation tool (long writeup W5013)* , CERN-CN Application Software Group, Geneva, 1994.

[Bau:00] C. Baumgarten, *Studies of Spin Relaxation and Recombination at the HERMES Hydrogen/Deuterium Gas Target*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.

[BDS+:75] V. G. Bagrov, O. F. Dorofeev, A. A. Sokolov, I. M. Ternov and V. R. Khalilov, *On the Radiation Selfpolarization of Electrons Moving in a Magnetic Field. (in Russian)*, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. **221**, 312 (1975).

[Bel:96] J. Belz, *Rho Polarization in Exclusive A (e, e', rho 0)* , HERMES Internal Report 96-052, 1996.

[Ben:98] T. Benisch, *Polarisierte Bhabha-Streuung und Luminositätsmessung im HERMES-Experiment*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[BFM:00] A. V. Belitsky, A. Freund and D. Muller, *Evolution kernels of skewed parton distributions: Method and two-loop results*, Nucl. Phys. **B574**, 347 (2000).

[BKH:88] F. A. Berends, R. Kleiss and W. Hollik, *Radiative Corrections to Bhabha Scattering at High- Energies. 2: Hard Photon Corrections and Monte Carlo Treatment*, Nucl. Phys. **B304**, 712 (1988).

[BR:97] I. I. Balitsky and A. V. Radyushkin, *Light-ray evolution equations and leading-twist parton helicity-dependent nonforward distributions*, Phys. Lett. **B413**, 114 (1997).

[BSYP:78] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie and F. M. Pipkin, *The Hadronic Properties of the Photon in High-Energy Interactions*, Rev. Mod. Phys. **50**, 261 (1978).

[CFS:97a] J. C. Collins, L. Frankfurt and M. Strikman, *Proof of factorization for exclusive deep-inelastic processes* , hep-ph/9709336, 1997.

[CFS:97b] J. C. Collins, L. Frankfurt and M. Strikman, *Factorization for hard exclusive electroproduction of mesons in QCD*, Phys. Rev. **D56**, 2982 (1997).

[Cle:00] B. Clerbaux, *Results on Diffraction at HERA and Tevatron* , hep-ph/0006195, in 14^{th} *Rencontres de Physique de la Valle d'Aoste : Results and Perspectives in Particle Physics*, La Thuile, Italy, 2000.

[Col:00] J. Collins, *The factorization proofs and Q**2 evolution for SPDs* , Vortrag wärend des Workshops ber OFPDs am 11.9.2000 am DESY, Hamburg, 2000.

[CP:00] B. Clerbaux and M. V. Polyakov, *Partonic structure of pi and rho mesons from data on hard exclusive production of two pions off nucleon* , hep-ph/0001332, 2000.

[Die:00] M. Diehl, *Exploring Skewed Parton Distributions with Polarized Targets* , hep-ph/001020, 2000.

[E$^+$:97] W. Eick et al., *Development of the H1 backward silicon strip detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A386**, 81 (1997).

[Ely:00] J. Ely, *Deeply Virtual Compton Scattering at HERMES* , HERMES Analysis Report, 2000.

[FB$^+$:] W. Fallot-Burghardt et al., *HELIX: A readout chip for the HERA-B microstrip detectors*, Given at 2nd Workshop on Electronics for LHC Experiments, Balatonfured, Hungary, 23-27 Sep 1996.

[FB:99] W. Fallot-Burkhardt, *HELIX128-x User Manual* , HD-ASIC-33-0697, 1999.

[FFS:99] L. L. Frankfurt, A. Freund and M. Strikman, *Deeply virtual Compton scattering at HERA: A probe of asymptotia*, Phys. Lett. **B460**, 417 (1999).

[FGS:96] M. Fiolhais, B. Golli and S. Sirca, *The role of the pion cloud in electroproduction of the Δ(1232)*, Phys. Lett. **B373**, 229 (1996).

[Fie:00] K. Fiedler, *Nachweis von Zuschauernukleonen im HERMES-Experiment (in Vorbereitung)*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 2000.

[FKS:96] L. Frankfurt, W. Koepf and M. Strikman, *Hard diffractive electroproduction of vector mesons in QCD*, Phys. Rev. **D54**, 3194 (1996).

[FPS:98] L. L. Frankfurt, M. V. Polyakov and M. Strikman, *N to Delta DVCS, exclusive DIS processes and skewed quark distributions in large N(c) limit* , hep-ph/9808449, 1998.

[Gal:97] E. Gallo, *Diffraction* , in 18^{th} *International Symposium on Lepton-Photon Interactions, edited by A. Roeck and A. Wagner*, page 77, Hamburg, Germany, 1997.

[Gro:98] P. D. Group, *The European Physical Journal C: Review of Particle Physics*, Springer, 1998.

[Gut:99] A. Gute, *Messungen der polarisierten Strukturfunktion g_1^p des Protons im HERMES-Experiment*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1999.

[H1:99a] B. Clerbaux (H1 Collaboration), *Elastic rho meson production at HERA*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **79**, 327 (1999).

[H1:99b] B. Clerbaux (H1 Collaboration), *Hard diffraction in vector meson production at HERA* , hep-ph/9905508, 1999.

[H1:00] C. Adloff et al. (H1 Collaboration), *Elastic electroproduction of rho mesons at HERA*, Eur. Phys. J. **C13**, 371 (2000).

[HER:90] HERMES, *A Proposal to Measure the Spin-Dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at HERA* , HERMES Internal Report 90-002, 1990.

[HER:97] HERMES, *New silicon-detector systems for the HERMES front region* , HERMES Internal Report 97-032, 1997.

[HER:00a] HERMES, *Azimuthal asymmetry $A^{UL}_{sin(phi)}$ for pi+, pi-, and pi0 production, versus missing mass* , HERMES preliminary plot 00-007m, 2000.

[HER:00b] HERMES, *Difference of normalized pi+ and pi- yields vs t (experimental resolution is indicated by sigmat)* , HERMES preliminary plot 00-008t, 2000.

[HER:00c] HERMES, *The distribution of events as a function of missing mass squared.*, HERMES preliminary plot 00-035, 2000.

[HER:00d] HERMES, *The fit to the single spin azimuthal asymmetry vs the azimuthal angle phi in the missing mass bin* $(0.4 < M_x < 1.4) GeV$, HERMES preliminary plot 00-033, 2000.

[HER:00e] HERMES, *The HERMES Physics Program and Plans for 2001-2006* , HERMES Internal Report 00-003, 2000.

[HER:00f] HERMES, *The sin phi moment of the single spin azimuthal asymmetry vs missing mass.* , HERMES preliminary plot 00-034, 2000.

[HERMES:99] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), *Flavor decomposition of the polarized quark distributions in the nucleon from inclusive and semi-inclusive deep- inelastic scattering*, Phys. Lett. **B464**, 123 (1999).

[HERMES:00a] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), *Measurement of angular distributions and R = sigma(L)/sigma(T) in diffractive electroproduction of rho0 mesons*, (2000).

[HERMES:00b] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *Observation of a single-spin azimuthal asymmetry in semi- inclusive pion electro-production*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4047 (2000).

[HERMES:00c] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *Exclusive leptoproduction of rho0 mesons from hydrogen at intermediate virtual photon energies* , hep-ex/0004023, 2000.

[HERMES:00d] D. Hasch (HERMES Collaboration), *Single Spin Azimuthal Asymmetries* , in *moriond2000 (in Vorbereitung)*, Les Arcs, France, 2000.

[HKK:96] L. P. A. Haakman, A. Kaidalov and J. H. Koch, *Production of vector mesons by real and virtual photons at high-energies*, Phys. Lett. **B365**, 411 (1996).

[Hoo:97] P. Hoodbhoy, *Wavefunction corrections and off-forward gluon distributions in diffractive J/psi electroproduction*, Phys. Rev. **D56**, 388 (1997).

[Hor:00] B. Horisberger, private Mitteilung, 2000.

[HP:93] R. Horisberger and D. Pitzl, *A Novel readout chip for silicon strip detectors with analog pipeline and digitally controlled analog signal processing*, Nucl. Instrum. Meth. **A326**, 92 (1993).

[IK:98] D. Y. Ivanov and R. Kirschner, *Polarization in diffractive electroproduction of light vector mesons*, Phys. Rev. **D58**, 114026 (1998).

[J$^+$:74] P. Joos et al., Δ^{++} π^- *- Electroproduction near Threshold and the Q^2 Dependence of the Contact Interaction*, Phys. Lett. **B52**, 481 (1974).

[Ji:97] X. Ji, *Gauge invariant decomposition of nucleon spin*, Phys. Rev. Lett. **78**, 610 (1997).

[Ji:98] X. Ji, *Off-forward parton distributions*, J. Phys. **G24**, 1181 (1998).

[JMS:97] X. Ji, W. Melnitchouk and X. Song, *A study of off-forward parton distributions*, Phys. Rev. **D56**, 5511 (1997).

[Kle:00] M. Klein, private Mitteilung, 2000.

[Kol:98] M. Kolstein, *Exclusive rho0 - Meson Electroproduction at HERMES*, Dissertation, Vrije Universiteit Amsterdam, Netherlands, 1998.

[MA:00] A. N. M. Amarian, *Comparative Study of DVCS at HERMES* , HERMES Internal Report 00-006, 2000.

[MC:00] J. Magnin and H. R. Christiansen, *The anti-d anti-u asymmetry of the proton in a pion cloud model approach*, Phys. Rev. **D61**, 054006 (2000).

[Mei:00] F. Meissner, *Measurement of the J/psi Cross Section and Double-Spin Asymmetries in Vector Meson Production in Polarised Lepton-Nucleon Scattering at HERMES,* Dissertation, Humbolt-Universität zu Berlin, 2000.

[MPW:98] L. Mankiewicz, G. Piller and T. Weigl, *Hard exclusive meson production and nonforward parton distributions*, Eur. Phys. J. **C5**, 119 (1998).

[MS:00] Micron-Semiconductors, private Mitteilung, 2000.

[Neg:00] K. Negodaeva, *The PID efficiency of the HERMES RICH detector for the IRT method* , HERMES Internal Report 00-028, 2000.

[NMC:97] M. Arneodo et al. (NMC Collaboration), *Measurement of the proton and deuteron structure functions, F_2^p and F_2^d, and of the ratio σ_L/σ_T*, Nucl. Phys. **B483**, 3 (1997).

[P+:98] V. Y. Petrov et al., *Off-forward quark distributions of the nucleon in the large N(c) limit*, Phys. Rev. **D57**, 4325 (1998).

[Per:82] D. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, 1982.

[PRSZ:93] B. Povh, K. Rith, C. Scholz and F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer-Verlag, 1993.

[Rad:97] A. V. Radyushkin, *Nonforward parton distributions*, Phys. Rev. **D56**, 5524 (1997).

[Rak:00] G. L. Rakness, *Spin Polarization Transfer in Exclusive Phi Electroproduction*, Dissertation, University of Colorado at Boulder, USA, 2000.

[RS:98] M. G. Ryskin and A. Solano, *RIDI: A Monte Carlo generator for diffractive dissociation of virtual photons in e p scattering*, (1998), Prepared for Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics (Plenary Starting Meeting), Hamburg, Germany, 27-30 Apr. 1998.

[Rys:93] M. G. Ryskin, *Diffractive J / psi electroproduction in LLA QCD*, Z. Phys. **C57**, 89 (1993).

[Sch:88] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer-Verlag, 1988.

[Sch:99] R. Schleichert, private Mitteilung, 1999.

[Sin:00] Sintef, private Mitteilung, 2000.

[Sjo:92] T. Sjostrand, *PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: Physics and manual*, (1992), CERN-TH-6488-92.

[Ste:00a] J. Steijger, *On-line manual for the operation of the Lambda-wheels* , Internet: http://www.nikhef.nl/user/josst/VERSIE-3/homeframe.html, 2000.

[Ste:00b] J. Stewart, private Mitteilung, 2000.

[Ste:00c] J. Stewart, *The magnetic field requirements for the HERMES Transverse Hydrogen Target Magnet* , HERMES Internal Report 00-013, 2000.

[Tho:00] E. Thomas, private Mitteilung, 2000.

[Tyt:00a] M. Tytgat, private Mitteilung, 2000.

[Tyt:00b] M. Tytgat, *Wirkungsquerschnitt für exklusive, diffraktive ω-Produktion* , HERMES Analysis Report, 2000.

[vBea:98] M. van Beuzekom et al., *Technical Design Report of the new Silicon-Detector System* , HERMES Internal Report 98-014, 1998.

[vdS:00] G. van der Steenhoven, private Mitteilung, 2000.

[VGG:99] M. Vanderhaeghen, P. A. M. Guichon and M. Guidal, *Deeply virtual electroproduction of photons and mesons on the nucleon: Leading order amplitudes and power corrections*, Phys. Rev. **D60**, 094017 (1999).

[Vik:99] V. Vikhorov, private Mitteilung, 1999.

[W^+:78] K. Wacker et al., *Delta (1232) Production by Virtual Photons*, Nucl. Phys. **B144**, 269 (1978).

[Wie:98] M. Wiesmann, *Messungen an einem Siliziumdetektor für das HERMES-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[Wis:00] T. Wise, private Mitteilung, 2000.

[ZEUS:95] M. Derrick et al. (ZEUS Collaboration), *Exclusive rho0 production in deep inelastic electron - proton scattering at HERA*, Phys. Lett. **B356**, 601 (1995).

[ZEUS:99] P. R. B. Saull (ZEUS Collaboration), *Prompt photon production and observation of deeply virtual Compton scattering* , hep-ex/0003030, 1999.

[ZEUS:00] J. Breitweg et al. (ZEUS Collaboration), *Measurement of the spin-density matrix elements in exclusive electroproduction of rho0 mesons at HERA*, Eur. Phys. J. **C12**, 393 (2000).

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen Mitarbeitern von HERMES für ihre tatkräftige Hilfe und Unterstützung bedanken. Dazu zählen Gespräche und Diskussionen ebenso, wie Hilfe am Experiment in Hamburg, wenn es um die Lambda-Räder oder die verwendeten Dosimeter ging.

Insbesondere gilt mein Dank Herrn Prof. Rith für die Vergabe dieses interessanten und äußerst aktuellen Themas sowie meinen Kollegen vom Physikalischen Institut II der Universität Erlangen-Nürnberg. Ohne ihre aktive Unterstützung wäre die Durchführung dieser Diplomarbeit nicht möglich gewesen.

Erklärung der Selbständigkeit

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Erlangen, den 31. Oktober 2000

Bernhard Krauß