Messung der polarisierten Strukturfunktion g_1^p des Protons im HERMES-Experiment

Measurement of the Proton Spin Structure Function g_1^p at HERMES

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Andreas Gute
aus Nürnberg.

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:	8. Februar 1999
Vorsitzender der Prüfungskommission:	Prof. Dr. W. Buggisch
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. K. Rith
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. W. Eyrich

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Im Mittelpunkt des Interesses physikalischer Forschung steht schon immer die Frage nach der inneren Struktur der Materie.

Bis zur Entwicklung des heutigen Standardmodells mußte ein langer Weg von zunächst einfachen bis hin zu heute technisch sehr aufwendigen Experimenten durchschritten werden. Nach dem heutigen Verständnis setzt sich die gesamte Materie aus Leptonen, Quarks und Austauschteilchen zusammen. Als wichtige Observable spielt der Gesamtspin des Nukleons für die Untersuchung des Aufbaus der Materie eine zentrale Rolle.

Während man sich direkt nach der Entdeckung der Quarks im einfachen Quark–-Parton–Modell vorstellte, daß sich der Spin des Nukleons allein aus dem Spin der drei Valenzquarks (Δq_v) zusammensetzt, wußte man spätestens nach den Messungen des EMC–Experiments [EMC:88], daß zusätzliche Beiträge berücksichtigt werden müssen, nämlich solche der Seequarks (Δq_s), der Gluonen (ΔG) und möglicherweise der Bahndrehimpulse (L_z). Der Nukleonenspin s_z^N wird somit allgemein folgendermaßen beschrieben:

$$s_z^N = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\left(\Delta q_v + \Delta q_s\right) + \Delta G + L_z. \tag{0.1}$$

Das Ziel des HERMES–Experiments, das 1995 am DESY in Hamburg aufgebaut wurde, ist es, mittels sowohl inklusiver als auch semi–inklusiver Messungen der tiefinelastischen Streuung von Leptonen an Nukleonen, diese Beiträge in bisher unerreichter Präzision separat zu extrahieren.

Aus den Spinasymmetrien der inklusiven Wirkungsquerschnitte unter Berücksichtigung von kinematischer Verschmierung, Binningseffekten und Strahlungskorrekturen kann die Spinstrukturfunktion g_1 des Protons, die Rückschlüsse auf den Spinbeitrag der Quarks ermöglicht, sehr genau bestimmt werden.

Dies stellt die Hauptmotivation der vorliegenden Arbeit dar.

Struktur der Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Analyse der 1997 durch Streuung an einem polarisierten Wasserstofftarget gemessenen Spinasymmetrie und die daraus berechnete Spinstrukturfunktion g_1^{p} vorgestellt und diskutiert.

Das erste Kapitel umfaßt neben einer Einführung in die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen Streuung den aktuellen Stand der experimentellen Ergebnisse und das Meßprogramm des HERMES–Experiments.

Im Anschluß daran wird im zweiten Kapitel der Aufbau des HERMES–Experiments und die zur Analyse verwendete Software erläutert.

Die zur Auswertung notwendige Verarbeitung von Detektorinformationen wird im dritten Kapitel beschrieben. Diese dient dazu, aus den gemessenen Daten zuverlässige Informationen über die Target– und Strahlpolarisation, die Luminosität und die Unterscheidung von verschiedenen Teilchenarten zu gewinnen.

Den Schwerpunkt der Arbeit stellt das vierte Kapitel dar, in dem zu Beginn die Datenqualitätskontrolle und das zur Analyse verwendete Binning diskutiert werden. Anschließend folgt die Bestimmung der zur Berechnung der Asymmetrie notwendigen Korrekturen mittels ausführlicher Monte–Carlo–Untersuchungen. Schließlich wird die Berechnung der polarisierten Strukturfunktion g_1^p vorgestellt. Das Kapitel endet mit einem Vergleich der gewonnenen Ergebnisse mit den vorhandenen Weltdaten.

Den Abschluß der Arbeit bilden eine Zusammenfassung und ein kurzer Ausblick.

1 Physikalische Grundlagen

1.1 Kinematik der tiefinelastischen Streuung

Die tiefinelastische Lepton–Nukleon–Streuung wird seit vielen Jahrzehnten zur Untersuchung der Struktur der Nukleonen verwendet. Der grundlegende Prozeß ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

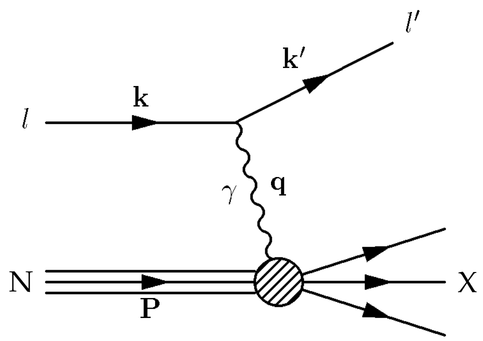


Abbildung 1.1: Die tiefinelastische Lepton–Nukleon–Streuung ist hier in der Ein–Photon–Austausch–Näherung gezeigt.

Das einlaufende Lepton l emittiert ein virtuelles Photon, welches von dem Nukleon N absorbiert wird und in den hadronischen Endzustand X übergeht. Der Viererimpuls des einlaufenden bzw. auslaufenden Leptons wird mit $\mathbf{k}$ bzw. $\mathbf{k}'$ bezeichnet. $\mathbf{q}$ ist der Viererimpuls des virtuellen Photons γ und $\mathbf{P}$ derjenige des einlaufenden Nukleons. Die inklusive Kinematik ist durch die Viererimpulse $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$ und $\mathbf{P}$ vollständig bestimmt. In diesem Prozeß können folgende Invarianten definiert werden:

$$q^2 \equiv -Q^2 = \left(\mathbf{k} - \mathbf{k}'\right)^2 < 0 \tag{1.1}$$

$$W^2 \equiv (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2 \tag{1.2}$$

$$\nu \equiv \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{M} = \frac{Q^2 + W^2 - M^2}{2M} \tag{1.3}$$

$$s \equiv (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2 . \tag{1.4}$$

Hierbei ist Q^2 die invariante Masse des virtuellen Photons, W die Masse des hadronischen Endzustands, ν der Energieübertrag des virtuellen Photons, M die Masse des Nukleons und $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie des Streuprozesses. Im Falle des HERMES–Experiments handelt es sich um ein sogenanntes Fixed–Target–Experiment, bei dem die Targetprotonen im Laborsystem ruhen, mit $\mathbf{P} = (M, 0, 0, 0)$. Für Energien E und E' der ein- und auslaufenden Leptonen, die viel größer sind als die Ruhemasse des Leptons, gilt im Laborsystem:

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \tag{1.5}$$

$$\nu = E - E' \tag{1.6}$$

$$W^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \tag{1.7}$$

$$s = 2ME + M^2. \tag{1.8}$$

Hierbei ist θ der Streuwinkel des Leptons im Laborsystem. Der Prozeß der tiefinelastischen Streuung kann durch die drei Meßgrößen E, E' und θ beschrieben werden. Da die Strahlenergie im HERMES–Experiment fest vorgegeben ist, kann die Streuung durch zwei unabhängige Variablen beschrieben werden. Üblicherweise verwendet man die beiden dimensionslosen Skalenvariablen

$$x = \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - M^2} \tag{1.9}$$

und

$$y = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} = \frac{\nu}{E}. \tag{1.10}$$

Dabei ist x die sogenannte Bjorkensche Skalenvariable, die ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses darstellt. Für den Fall der elastischen Streuung, bei der das Nukleon im hadronische Endzustand unverändert bleibt, erhält man $x = 1$. Bei inelastischen Prozessen, bei denen die Masse des hadronischen Endzustands größer als die Masse des Protons ($W^2 > M^2$) ist, gilt $0 < x < 1$. Daraus ergibt sich für x die Einschränkung

$$0 < x \leq 1. \tag{1.11}$$

y ist das Verhältnis der Energie des virtuellen Photons und der Strahlenergie. Da die Energie des virtuellen Photons nie größer sein kann als die Strahlenergie gilt:

$$0 < y \leq 1. \tag{1.12}$$

In Abbildung 1.2 ist die kinematische Ebene des HERMES–Experiments gezeigt. Zusätzlich sind die in der Analyse verwendeten kinematischen und von der Detektorakzeptanz vorgegebenen geometrischen Schnitte eingezeichnet. Diese werden in Abschnitt 4.3 und 2.3 ausführlich diskutiert.

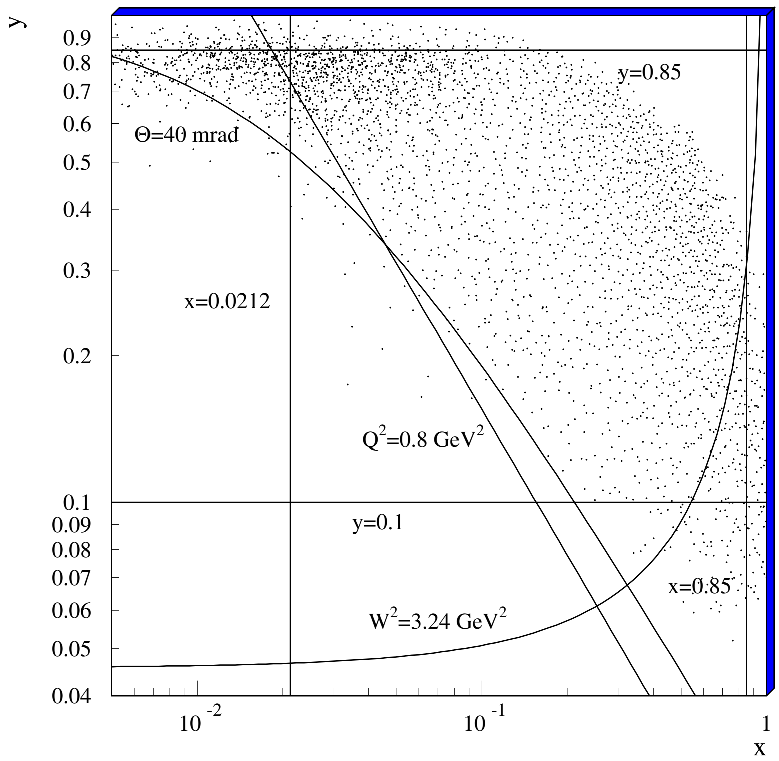


Abbildung 1.2: Kinematische Ebene des HERMES–Experiments in den Variablen x und y.

1.2 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für inklusive Streuung $(eP \rightarrow e'X)$ ist nach [Jaf:95] gegeben durch:

$$d\sigma = \frac{1}{J} \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 \cdot 2E'} \sum_X \prod_{i=1}^{n_X} \int \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 \cdot 2p_{i0}} \, |\mathcal{A}|^2 \, (2\pi)^4 \delta^4 \left(P + q - \sum_{i=1}^{n_X} p_i \right) . \tag{1.13}$$

Hierbei ist J der Flußfaktor des einlaufenden Nukleons. Die Summe läuft über alle hadronischen Endzustände X, die bei der inklusiven Messung nicht detektiert werden. Jeder hadronische Endzustand besteht aus n_X Teilchen mit dem Impuls p_i, wobei für die Summe der Einzelimpulse $\sum_{i=1}^{n_X} p_i \equiv p_X$ gilt. Das Quadrat der Amplitude $|\mathcal{A}|^2$ kann in einen leptonischen und einen hadronischen Tensor aufgespalten werden:

$$\left|\frac{\mathcal{A}}{4\pi}\right|^2 = \frac{\alpha^2}{Q^4} l^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \,. \tag{1.14}$$

Dabei ist α die elektromagnetische Feinstrukturkonstante. Der leptonische Tensor ist als Quadrat eines Stroms mit Spin 1/2 gegeben, wobei über die Spins der Endzustände summiert wurde.

$$\begin{aligned} l^{\mu\nu} &= \sum_{s'} \overline{u}(k,s)\gamma^\mu u(k',s')\overline{u}(k',s')\gamma^\nu u(k,s) \\ &= 2(k'^\mu k^\nu + k'^\nu k^\mu) - 2g^{\mu\nu} k\cdot k' + \qquad \text{(symmetrisch)} \\ &\quad\; 2i\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} q_\lambda s_\sigma \,. \qquad \text{(antisymmetrisch)} \end{aligned} \tag{1.15}$$

Der leptonische Tensor enthält einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Anteil und läßt sich in der Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) exakt berechnen.

Der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ hingegen beschreibt die innere Struktur des Nukleons und ist nicht exakt berechenbar, da er von der Dynamik der starken Wechselwirkung abhängt. Unter Verwendung von Lorentz–Kovarianz, Eichinvarianz, Paritätserhaltung in der elektromagnetischen Wechselwirkung und diskreten Symmetrien der starken Wechselwirkung kann man den hadronischen Tensor mit vier Strukturfunktionen $W_1(\nu, Q^2)$, $W_2(\nu, Q^2)$, $G_1(\nu, Q^2)$ und $G_2(\nu, Q^2)$ parametrisieren, welche lediglich von zwei Invarianten abhängen. Es ist möglich den hadronischen Tensor in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Anteil zu zerlegen:

$$W^{\mu\nu} = W^{\mu\nu}_{\text{sym}} + W^{\mu\nu}_{\text{asym}} \,. \tag{1.16}$$

Dabei gilt:

$$W^{\mu\nu}_{\text{sym}} = \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right) W_1 + \left[\left(P^\mu - \frac{\nu}{q^2} q^\mu\right)\left(P^\nu - \frac{\nu}{q^2} q^\nu\right)\right] \frac{W_2}{M^2} \tag{1.17}$$

$$W^{\mu\nu}_{\text{asym}} = \frac{-i}{M^2}\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} q_\lambda \left[S_\sigma \left(G_1 + \frac{\nu}{M^2} G_2\right) - qSP_\sigma \frac{1}{M^2} G_2\right] . \tag{1.18}$$

Hierbei ist S^σ der Polarisationsvektor des Nukleons.

Üblicherweise verwendet man jedoch die dimensionslosen Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$, $F_2(x, Q^2)$, $g_1(x, Q^2)$ und $g_2(x, Q^2)$, die mit den dimensionsbehafteten Strukturfunktionen in folgender Beziehung stehen:

$$W_1 = F_1,\; W_2 = \frac{M^2}{\nu} F_2,\; G_1 = \frac{M^2}{\nu} g_1,\; G_2 = \frac{M^4}{\nu^2} g_2. \tag{1.19}$$

1.2.1 Unpolarisierter Wirkungsquerschnitt

Den differentiellen Wirkungsquerschnitt der unpolarisierten Elektron–Nukleon–Streuung erhält man durch Kontraktion der symmetrischen Anteile des leptonischen (1.15) und hadronischen (1.16) Tensors:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{e^4}{2\pi Q^2}\left[\frac{y}{2}F_1\left(x,Q^2\right) + \frac{1}{2xy}\left(1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right)F_2\left(x,Q^2\right)\right], \tag{1.20}$$

wobei

$$\gamma^2 = Q^2/\nu^2 = 4M^2x^2/Q^2 \tag{1.21}$$

ist.

Die direkt meßbaren Variablen im Experiment sind jedoch die Energie und der Winkel des gestreuten Teilchens im Laborsystem. Der differentielle Wirkungsquerschnitt in diesen Variablen lautet nach [Rit:97]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}}\left[\frac{F_1}{M}\tan^2\frac{\theta}{2} + \frac{F_2}{\nu}\right]. \tag{1.22}$$

Dabei beschreibt der Mott–Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}} = \frac{\alpha^2 E'^2}{Q^4}\cos^2\frac{\theta}{2} \tag{1.23}$$

die Streuung eines Leptons an einem punktförmigen geladenen Teilchen.

1.2.2 Polarisierter Wirkungsquerschnitt

Betrachtet man den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die polarisierte Lepton–Nukleon–Streuung, bei der sowohl der Leptonstrahl als auch das Target polarisiert sind, so treten zusätzliche Terme auf. Dieser spinabhängige Anteil des Wirkungsquerschnitts kann nach [SMC:97b] in zwei Teile zerlegt werden:

$$\Delta\sigma = \cos\alpha\Delta\sigma_{||} + \sin\alpha\cos\Phi\Delta\sigma_{\perp}\,. \tag{1.24}$$

Dabei entspricht $\Delta\sigma_{||}$ der Differenz der Wirkungsquerschnitte für antiparallele und parallele Spinstellung von Target und Leptonenstrahl. $\Delta\sigma_{\perp}$ ist entsprechend für orthogonale Spinstellung definiert. Die beiden Anteile $\Delta\sigma_{||}$ und $\Delta\sigma_{\perp}$ können wiederum durch die Strukturfunktionen g_1 und g_2 ausgedrückt werden:

$$\frac{d^2\Delta\sigma_{||}}{dxdy} = \frac{e^4}{\pi Q^2}\left[\left(1-\frac{y}{2}-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right)g_1\left(x,Q^2\right) - \frac{y}{2}\gamma^2 g_2\left(x,Q^2\right)\right] \tag{1.25}$$

$$\frac{d^3\Delta\sigma_{\perp}}{dxdyd\Phi} = -\cos\Phi\frac{e^4}{2\pi^2Q^2}\gamma\sqrt{1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2}\left[\frac{y}{2}g_1\left(x,Q^2\right) + g_2\left(x,Q^2\right)\right]. \tag{1.26}$$

Weiterhin ist α der Winkel zwischen dem einlaufenden Leptonenstrahl und der Spinrichtung des Targets und Φ ist der Winkel, der zwischen der Streuebene und der Polarisationsebene eingeschlossen wird. Die hier auftretenden Winkel sind in Abbildung 1.3 dargestellt. Die direkte experimentelle Bestimmung der Strukturfunktionen g_1 und g_2 aus

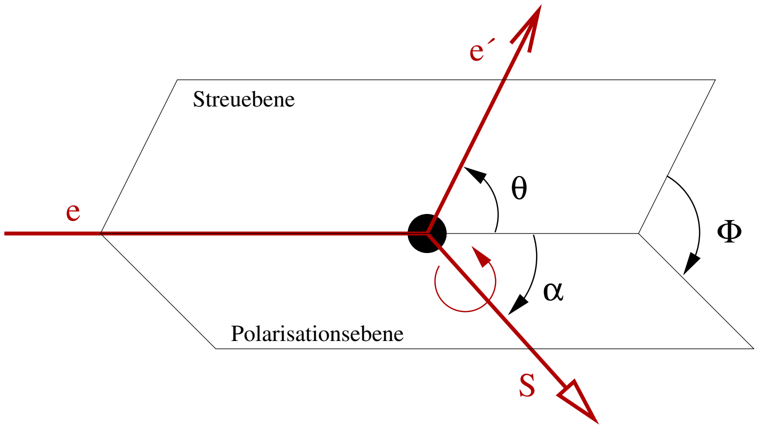


Abbildung 1.3: Definition der Winkel in der polarisierten Lepton–Nukleon–Streuung.

den Wirkungsquerschnitten ist jedoch nur sehr schwer möglich. Dies beruht darauf, daß die spinabhängigen Anteile nur einen kleinen Teil des totalen Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Streuung ausmachen. Weiterhin ist dieser Bruchteil noch durch eine unvollständige Polarisation von Leptonenstrahl und Target verdünnt. Aus diesem Grund kann man die spinabhängigen Anteile am besten durch die Bestimmung von Wirkungsquerschnittsasymmetrien extrahieren, bei denen sich die spinunabhängigen Anteile aufheben.

$$A_{||} = \frac{\sigma^{\rightleftarrows} - \sigma^{\rightrightarrows}}{\sigma^{\rightleftarrows} + \sigma^{\rightrightarrows}} \tag{1.27}$$

$$A_{\perp} = \frac{\sigma^{\rightarrow\Uparrow} - \sigma^{\rightarrow\Downarrow}}{\sigma^{\rightarrow\Uparrow} + \sigma^{\rightarrow\Downarrow}}. \tag{1.28}$$

Diese experimentellen Asymmetrien kann man mit den virtuellen–Photon–Asymmetrien A_1 und A_2 in Beziehung setzen. Dies wird im folgenden Abschnitt erläutert.

1.3 Virtuelle–Photon–Asymmetrien

Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, ist der leptonische Anteil des Wirkungsquerschnitts exakt berechenbar und nur der hadronische Anteil wurde durch die Strukturfunktionen F_1, F_2, g_1 und g_2 parametrisiert. Somit kann der ganze Prozeß der tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung auch durch eine Wechselwirkung zwischen virtuellem Photon und

Nukleon beschrieben werden. Dabei ist jedoch zu beachten, daß virtuelle Photonen im Gegensatz zu reellen Photonen sowohl longitudinal als auch transversal polarisiert sein können.

Die Wechselwirkung zwischen Photon und Nukleon hängt jedoch von der Spinstellung von Photon und Nukleon ab. Man findet vier unabhängige Helizitätsamplituden:

$$T_{1,\frac{1}{2},1,\frac{1}{2}}, \quad T_{1,-\frac{1}{2},1,-\frac{1}{2}}, \quad T_{0,\frac{1}{2},0,\frac{1}{2}}, \quad T_{0,-\frac{1}{2},1,\frac{1}{2}}. \tag{1.29}$$

Dabei bezeichnen der erste und dritte Index die Helizität des virtuellen Photons und der zweite und vierte Index stehen für die Helizität des Nukleons. Alle weiteren Kombinationen der Nukleon– und Photon–Helizitäten gehen aus diesen durch Zeitumkehr oder Paritätserhaltung hervor.

Die Wirkungsquerschnitte der γN–Streuung sind proportional zu den Helizitätsamplituden und lassen sich durch die unpolarisierten und polarisierten Strukturfunktionen ausdrücken [Hey:74, Man:92, Bau:96]:

$$\frac{4\pi^2\alpha}{K} \cdot \mathrm{Im}(T_{1,\frac{1}{2},1,\frac{1}{2}}) = \sigma^T_{1/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{KM}\left(F_1 + g_1 - \gamma^2 g_2\right) \tag{1.30}$$

$$\frac{4\pi^2\alpha}{K} \cdot \mathrm{Im}(T_{1,-\frac{1}{2},1,-\frac{1}{2}}) = \sigma^T_{3/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{KM}\left(F_1 - g_1 + \gamma^2 g_2\right) \tag{1.31}$$

$$\frac{4\pi^2\alpha}{K} \cdot \mathrm{Im}(T_{0,\frac{1}{2},0,\frac{1}{2}}) = \sigma^L_{1/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{KM}\left(\frac{1+\gamma^2}{2x}F_2 - F_1\right) \tag{1.32}$$

$$\frac{4\pi^2\alpha}{K} \cdot \mathrm{Im}(T_{0,-\frac{1}{2},1,\frac{1}{2}}) = \sigma^{LT}_{1/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{KM}\gamma\left(g_1 + g_2\right). \tag{1.33}$$

Hierbei bezeichnen L und T die longitudinale bzw. transversale Polarisation des virtuellen Photons und LT steht für den Interferenzbeitrag. Die Indizes $\frac{1}{2}$ und $\frac{3}{2}$ beim Wirkungsquerschnitt stehen für den Gesamtspin des γN–Systems. Weiterhin ist K der Flußfaktor des virtuellen Photons:

$$K = \nu - \frac{Q^2}{2M}. \tag{1.34}$$

Der totale Wirkungsquerschnitt von transversal polarisierten virtuellen Photonen ist:

$$\sigma_T = \frac{1}{2}\left(\sigma^T_{1/2} + \sigma^T_{3/2}\right) = \frac{4\pi^2\alpha}{KM}F_1. \tag{1.35}$$

Aus dem totalen transversalen und dem longitudinalen Wirkungsquerschnitt definiert man die Funktion R, die mit den unpolarisierten Strukturfunktionen F_1 und F_2 folgendermaßen zusammenhängt:

$$R = \frac{\sigma^L_{1/2}}{\sigma_T} = \left(1+\gamma^2\right)\frac{F_2}{2xF_1} - 1. \tag{1.36}$$

Aus den in Gleichung (1.30–1.33) gegebenen Wirkungsquerschnitten können nun virtuelle–Photon–Asymmetrien definiert werden:

$$A_1 := \frac{\sigma^T_{1/2} - \sigma^T_{3/2}}{\sigma^T_{1/2} + \sigma^T_{3/2}} \tag{1.37}$$

$$A_2 := \frac{\sigma^{LT}_{1/2}}{\sigma_T}. \tag{1.38}$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (1.30–1.33) erhält man:

$$A_1 = \frac{1}{F_1}\left(g_1 - \gamma^2 g_2\right) \tag{1.39}$$

$$A_2 = \frac{1}{F_1}\gamma\left(g_1 + g_2\right). \tag{1.40}$$

Aus der Umkehrung dieser Gleichungen ergibt sich für die polarisierten Strukturfunktionen:

$$g_1 = \frac{F_1}{1+\gamma^2}\left(A_1 - \gamma A_2\right) \tag{1.41}$$

$$g_2 = \frac{F_1}{1+\gamma^2}\left(\frac{A_2}{\gamma} - A_1\right). \tag{1.42}$$

Die virtuellen–Photon–Asymmetrien sind nun ihrerseits mit den experimentell zugänglichen Asymmetrien $A_{||}$ und $A_\perp$ verknüpft, so daß aus den meßbaren Asymmetrien $A_{||}$ und $A_\perp$ die polarisierten Strukturfunktionen extrahiert werden können:

$$A_{||} = D\left(A_1 + \eta A_2\right) \tag{1.43}$$

$$A_\perp = D\left(\xi A_2 - \frac{\eta}{\xi}A_1\right). \tag{1.44}$$

Dabei hängen die Faktoren η und ξ lediglich von kinematischen Variablen ab, während der Depolarisationsfaktor D des virtuellen Photons von kinematischen Variablen und R abhängt:

$$D = \frac{1-(1-y)\,\epsilon}{1+\epsilon R} \tag{1.45}$$

$$\eta = \frac{2M\epsilon\sqrt{Q^2}}{s\left[1-(1-y)\,\epsilon\right]} \tag{1.46}$$

$$\xi = \sqrt{\frac{2\epsilon}{1+\epsilon}} \tag{1.47}$$

mit

$$\epsilon = \frac{1}{1+\frac{2y^2(1+\gamma^2)}{4(1-y)-y^2\gamma^2}}. \tag{1.48}$$

1.4 Das Quark–Parton–Modell

Ein sehr erfolgreiches Modell zur Beschreibung der inneren Struktur des Protons ist das Quark–Parton–Modell (QPM) von Feynman [Fey:72] und Bjorken [Bjø:69, BP:69]. In diesem Modell werden die Bauteile des Protons als Partonen bezeichnet. Heute verwendet man für die elektrisch geladenen Partonen die Bezeichnung Quarks und für die ungeladenen, die Feldquanten der starken Wechselwirkung, den Begriff Gluonen.

In diesem Modell wurde vorhergesagt, daß die Q^2–Abhängigkeit der Strukturfunktionen im Bereich der tiefinelastischen Streuung verschwinden würde. Genauer gesagt vermutete Bjorken

$$F_1(x, Q^2) \overset{(\nu, Q^2 \to \infty)}{\longrightarrow} F_1(x) \tag{1.49}$$

$$F_2(x, Q^2) \overset{(\nu, Q^2 \to \infty)}{\longrightarrow} F_2(x). \tag{1.50}$$

Dieser Effekt wird als scaling bezeichnet und wurde am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) zum ersten mal nachgewiesen [BFK$^+$:69]. Weiterhin ergibt sich für die Strukturfunktionen F_1 und F_2 der Zusammenhang

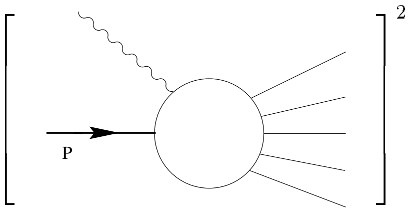
$$2xF_1(x) = F_2(x), \tag{1.51}$$

der als Callan–Gross–Beziehung bekannt ist. Auch diese Beziehung wurde experimentell bestätigt, was den ersten überzeugenden Beweis für die Existenz der Quarks lieferte und die Vorstellung unterstützte, daß die Nukleonen aus punktförmigen Konstituenten mit Spin 1/2 zusammengesetzt sind.

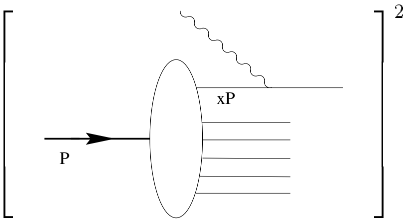
Diese Vorhersagen und Ergebnisse kann man in einem geschickt gewählten Bezugssystem leicht verifizieren. Betrachtet man ein Proton in einem schnell bewegten Bezugssystem, in dem die transversalen Impulse und die Ruhemassen der Konstituenten vernachlässigt werden können, so erhält man für den Viererimpuls des Protons: $\mathbf{P} = (p, 0, 0, p)$. Das Proton kann somit als Strom von parallelen Konstituenten angesehen werden, die jeweils den Viererimpuls $\xi\mathbf{P} = (\xi p, 0, 0, \xi p)$ tragen. Die Größe ξ, die als Nachtmann–Variable bezeichnet wird, stimmt für große Werte von Q^2 mit der Bjorkenschen Skalenvariablen x überein. Somit kann im QPM die Bjorkensche Skalenvariable als Impulsbruchteil eines Partons am Gesamtimpuls des Protons interpretiert werden.

Die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton kann in diesem Bezugssystem als inkohärente Summe der Wechselwirkungen mit den Quarks angesehen werden, welche elastische Streuungen von Elektronen an punktförmigen Spin 1/2 Teilchen darstellen.

Dies kann schematisch wie folgt dargestellt werden [HM:84]:



$$= \sum_i \int \mathrm{d}x\, e_i^2 \tag{1.52}$$



Hierbei geht die Summe über alle Partonen.

Die Strukturfunktion F_2 ist in diesem Bild die ladungsgewichtete Summe der Quarkverteilungsfunktionen $q_f(x)$ multipliziert mit der Bjorkensche Skalenvariablen

$$F_2(x) = x \sum_f e_f^2 q_f(x). \tag{1.53}$$

Dabei beschreiben die Quarkverteilungsfunktionen, daß ein Quark vom Typ f mit der Ladung e_f den Impulsbruchteil x trägt.

Die polarisierte Strukturfunktion g_1 kann analog zu F_1 definiert werden, mit dem Unterschied, daß hierbei die polarisierten Quarkverteilungsfunktionen $\Delta q_f(x)$ eingehen:

$$\Delta q_f(x) = q_f^+(x) - q_f^-(x). \tag{1.54}$$

Hier gibt $q_f^{(+/-)}$ die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Quark vom Typ f einen Impulsbruchteil x trägt und dessen Spin parallel / antiparallel zum Spin des Nukleons ausgerichtet ist. Die Interpretation der Strukturfunktionen im QPM ist hier noch einmal zusammengefaßt:

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 q_f(x) \tag{1.55}$$

$$F_2(x) = x \sum_f e_f^2 q_f(x) \tag{1.56}$$

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \Delta q_f(x) \tag{1.57}$$

$$g_2(x) = 0. \tag{1.58}$$

Die Rolle der Gluonen im QPM

Da die Gluonen nicht mit den virtuellen Photonen wechselwirken[1], wird der Impulsanteil ϵ_g, den die Gluonen zum Gesamtimpuls des Nukleons beitragen, bei der tiefinelastischen

[1] Die Gluonen tragen keine elektrische Ladung.

Lepton–Nukleon–Streuung nicht 'gesehen'. Somit beträgt der gemessene Impulsbruchteil der Quarks am Gesamtimpuls

$$\int_0^1 \mathrm{d}x\,x \sum_f q_f(x) = 1 - \epsilon_g. \tag{1.59}$$

Aus den Messungen der Strukturfunktion F_2 am Proton und Neutron erhält man folgendes Ergebnis, wenn man die strange–Quarks vernachlässigt:

$$\epsilon_u = 0.36, \quad \epsilon_d = 0.18, \quad \epsilon_g = 0.46. \tag{1.60}$$

Hierbei ist ϵ_u der Impulsanteil, der von den u– und $\overline{\mathrm{u}}$–Quarks getragen wird und ϵ_d gibt den Impulsanteil der d– und $\overline{\mathrm{d}}$–Quarks an. Man sieht, daß die Feldquanten der starken Wechselwirkung nahezu die Hälfte des Impulses des Protons tragen.

1.5 QCD–Effekte

Ein Ergebnis des QPM war, daß die Strukturfunktionen und somit die Quark–Verteilungsfunktionen unabhängig von Q^2 sind. Bei genaueren Messungen [NMC:97] hat man jedoch festgestellt, daß dies nur näherungsweise gilt und eine schwache Q^2–Abhängigkeit der Strukturfunktionen F_1 und F_2 vorhanden ist. In Abbildung 1.4 ist die Strukturfunktion F_2^{p} für verschiedene feste Werte von x in Abhängigkeit von Q^2 gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Strukturfunktion bei kleinen Werten von x ansteigt und bei großen Werten von x mit Q^2 abfällt. Bei mittleren x ist ein scaling–Verhalten zu erkennen. Die ersten Messungen, welche scaling festgestellt haben, wurden in diesem Bereich durchgeführt. Man erkennt, daß die Strukturfunktion F_2^{p} für kleine x ansteigt und für große Werte von x mit Q^2 abfällt. Dies kann wie folgt veranschaulicht werden (vgl. Abb. 1.5). Bei einem festen Wert von Q_0^2 mißt man eine bestimmte Quarkverteilung $q(x, Q_0^2)$. Wenn man die Auflösung des virtuellen Photons vergrößert, d. h. zu größeren Werten von Q^2 geht, so erkennt man, daß jedes Quark seinerseits von einer Wolke von Partonen umgeben ist. Somit wächst die Anzahl der Partonen, die sich einen bestimmten Impuls teilen und die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark mit kleinerem Impulsbruchteil x gemessen wird, steigt an. Andererseits nimmt mit steigendem Q^2 die Wahrscheinlichkeit ab, daß Quarks mit einem großen Impulsbruchteil nachgewiesen werden, da diese durch Abstrahlung von Gluonen einen Teil ihres Impulses abgeben können.

Zusammenfassend kann man sagen, daß im QPM die Annahme eingeht, daß die Partonen untereinander nicht wechselwirken. Ein virtuelles Photon mit einem bestimmten Wert der Bjorkensche Skalenvariable x kann nur von einem Quark mit dem Impulsbruchteil x absorbiert werden. Im Gegensatz dazu erhält man in der QCD eine Wechselwirkung zwischen den Quarks durch Austausch von Gluonen und eine Wechselwirkung der Gluonen untereinander. Diese Wechselwirkung hat eine Q^2–Abhängigkeit der Strukturfunktionen und der Quarkverteilungen zur Folge.

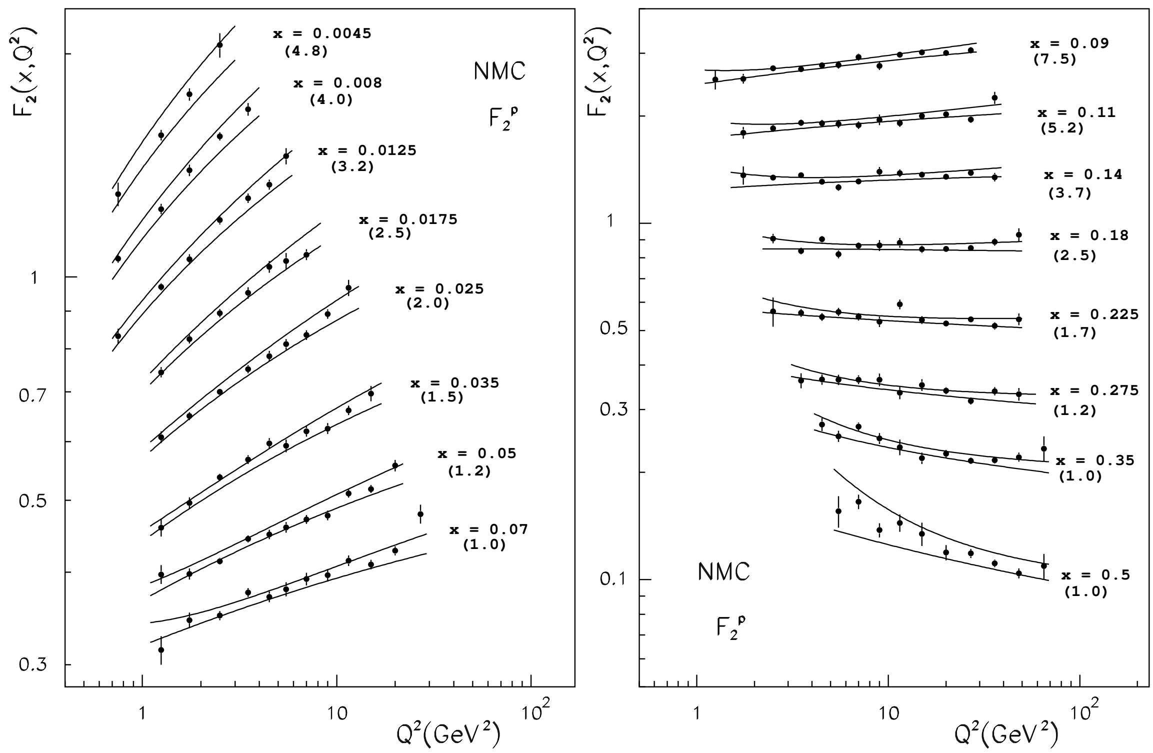


Abbildung 1.4: Die Strukturfunktion F_2^p als Funktion von Q^2 für verschiedene Werte von x.

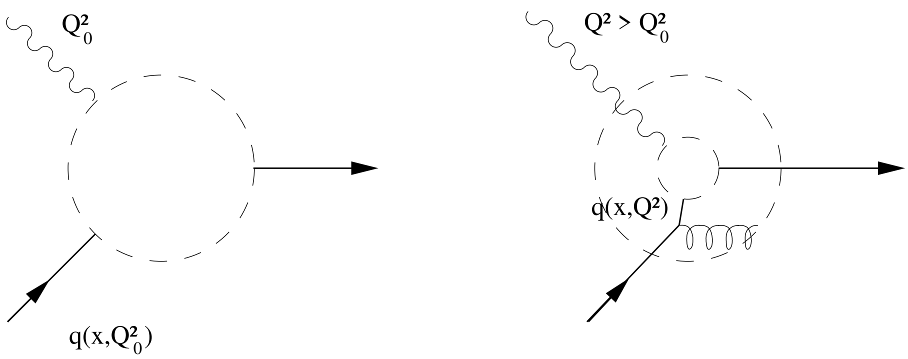


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der Q^2–Abhängigkeit der Strukturfunktionen nach [PRSZ:93].

Durch eine genaue Untersuchung der Strukturfunktionen ist es somit möglich, nähere Informationen über die Zusammensetzung des Nukleons aus Partonen zu gewinnen.

1.6 QCD–Summenregeln

Im QPM kann man nach Gleichung (1.57) das Integral über g_1^{p} als Summe der Integrale der polarisierten Quarkverteilungen schreiben:

$$\int_0^1 g_1^{\mathrm{p}}(x)\mathrm{d}x = \frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right) \tag{1.61}$$

$$\int_0^1 g_1^{\mathrm{n}}(x)\mathrm{d}x = \frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta s\right), \tag{1.62}$$

wobei

$$\Delta q_f = \int_0^1 \left[q_f^+(x) - q_f^-(x)\right]\mathrm{d}x \tag{1.63}$$

verwendet wurde.

Unter Berücksichtigung von QCD–Korrekturen, die bis zur $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ berechnet sind [LvRV:97], erhält man anstelle von Gleichung (1.61) und (1.62)

$$\Gamma_1^{p(n)} = \left[\begin{matrix}+\\(-)\end{matrix}\frac{1}{12}a_3 + \frac{1}{36}a_8\right] C_{\mathrm{ns}}(Q^2) + \frac{1}{9}a_0\, C_{\mathrm{s}}(Q^2). \tag{1.64}$$

Dabei ist C_{ns} der Non–Singlet– und C_{s} der Singlet–Koeffizient

$$C_{\mathrm{ns}}(Q^2) = 1 - \left(\frac{\alpha_{\mathrm{s}}}{\pi}\right) - \frac{43}{12}\left(\frac{\alpha_{\mathrm{s}}}{\pi}\right)^2 - 20.2153\left(\frac{\alpha_{\mathrm{s}}}{\pi}\right)^3 \tag{1.65}$$

$$C_{\mathrm{s}}(Q^2) = 1 - \frac{1}{3}\left(\frac{\alpha_{\mathrm{s}}}{\pi}\right) - 0.54959\left(\frac{\alpha_{\mathrm{s}}}{\pi}\right)^2 - 4.44725\left(\frac{\alpha_{\mathrm{s}}}{\pi}\right)^3 \tag{1.66}$$

und für die axialen Kopplungskonstanten a_3, a_8 und a_0 gilt:

$$a_3 = \Delta u - \Delta d \tag{1.67}$$

$$a_8 = \Delta u + \Delta d - 2\Delta s \tag{1.68}$$

$$a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s = \Delta\Sigma \tag{1.69}$$

Hierbei ist α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung.

1.6.1 Bjorken–Summenregel

Bereits im Jahr 1966, als die QCD noch nicht existierte, leitete Bjorken aus der $SU(6) \otimes SU(6)$ Stromalgebra eine Beziehung zwischen den Wirkungsquerschnitten der spinabhängigen tiefinelastischen Streuung und den Kopplungskonstanten des Betazerfalls ab [Bjø:66]. Da in diese Beziehung lediglich Annahmen der Stromalgebra eingehen, gilt sie bis heute als fundamentale Vorhersage der QCD. In führender Ordnung (engl.: Leading Order) ergibt sich für die Bjorken–Summenregel

$$\mathrm{BJ} = \Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6}a_3 = \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V} \tag{1.70}$$

Aus dem Betazerfall des Neutrons [Par:96] erhält man für $\frac{g_A}{g_V} = -1.2601 \pm 0.0025$, was zu BJ $= 0.21$ führt. Durch NLO (engl.: Next to Leading Order) QCD–Korrekturen[2] wird dieser Wert jedoch verringert.

$$\mathrm{BJ}(Q^2) = \Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V} \cdot C_{NS}\left(Q^2\right) \tag{1.71}$$

1.6.2 Ellis–Jaffe–Summenregel

In den frühen 70er Jahren waren die experimentellen Voraussetzungen noch nicht gegeben, um die Bjorken–Summenregel zu testen, da noch keine polarisierten Neutron Targets zur Verfügung standen. Deshalb bestand ein großes Interesse an theoretischen Vorhersagen über die Spinstrukturfunktion des Protons. 1974 stellten Ellis und Jaffe eine Summenregel auf, welche das Integral der Spinstrukturfunktion g_1^{p} mit den Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung in Beziehung setzte.

Betrachtet man im QPM die Integrale Γ_1^{p} bzw. Γ_1^{n} aus den Gleichungen (1.61) bzw. (1.62) und setzt diese in Gleichung (1.70) für den Fall des Neutron Betazerfalls ein, so erhält man:

$$\left.\frac{g_A}{g_V}\right|_n = \Delta u - \Delta d = F + D. \tag{1.72}$$

Unter Anwendung von $SU(3)$ Symmetrie, bei der die Massen der u, d und s Quarks als gleich angesehen werden, ergibt sich eine analoge Beziehung für den Zerfall $\Xi^- \to \Lambda e^- \bar{\nu}$:

$$\left.\frac{g_A}{g_V}\right|_{\Xi^-} = \Delta d - \Delta s = F - D. \tag{1.73}$$

Die Zerfallskonstanten F und D wurden experimentell [CR:93] zu

$$F = 0.459 \pm 0.008 \tag{1.74}$$
$$D = 0.798 \pm 0.008 \tag{1.75}$$

bestimmt.
Die Integrale Γ_1^{p} und Γ_1^{n} können mit den Kopplungskonstanten F und D der schwachen Wechselwirkung in Beziehung gesetzt werden. Man erhält:

$$\Gamma_1^{\mathrm{p}} = \frac{1}{18}(9F - D) + \frac{1}{3}\Delta s \tag{1.76}$$
$$\Gamma_1^{\mathrm{n}} = \frac{1}{18}(6F - 4D) + \frac{1}{3}\Delta s. \tag{1.77}$$

[2] Dies sind QCD–Korrekturen der nächsten höheren Ordnung.

Unter der Annahme, daß der strange–See unpolarisiert ist $(\Delta s = 0)$, welche Ellis und Jaffe ihrer Summenregel zugrunde gelegt haben, ergibt sich folgende Vorhersage:

$$\Gamma_1^{\mathrm{p}} = 0.185 \pm 0.003, \qquad \Gamma_1^{\mathrm{n}} = -0.024 \pm 0.003. \tag{1.78}$$

Unter Berücksichtigung der QCD–Korrekturen verschiebt sich die theoretische Vorhersage zu

$$\Gamma_1^{\mathrm{p}} = 0.170, \quad \Gamma_1^{\mathrm{n}} = -0.016, \qquad \text{für } Q^2 = 10\mathrm{GeV}^2 \tag{1.79}$$
$$\Gamma_1^{\mathrm{p}} = 0.160, \quad \Gamma_1^{\mathrm{n}} = -0.011, \qquad \text{für } Q^2 = 3\mathrm{GeV}^2. \tag{1.80}$$

Die Messung von Γ_1^{p} durch das EMC–Experiment [EMC:88] ergab jedoch eine starke Abweichung zu dieser Vorhersage,

$$\Gamma_1^{\mathrm{p}} = 0.114 \pm 0.012(\mathrm{stat.}) \pm 0.026(\mathrm{syst.}) \qquad \text{bei } Q^2 = 10.7\ \mathrm{GeV}^2. \tag{1.81}$$

Diese Diskrepanz führte zur sogenannten Spinkrise, da man aus dem gemessenen Integral Γ_1^{p} und den Gleichungen (1.64), (1.67) und (1.68) die Anteile der einzelnen Quarkflavour berechnen kann. Mit Hilfe der EMC Messung erhielt man für den Anteil, den die Quarks am Spin des Nukleons tragen, einen Wert verträglich mit Null:

$$\Delta\Sigma = 0.14 \pm 0.23. \tag{1.82}$$

Dies stand im Widerspruch zu der Erwartung des naiven Quark–Parton–Modells $(\Delta\Sigma = 1)$ und entfachte ein großes Interesse an der Frage, wie der Spin des Protons zusammengesetzt ist. Neuere Experimente sind im Rahmen der Fehler untereinander und mit dem Resultat des EMC–Experiments verträglich, wenn QCD–Korrekturen höherer Ordnung berücksichtigt werden. Aus der Kombination aller bisherigen experimentellen Ergebnisse [E143:98a] erhält man

$$\Delta\Sigma = 0.29 \pm 0.09 \tag{1.83}$$

und

$$\Delta u = 0.83 \pm 0.03, \qquad \Delta d = -0.43 \pm 0.03, \qquad \Delta s = -0.10 \pm 0.03. \tag{1.84}$$

1.6.3 Strukturfunktion g_2 und Burkhardt–Cottingham–Summenregel

Die Spinstrukturfunktion g_2 ist aus zwei Gründen von großem Interesse. Einerseits ist für eine exakte Bestimmung von g_1 die Kenntnis von g_2 notwendig (siehe Gl. (1.39–1.42)), andererseits besteht die Möglichkeit, über Messungen der Spinstrukturfunktion g_2 Informationen über higher–twist–Effekte[3] zu gewinnen. Wenn lediglich twist–2 Terme zu g_2

[3]Der twist eines Operators in der Operator–Produkt–Entwicklung (OPE) ist als $t = d - s$ definiert. Hierbei ist d die Dimension des Operators und s ist sein Spin. Twist–2 Operatoren bilden die Beiträge führender Ordnung und twist–3 Operatoren sind mit 1/Q unterdrückt [TT:94].

beitragen, dann ist die Strukturfunktion vollständig durch den Ausdruck g_2^{WW} von Wanzura und Wilczek [WW:77] beschrieben:

$$g_2^{WW}(x,Q^2) = -g_1(x,Q^2) + \int_x^1 \frac{g_1(y,Q^2)}{y} \mathrm{d}y. \tag{1.85}$$

Wenn jedoch zusätzlich twist–3 Terme, welche Quark–Gluon–Korrelationen beschreiben, beitragen, so schreibt man allgemein:

$$g_2(x,Q^2) = g_2^{WW}(x,Q^2) + \hat{g}_2(x,Q^2). \tag{1.86}$$

Somit kann man aus dem Vergleich zwischen dem gemessenen $g_2(x,Q^2)$ und dem aus der Messung von $g_1(x,Q^2)$ bestimmten $g_2^{WW}(x,Q^2)$ Aussagen über die twist–3 Beiträge machen.

Aus der Operator–Produkt–Entwicklung erhält man eine unendliche Anzahl von Summenregeln für g_1 und g_2 [E143:98a]:

$$\Gamma_1^{(n)} = \int_0^1 x^n g_1(x,Q^2)\mathrm{d}x = \frac{a_n}{2}, \qquad n = 0,2,4,... \tag{1.87}$$

$$\Gamma_2^{(n)} = \int_0^1 x^n g_1(x,Q^2)\mathrm{d}x = \frac{1}{2}\frac{n}{n+1}\left(d_n - a_n\right), \qquad n = 2,4,..., \tag{1.88}$$

wobei a_n die twist–2 und d_n die twist–3 Matrixelemente der renormalisierten Operatoren sind. Eine weitere Summenregel wurde von Burkhardt und Cottingham bereits im Jahr 1969 aus Dispersionsrelationen der virtuellen Compton–Streuung abgeleitet [BC:70]:

$$\int_0^1 g_2(x) = 0. \tag{1.89}$$

Diese folgt nicht aus der OPE, da die Summenregel mit n=0 nicht für g_2 definiert ist.

1.7 Aktueller Stand der experimentellen Ergebnisse

Nachdem sich im Rahmen des EMC–Experiments am CERN eine Abweichung der Ellis–Jaffe–Summenregel von der theoretischen Vorhersage ergeben hatte, wurde eine Vielzahl anderer Experimente zur genaueren Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons durchgeführt: Die **SLAC–Experimente** E142, E143, E154 und E155 benutzten den polarisierten Elektronenstrahl des Stanford–Linear–Collider. Die Strahlpolarisation lag bei bis zu 86 % und die Strahlenergie der einzelnen Experimente ist in Tabelle 1.1 angegeben.

Dabei haben die Experimente E142 und E154 mit einem ^{3}He Gastarget in einer Glaszelle unter einem Druck von ca. 10 bar gemessen. Die durchschnittliche Polarisation lag bei 38 % (E154) bzw. 33 % (E142). Das E143–Experiment verwendete hingegen die Festkörpertargets $^{15}NH_3$ und $^{15}ND_3$, deren durchschnittliche Polarisation 72 % bzw. 25 % betrug.

Das Experiment E155 wurde mit $^{15}NH_3$ und ^{6}LiD Targets durchgeführt. Zu Abschluß dieser Arbeit lagen jedoch noch keine endgültigen Ergebnisse dieses Experiments vor.

Das **SMC–Experiment** begann 1992 am CERN mit der Datennahme am Muonenstrahl. Die Strahlenergie lag bei 100 bzw. 190 GeV und die Polarisation betrug 78 %. Als polarisiertes Target wurde Butanol[4] bei einer Temperatur von unter 0.5 K verwendet. Die Polarisation erreichte beim Protontarget ca. 85 % und beim Deuteriumtarget ca. 50 %. Im Datennahmejahr 1996 wurde mit einem NH_3 Festkörpertarget gemessen.

Das **HERMES–Experiment** wurde 1995 am DESY in Hamburg aufgebaut und mißt am Leptonenstrahl des HERA–Speicherrings. Auf dieses wird detailliert in Kapitel 2 eingegangen. Die wichtigsten Parameter der einzelnen Experimente sind in Tabelle 1.1 noch einmal zusammengefaßt.

In Abbildung 1.6 sind die Ergebnisse der verschiedenen Experimente gezeigt. Im oberen Teil ist die von SMC [SMC:98] und E143 [E143:98a] gemessene Spinstrukturfunktion g_1 des Protons abgebildet. Die Analyse der HERMES–Daten des Jahres 1997 und ein Vergleich mit den Ergebnissen der o. g. Experimente wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit noch ausführlich besprochen.

Im mittleren Teil von Abbildung 1.6 ist die Spinstrukturfunktion g_1 des Neutrons, gemessen von den Experimenten HERMES [HERMES:97a], E142 [E142:96] und E154 [E154:97b], gezeigt. Im unteren Teil der Abbildung sind schließlich die SMC– und E143–Ergebnisse [SMC:98, E143:98a] der Spinstrukturfunktion des Deuterons dargestellt.

Die Ergebnisse des Integrals der Spinstrukturfunktion g_1 des Protons, Neutrons und Deuterons sind in Tabelle 1.2 für verschiedene Experimente zusammengefaßt und werden mit den theoretischen Vorhersagen verglichen.

Aus der Kombination von Neutron– (Deuteron–) und Protondaten kann die Bjorken–Summenregel berechnet werden. Die Resultate sind in Abbildung 1.7 gezeigt [E142:96, E154:97a]. Diese stimmen, bei Berücksichtigung von QCD–Korrekturen, sehr gut mit den theoretischen Vorhersagen überein.

[4]Für die Messung am Neutron verwendete man Butanol, bei dem der Wasserstoff vollständig durch Deuterium ersetzt wurde.

Tabelle 1.1: Gegenüberstellung der wichtigsten Parameter der verschiedenen Experimente

Exp.	Jahr	Strahlenergie (GeV)	Strahlpolar. (%)	Target	Material	Verdünnungsfaktor	Targetpolar. (%)	Referenz
SMC	1992	100	78	d	Butanol	0.28	40 $\parallel$	[SMC:93]
SMC	1993	190	78	p	Butanol	0.13	86 $\parallel$	[SMC:94a]
SMC	1993	100	78	p	Butanol	0.13	80 $\perp$	[SMC:94b]
SMC	1994	190	78	d	Butanol	0.28	49 $\parallel$	[SMC:95]
SMC	1995	190	78	d	Butanol	0.28	50 $\parallel$	[SMC:97a]
SMC	1995	190	78	d	Butanol	0.28	44 $\perp$	[SMC:97a]
SMC	1996	190	80	p	NH_3	0.15	89 $\parallel$	[SMC:98, SMC:97c]
E142	1992	19.4, 22.7, 25.5	36	n	^3He	0.11	33 $\parallel,\perp$	[E142:96]
E143	1993	9.7, 16.2, 29.1	84	p	$^{15}NH_3$	0.15	70 $\parallel,\perp$	[E143:98a]
E143	1993	9.7, 16.2, 29.1	84	d	$^{15}ND_3$	0.23	25 $\parallel,\perp$	[E143:98a]
E154	1995	48.3	82	n	^3He	0.16	38 $\parallel,\perp$	[E154:97b]
E155	1997	48	81	p	$^{15}NH_3$	0.15	80 $\parallel$	[E155:98c, E155:98a]
E155	1997	48	81	d	^6LiD	0.19	20 $\parallel$	[E155:98c, E155:98a]
E155	1997	39	81	p	$^{15}NH_3$	0.15	80 $\perp$	[E155:98c, E155:98b]
E155	1997	39	81	d	^6LiD	0.19	20 $\perp$	[E155:98c, E155:98b]
HERMES	1995	27.52	55	n	^3He	0.33	46 $\parallel$	[HERMES:97a]
HERMES	1996	27.57	52	p	H	1	78 $\parallel$	
HERMES	1997	27.57	55	p	H	1	89 $\parallel$	[HERMES:98f]

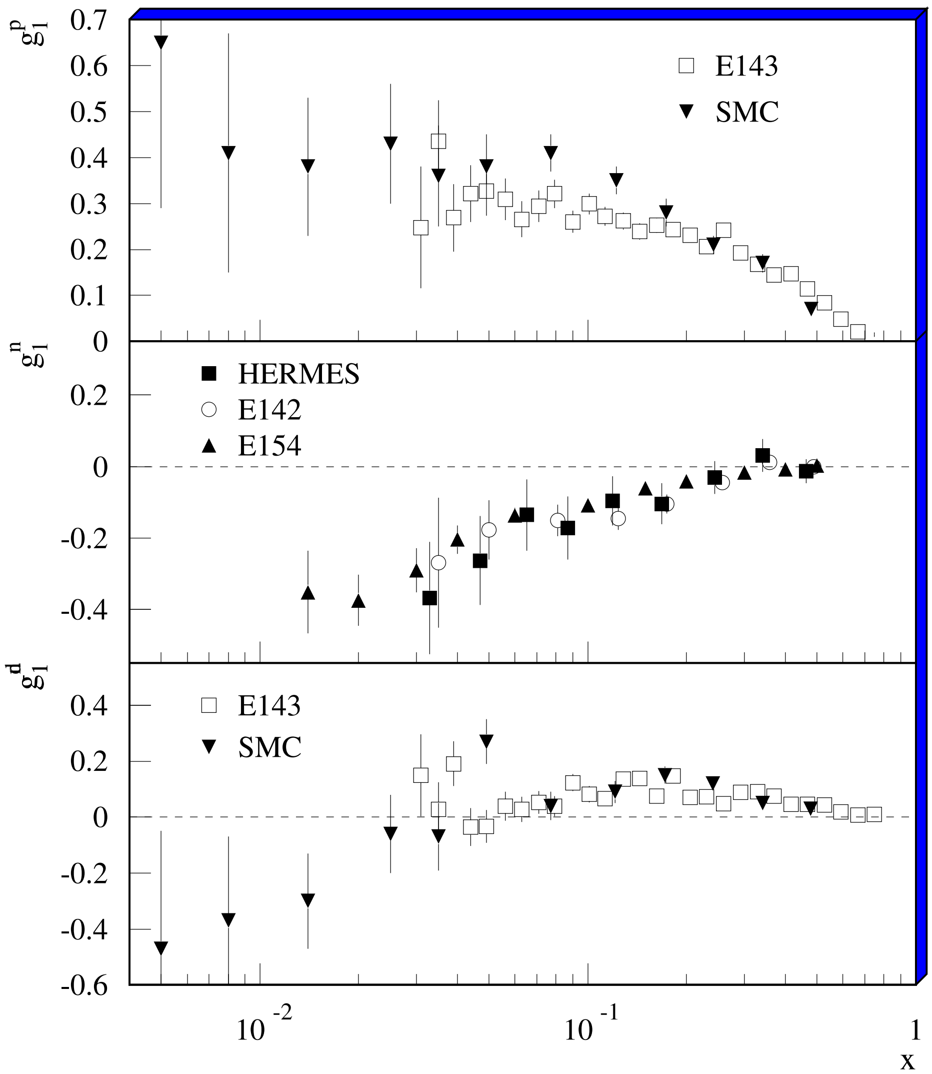


Abbildung 1.6: Vergleich der Ergebnisse der Messung der polarisierten Strukturfunktion g_1 am Proton (oben), Neutron (Mitte) und Deuteron (unten) von verschiedenen Experimenten.

Tabelle 1.2: Die Ergebnisse der Ellis–Jaffe–Summenregel verschiedener Experimente im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen

Exp.	Target	Q^2 (GeV^2)	$\int g_1^{\mathrm{Messung}}$	$\int g_1^{\mathrm{Theorie}}$	Ref.
SMC	p	10	$0.120 \pm 0.005 \pm 0.015$	0.170 ± 0.004	[SMC:98]
SMC	d	10	$0.019 \pm 0.006 \pm 0.013$	0.071 ± 0.003	[SMC:98]
E143	p	3	$0.132 \pm 0.003 \pm 0.009$	0.160 ± 0.006	[E143:98a]
E143	d	3	$0.047 \pm 0.003 \pm 0.006$	0.069 ± 0.004	[E143:98a]
E142	n	3	$-0.031 \pm 0.006 \pm 0.009$	-0.011 ± 0.005	[E142:96]
E154	n	3	$-0.041 \pm 0.004 \pm 0.006$	-0.011 ± 0.005	[E154:97b]
HERMES	n	2.5	$-0.041 \pm 0.013 \pm 0.008$	-0.011 ± 0.005	[HERMES:97a]

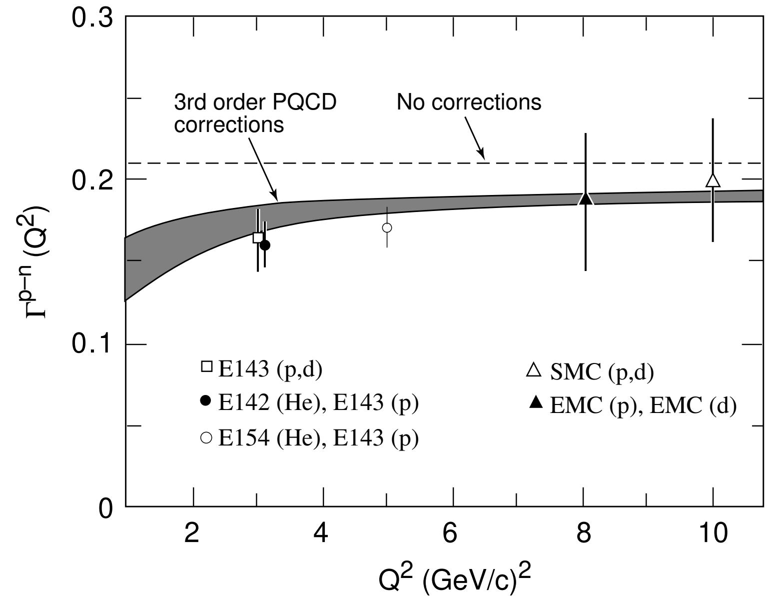


Abbildung 1.7: Vergleich der experimentellen Ergebnisse der Bjorken–Summenregel mit den theoretischen Vorhersagen.

1.8 Ergebnisse und Ziele des HERMES–Experiments

Ein Hauptziel des HERMES–Experiments ist die Bestimmung der Spinstrukturfunktionen durch inklusive Messungen. Aus den polarisierten ^{3}He Daten des Jahres 1995 wurde die Spinstrukturfunktion g_1 des Neutrons extrahiert [Fer:97, Neu:97, Lac:98]. Das Ergebnis ist, wie bereits erwähnt, in Abbildung 1.6 im Vergleich mit den Resultaten der SLAC–

Experimente E142 und E154 gezeigt.

Die Bestimmung der Spinstrukturfunktion g_1^{p} aus den polarisierten Wasserstoffdaten des Jahres 1997 wird in dieser Arbeit vorgestellt.

Weiterhin wurde aus den inklusiven Daten der Jahre 1995 und 1997 die Differenz der Wirkungsquerschnitte virtueller Photonen am Proton und Neutron bestimmt [HERMES:98b]. Für das Proton ergab sich ein wesentlicher Beitrag zum verallgemeinerten Gerasimov–Drell–Hearn Integral, der zur Berechnung des Integrals über den vollen Bereich berücksichtigt werden muß.

Neben der inklusiven Analyse werden bei HERMES auch semi–inklusive Analysen durchgeführt. Dies ist möglich, da aufgrund der großen Detektorakzeptanz und einer sehr guten Teilchenidentifikation zusätzlich zu den primär gestreuten Positronen entstandene Hadronen nachgewiesen werden können.

Aus der unpolarisierten semi–inklusiven Streuung erhält man u. a. Informationen über die Quarkverteilungsfunktionen. So wurde bei HERMES zum ersten mal die Flavour–Asymmetrie der leichten Seequarks in der tiefinelastischen semi–inklusiven Streuung gemessen [HERMES:98d]. Dabei stellte sich heraus, daß ein Überschuß von $\overline{\mathrm{d}}$– gegenüber $\overline{\mathrm{u}}$–Quarks im Proton vorhanden ist.

Weiterhin kann man aus der exklusiven Elektroproduktion von ρ^0–Mesonen Rückschlüsse auf Kohärenzlängeneffekte ziehen. So wurde bei HERMES ein Abfall der 'nuklearen Transparenz' bei steigender Kohärenzlänge von Quark–Antiquark–Fluktuationen des virtuellen Photons festgestellt [HERMES:98c]. Dies ist ein deutlicher Hinweis auf eine Wechselwirkung der Quark–Antiquark–Fluktuationen mit dem nuklearen Medium.

Darüber hinaus können aus der polarisierten semi–inklusiven Streuung die polarisierten Quarkverteilungsfunktionen extrahiert werden. Dazu werden Spinasymmetrien der semi–inklusiven Wirkungsquerschnitte für die Produktion von positiven und negativen Hadronen untersucht.

Bei HERMES besteht außerdem die Möglichkeit, Informationen über die polarisierte Gluonverteilung zu erzielen. Zu diesem Zweck werden Asymmetrien in der Produktion von J/Ψ Mesonen studiert, die über den Prozeß der Photon–Gluon–Fusion entstehen und deshalb mit der Spindichte der Gluonen verknüpft sind. Alternativ wird die Photoproduktion von Hadronen mit hohen Transversalimpulsen mit dem Ziel der erstmaligen Messung der polarisierten Gluonverteilung untersucht.

Diese Darstellung des Meßprogramms von HERMES deckt natürlich nur einzelne Punkte ab, da eine vollständige Behandlung den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde. Eine detaillierte Beschreibung ist in [Due:95] zu finden.

2 Das HERMES–Experiment

Das HERMES–Experiment kann in drei Hauptkomponenten unterteilt werden: einen polarisierten Leptonenstrahl, ein polarisiertes internes Gastarget und das Spektrometer, mit dessen Hilfe die gestreuten Teilchen nachgewiesen und identifiziert werden. Im folgenden werden diese drei Komponenten näher erläutert.

2.1 Der polarisierte Leptonenstrahl

2.1.1 Der HERA–Speicherring

Als polarisierten Leptonenstrahl verwendet das HERMES–Experiment den 27.57 GeV Positronenstrahl des HERA–Speicherrings (Hadron–Elektron–Ringanlage) am DESY (Deutsches–Elektronen–Synchrotron) in Hamburg. Der HERA–Speicherring ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Experimente H1 und ZEUS messen die innere Struktur des Protons, indem sie die Kollision von 27.57 GeV Leptonen mit 820 GeV Protonen untersuchen. Das HERA–B–Experiment, welches in der Westhalle des HERA–Speicherrings aufgebaut ist, wurde in den Winterpausen 1996/97 und 1997/98 eingebaut und wird CP–Verletzung neutraler B–Mesonen in der Proton–Proton–Streuung untersuchen. In der Experimentierhalle Ost ist das HERMES–Experiment aufgebaut, welches ausschließlich den Leptonenstrahl verwendet. In den Jahren 1995 bis 1997 wurde der Leptonenring aus technischen Gründen mit Positronen betrieben.

Die Positronen in einem Speicherring werden aufgrund einer Asymmetrie in der Emission von Synchrotronstrahlung transversal polarisiert (Sokolov–Ternov–Effekt [ST:64]). Dabei beträgt die maximal erreichbare Polarisation, die unabhängig von jeglichen Maschinenparametern ist,

$$P_{ST} = \frac{8}{5\sqrt{3}} = 0.9238\,. \tag{2.1}$$

Der Polarisationsaufbau zeigt folgendes exponentielles Verhalten [Due:95, Gro:94]:

$$P_{\tau_{ST}}(t) = P_{ST}\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{ST}}}\right). \tag{2.2}$$

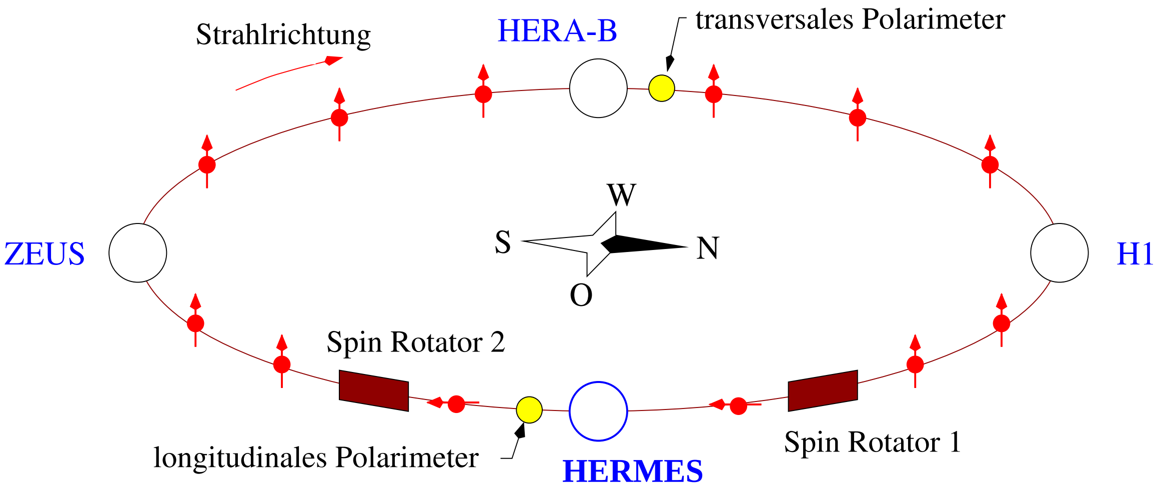


Abbildung 2.1: Polarisation im HERA–Speicherring: Die transversale Polarisation wird durch die Spinrotatoren vor und hinter dem HERMES–Experiment um ±90° gedreht. An zwei Stellen befinden sich Polarimeter, welche die transversale bzw. longitudinale Polarisation messen.

Dabei ist τ_{ST} die charakteristische Anstiegszeit, die von der Strahlenergie E und dem Bahnradius ρ abhängt:

$$\tau_{ST} = \frac{8}{5\sqrt{3}} \cdot \frac{m_e \rho^3}{r_e \hbar \gamma^5}. \tag{2.3}$$

m_e ist die Ruhemasse des Positrons, r_e der klassische Elektronenradius und $\gamma = E/m_e$. Für die HERA Strahlenergie von 27.57 GeV und einen mittleren Bahnradius von 707 m ergibt sich eine Anstiegszeit von 2187 s. In der Realität wird jedoch der Polarisationsaufbau durch depolarisierende Effekte gestört, wie z. B. durch nicht optimal justierte Quadrupolmagnete. Diese depolarisierenden Effekte können durch eine effektive Depolarisationszeit τ_D beschrieben werden. Unter deren Berücksichtigung erhält man den folgenden zeitlichen Verlauf des Polarisationsaufbaus

$$P(t) = P_\infty \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \tag{2.4}$$

wobei $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{ST}} + \frac{1}{\tau_D}$ und $P_\infty = P_{ST}\frac{\tau}{\tau_{ST}}$. Um eine hohe Strahlpolarisation zu erreichen, muß somit die Depolarisationszeit τ_D groß im Vergleich zu der Anstiegszeit τ_{ST} sein.

Vor und hinter dem HERMES–Experiment sind Spinrotatoren eingebaut (vgl. Abb. 2.1), welche die transversale Polarisation um ±90° in longitudinale Richtung drehen. Diese Spinrotatoren müssen sehr exakt arbeiten, da eine kleine Fehlstellung des Spins nach den beiden Spinrotatoren stark depolarisierend wirken würde. In Abbildung 2.2 ist ein typischer zeitlicher Verlauf der Polarisation gezeigt. Man erkennt deutlich den exponentiellen

Anstieg und einen stabilen Endwert der Polarisation, der über $50\,\%$ liegt. Die gezeigte Messung war der weltweit erste Nachweis einer longitudinalen Polarisation in einem Speicherring [B+:95a].

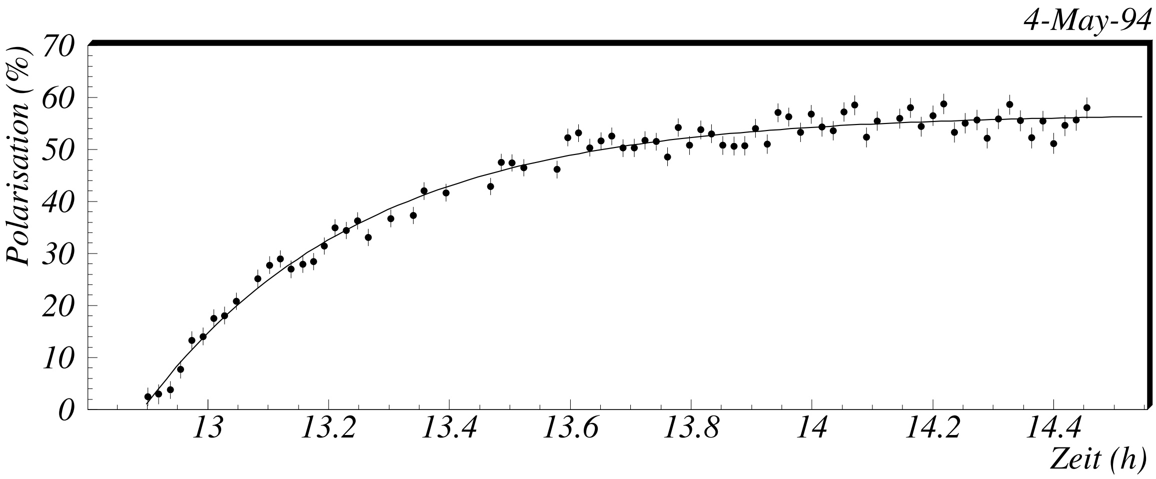


Abbildung 2.2: Zeitlicher Verlauf des Polarisationsaufbaus im HERA–Leptonenspeicherring.

2.1.2 Polarisationsmessung

Die beste Methode, um bei hohen Energien die Polarisation eines Elektronen- oder Positronenstrahls zu bestimmen, ist die Compton–Streuung von polarisiertem Licht an dem polarisierten Teilchenstrahl. Diese Methode wird bei LEP [A+:94], SLAC [J+:83], KEK [Nak:92] und auch bei HERA verwendet. Bei HERA [B+:93, B+:94a, Lor:97] wird die Polarisation an zwei verschiedenen Stellen im Speicherring gemessen. In der geraden Sektion West ist ein transversales Polarimeter aufgebaut, und in der geraden Sektion Ost, hinter dem HERMES–Experiment, bestimmt ein longitudinales Polarimeter die Strahlpolarisation.

Das transversale Polarimeter

Die transversale Strahlpolarisation wird mit Hilfe der Asymmetrie in den Compton–Wirkungsquerschnitten für die Streuung von zirkular polarisiertem Licht an transversal polarisierten Positronen bestimmt. Die daraus resultierende Differenz Δy der vertikalen Position der zurückgestreuten Photonen wird mit einem ortsauflösenden Kalorimeter gemessen. Näherungsweise ist diese Ortsdifferenz proportional zu der transversalen Strahlpolarisation. Bei der Messung wird die sogenannte Ein–Photon–Methode verwendet, wobei die Energie und Position jedes einzelnen Photons für die Analyse bestimmt wird. Dazu muß jedoch die Laserintensität so gewählt werden, daß die Wahrscheinlichkeit, mehrere

Comptonphotonen innerhalb eines Positronenbunches (Positronenpaket in einem Speicherring) zu messen, bei lediglich 1 % liegt. Aus diesem Grund verwendet man einen Argon–Ionen–Laser mit einer Leistung von 10 W im kontinuierlichen Betrieb, dessen Polarisation mit einer Frequenz von 84 Hz mit einer Pockelszelle umgeschaltet wird. Die gestreuten Photonen werden in einem Sandwich–Kalorimeter aus Wolfram und Szintillatormaterial nachgewiesen.

Das longitudinale Polarimeter

Da für die Datenanalyse bei HERMES eine sehr zuverlässige Polarisationsmessung erforderlich ist, wurde im Jahr 1996 das longitudinale Polarimeter aufgebaut. Wie beim transversalen Polarimeter basiert auch die Messung des longitudinalen Polarimeters [Lor:97] auf Asymmetrien der Comptonstreuung von zirkular polarisiertem Licht an den Strahlpositronen. Aufgrund der longitudinalen Polarisation der Positronen erhält man hier aber eine Energieasymmetrie der Comptonphotonen. Das energiegewichtete Spektrum der gestreuten Photonen im Laborsystem ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Im Gegensatz zum trans-

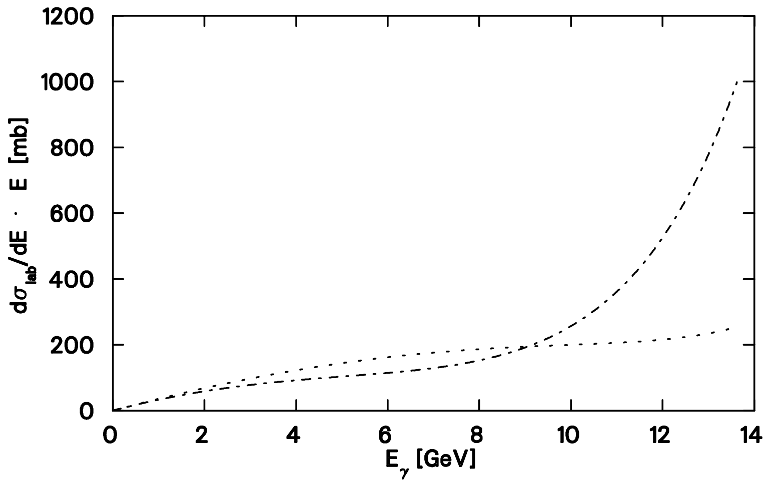


Abbildung 2.3: Der energiegewichtete differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von zirkular polarisierten Photonen an longitudinal polarisierten Elektronen ist für den Fall $S_3 P_z = +1$ (gepunktete Kurve) und $S_3 P_z = -1$ (gepunktet/gestrichelte Kurve) gezeigt. Hierbei steht S_3 für die zirkulare Polarisation der Photonen und P_z für die longitudinale Polarisation der Positronen.

versalen Polarimeter kommt hier jedoch die sogenannte Multi–Photon–Methode zum Einsatz. Dabei wird die gesamte Energie von ca. 1000 Comptonphotonen pro Positronenbunch im Kalorimeter gemessen. Um eine so hohe Anzahl von Comptonphotonen zu erzielen, ist eine sehr große Laserintensität erforderlich. Diese wird mit Hilfe eines frequenzverdoppelten, gepulsten YAG–Lasers erreicht, der mit einer Wiederholungsrate von bis zu

100 Hz betrieben werden kann. Als Kalorimeter wird eine 2×2–Matrix von $NaBi(WO_4)_2$–Kristallen verwendet. Damit kann neben der deponierten Gesamtenergie auch noch die Position der einfallenden Photonen bestimmt werden.

2.2 Das interne Gastarget

Bei HERMES werden interne polarisierte Gastargets aus Wasserstoff, Deuterium und ^{3}He verwendet. Des weiteren werden Messungen mit unpolarisierten Targets, wie Wasserstoff, Deuterium, Helium, Stickstoff und Krypton, durchgeführt. In der inklusiven Analyse der polarisierten Strukturfunktion g_1 des Protons werden nur Daten an polarisiertem Wasserstoff herangezogen, so daß im folgenden lediglich auf das polarisierte Wasserstofftarget eingegangen wird.

2.2.1 Die Speicherzellentechnologie

Die neue Technologie der Verwendung einer Speicherzelle in einem Speicherring hat sich bei HERMES bewährt. Dabei wird eine dünnwandige, elliptische Aluminiumröhre koaxial zum Positronenstrahl eingebaut, in die mittels eines kleinen Röhrchens die polarisierten Wasserstoffatome eingelassen werden. Mit Hilfe eines zweiten Röhrchens (Austrittsröhrchen) wird ein kleiner Teil der polarisierten Wasserstoffatome, der sogenannte Stichprobenstrahl, wieder entnommen, um die Polarisation der Targetatome in der Zelle zu bestimmen (vgl. Abb. 2.4). Der Vorteil einer solchen Speicherzelle ist, daß die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der polarisierten Atome im Wechselwirkungsbereich des Strahls erhöht wird und man mit diesem Aufbau eine ca. 100 mal größere Targetdichte erreichen kann als bei Gasjet–Targets. Damit die Polarisation der Wasserstoffatome in der Speicherzelle erhalten bleibt, ist es notwendig, die Oberfläche der Speicherzelle mit Drifilm [T$^+$:87, SA:88, F$^+$:97] zu beschichten und zusätzlich ein Haltemagnetfeld von 0.35 T anzulegen. Entscheidender Vorteil der Speicherzellentechnologie ist, daß die Streuung an einem reinen Wasserstofftarget stattfindet. Somit erhält man keinen Untergrund durch die Wechselwirkung mit anderen Materialien, wie z. B. Targetfenstern oder zusätzlichen Elementen, die in einem Festkörpertarget vorhanden wären. Außerdem ist es möglich, die Polarisation der Atome sehr schnell zu wechseln. Die mittlere Zeit in einem Polarisationszustand lag im Jahre 1997 bei ca. einer Minute, und die verschiedenen Polarisationszustände wurden in zufälliger Reihenfolge nacheinander geschaltet. Die Zeit, die das Target während des Umschaltevorgangs in einem undefinierten Zustand ist, beträgt ca. eine Sekunde. Durch das häufige Umschalten der Targetpolarisation geht zwar einerseits ein kleiner Teil der Daten verloren, andererseits lassen sich jedoch mögliche systematische Fehlerquellen reduzieren. Aus diesem Grund wird auch der Polarisationszustand zufällig ausgewählt, um etwaige systematische Effekte aufgrund einer regelmäßigen Reihenfolge auszuschließen.

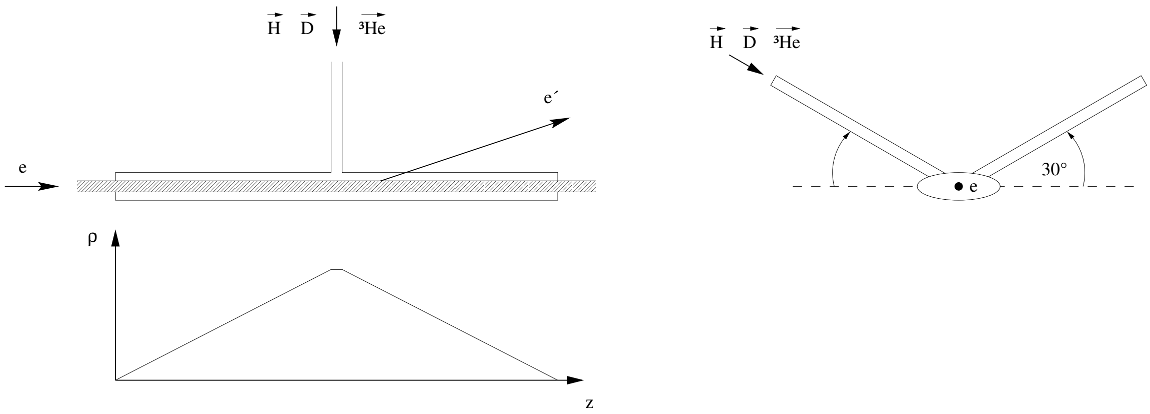


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau der HERMES–Speicherzelle. Auf der linken Seite ist die Seitenansicht zu sehen. Der Positronenstrahl durchläuft die Speicherzelle, wobei sein Wechselwirkungsbereich mit den polarisierten Atomen schraffiert angedeutet ist. Links unten ist die Dichteverteilung der polarisierten Atome in der Speicherzelle veranschaulicht. Man sieht, daß die Dichte zu den Öffnungen der Zelle kontinuierlich abfällt, da die Atome außerhalb der Speicherzelle abgepumpt werden, um das Maschinenvakuum nicht zu beeinträchtigen. Rechts ist die Ansicht in Strahlrichtung mit dem Einlaß– und Austrittsröhrchen dargestellt.

Um die Speicherzelle vor Synchrotronstrahlung zu schützen, wurden vor der Zelle Kollimatoren eingebaut. In einem Abstand von ca. 2 m sind die beweglichen horizontalen und vertikalen Kollimatoren C_{1H} und C_{1V} montiert. Diese sind bei der Injektion des Positronenstrahls geöffnet und werden erst bei stabilen Strahlbedingungen geschlossen. Die elliptische Öffnung in geschlossenem Zustand beträgt $13.0 \times 5.2\,\mathrm{mm}^2$. Direkt vor der Speicherzelle ist der feste Kollimator C_2 installiert, der eine ebenfalls elliptische Öffnung von $17.2 \times 6.0\,\mathrm{mm}^2$ aufweist. Die Kollimatoren sind so bemessen, daß nicht nur die direkte Synchrotronstrahlung abgeschirmt wird, sondern auch die an den Rändern des Kollimators C_1 gestreute Synchrotronstrahlung die Speicherzelle nicht treffen kann.

2.2.2 Die polarisierte Atomstrahlquelle

Zur Erzeugung der polarisierten Wasserstoffatome wird bei HERMES eine polarisierte Atomstrahlquelle (ASQ) für Wasserstoff und Deuterium verwendet. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Wasserstoffmoleküle werden in einem Hochfrequenzdissoziator zu Wasserstoffatomen dissoziiert. Die Wasserstoffatome durchfliegen dann eine Anordnung von Sechspolmagneten, in der die Zustände mit der magnetischen Quantenzahl des Elektronenspins $m_S = +\frac{1}{2}$ fokussiert und diejenigen mit $m_S = -\frac{1}{2}$ defokussiert werden. Die Energieeigenwerte zur Hyperfeinstrukturaufspaltung eines Wasserstoffatoms im äußeren Magnetfeld sind in dem Breit-Rabi-Diagramm in Abbildung 2.6

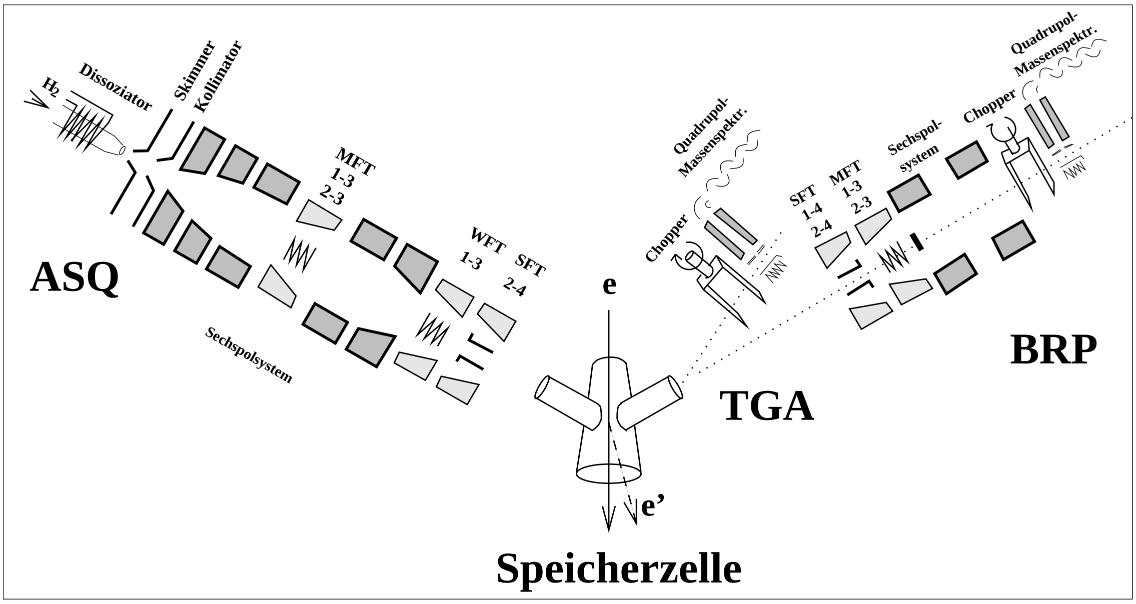


Abbildung 2.5: Auf der linken Seite ist der Aufbau der Atomstrahlquelle für Wasserstoff und Deuterium gezeigt. Die in der Quelle erzeugten polarisierten Atome werden in die Speicherzelle injiziert. Ein kleiner Teil der Atome wird über das Austrittsröhrchen aus der Speicherzelle entnommen. Die Polarisation wird mit einem Breit–Rabi–Polarimeter (BRP) gemessen, und der Anteil der Moleküle wird mit dem Targetgas–Analysator (TGA) bestimmt.

veranschaulicht. Die nach der Sechspolmagnetanordnung vorhandenen Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ werden mittels adiabatischer Hochfrequenzübergänge, mit deren Hilfe die Besetzungen zweier Zustände nahezu vollständig ausgetauscht werden können, in Zustände mit gleicher Kernspinpolarisation überführt[1]. Der so erhaltene kernspinpolarisierte Atomstrahl wird durch das Einlaßröhrchen in die Speicherzelle injiziert.

2.2.3 Das Breit–Rabi–Polarimeter

Zur Messung der Polarisation der Atome in der Speicherzelle wird ein kleiner Teil der Wasserstoffatome durch das Austrittsröhrchen extrahiert, das in einem Winkel von 60° zum Einlaßröhrchen steht (vgl. Abb. 2.4). Dieser Winkel wurde gewählt, damit die Messung durch solche Atome dominiert wird, die bereits Wandstöße durchgeführt haben. Dies ist notwendig, da durch Wandstöße die Wasserstoffatome depolarisiert werden können. Somit würde ein Stichprobenstrahl, der einen hohen Anteil von Atomen enthält, die direkt durch das Einlaßröhrchen in das Austrittsröhrchen fliegen, die Zustände in der

[1] Durch Verwendung eines $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$ Übergangs erhält man z. B. die Kernspinpolarisation $m_I = +\frac{1}{2}$.

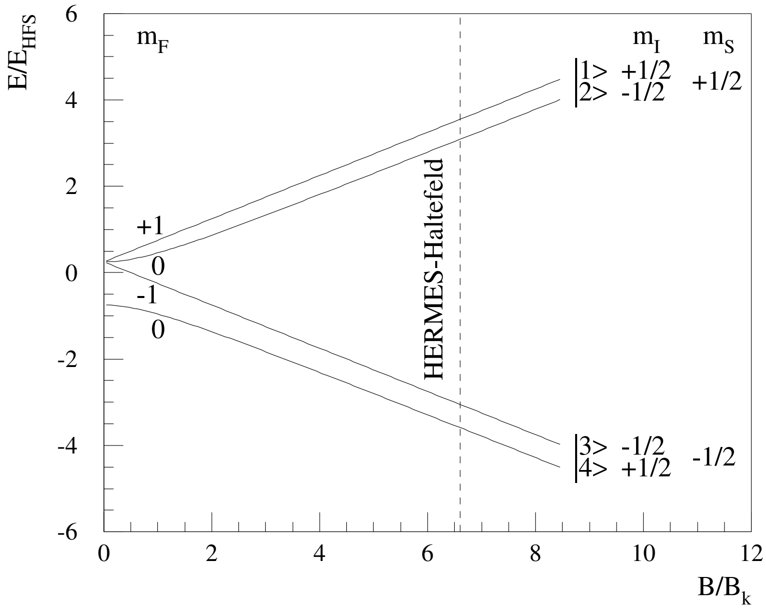


Abbildung 2.6: Energieeigenwerte zur Hyperfeinstrukturaufspaltung eines Wasserstoffatoms im äußeren Magnetfeld [Hae:67]. Dabei ist $\mathrm{E_{HFS}} = 5.8744\,\mu$eV die Hyperfeinaufspaltungsenergie ohne äußeres Feld, $\mathrm{B_k}$ ist das kritische Magnetfeld, $\mathrm{m_I}$, $\mathrm{m_S}$ sind die magnetischen Quantenzahlen des Protonen– und Elektronenspins und $\mathrm{m_F}$ ist die Quantenzahl des Gesamtspins.

Targetzelle nicht exakt genug beschreiben.

Der so extrahierte Strahl durchfliegt anschließend eine Anordnung, die in weiten Teilen einer umgekehrten ASQ entspricht. Dabei werden mit Hilfe von adiabatischen Hochfrequenzübergängen und einem Sechspolsystem die einzelnen Zustände selektiert und deren Zählraten in einem Quadrupol–Massenspektrometer gemessen. Aus den Verhältnissen der einzelnen Zustände ergibt sich die Polarisation der aus der Speicherzelle extrahierten Atome.

2.2.4 Der Targetgas–Analysator

Da mit dem BRP lediglich die relativen Besetzungen der einzelnen Atomzustände gemessen werden können, ist es natürlich nicht möglich, eine Aussage über den Anteil des molekularen Wasserstoffs in der Speicherzelle zu treffen. Dieser molekulare Anteil ist jedoch von großem Interesse, da die effektive Targetpolarisation, wie in Abschnitt 3.3 ausführlich erläutert, von diesem abhängt. Um den Anteil der Wasserstoffmoleküle zu bestimmen, wird bei HERMES ein Targetgas–Analysator eingesetzt, der den Dissoziationsgrad bestimmt. Dieser ist wie folgt definiert:

$$\alpha = \frac{N_{\mathrm{H}}}{N_{\mathrm{H}} + 2N_{\mathrm{H}_2}}. \tag{2.5}$$

Hierbei ist N_{H} die Zahl der Wasserstoffatome und N_{H_2} die der Wasserstoffmoleküle.

2.3 Das Spektrometer

Die dritte Hauptkomponente des Experiments bildet der Detektor [HERMES:98e], in dem die gestreuten Teilchen nachgewiesen werden. Bei diesem handelt es sich um ein offenes Dipolspektrometer, welches aus zwei identischen Hälften oberhalb und unterhalb der Strahlrohre besteht. Das Positronenstrahlrohr durchläuft das Spektrometer in der Mitte. Das Protonenstrahlrohr verläuft parallel dazu in einem horizontalen Abstand von 71.4 cm. Die Seitenansicht und die Draufsicht des Spektrometers sind in Abbildung 2.7 und 2.8 gezeigt.

Zur Impulsbestimmung wird ein Dipolmagnet mit einer integrierten Feldstärke von 1.3 Tm verwendet. Um den Einfluß des Magnetfelds auf die Teilchenstrahlen abzuschirmen, verlaufen die Positronen- und Protonenstrahlrohre innerhalb des Magneten durch eine Septumplatte. Diese ist der limitierende Faktor bei kleinen Streuwinkeln. Die Winkelakzeptanz des HERMES–Spektrometers beträgt vertikal 40-140 mrad und horizontal $\pm$170 mrad vor bzw. $\pm$278 mrad hinter dem Magneten.

Die Streuwinkel der wechselwirkenden Teilchen und deren Ablenkwinkel im Magnetfeld werden mittels Spurkammern vor und hinter dem Magneten bestimmt. Die Teilchenidentifikation erfolgt hinter dem Magneten mit einem Čerenkov–Zähler, einem Übergangsstrahlungsdetektor, einem Preshower–Zähler und einem Kalorimeter. Das Kalorimeter wird weiterhin zur Energiebestimmung der Teilchen verwendet. Bei der Datennahme wird anhand der Kalorimeterinformation, in Verbindung mit Hodoskopinformationen, entschieden, ob ein Ereignis von physikalischem Interesse ist oder verworfen wird. Ereignisse, die aufgezeichnet werden, müssen mindestens eine Energie von 1.4 GeV im Kalorimeter deponieren. Da das gesamte Spektrometer symmetrisch zur Strahlebene aufgebaut ist, werden im folgenden die einzelnen Komponenten nur für eine Hälfte des Detektors beschrieben.

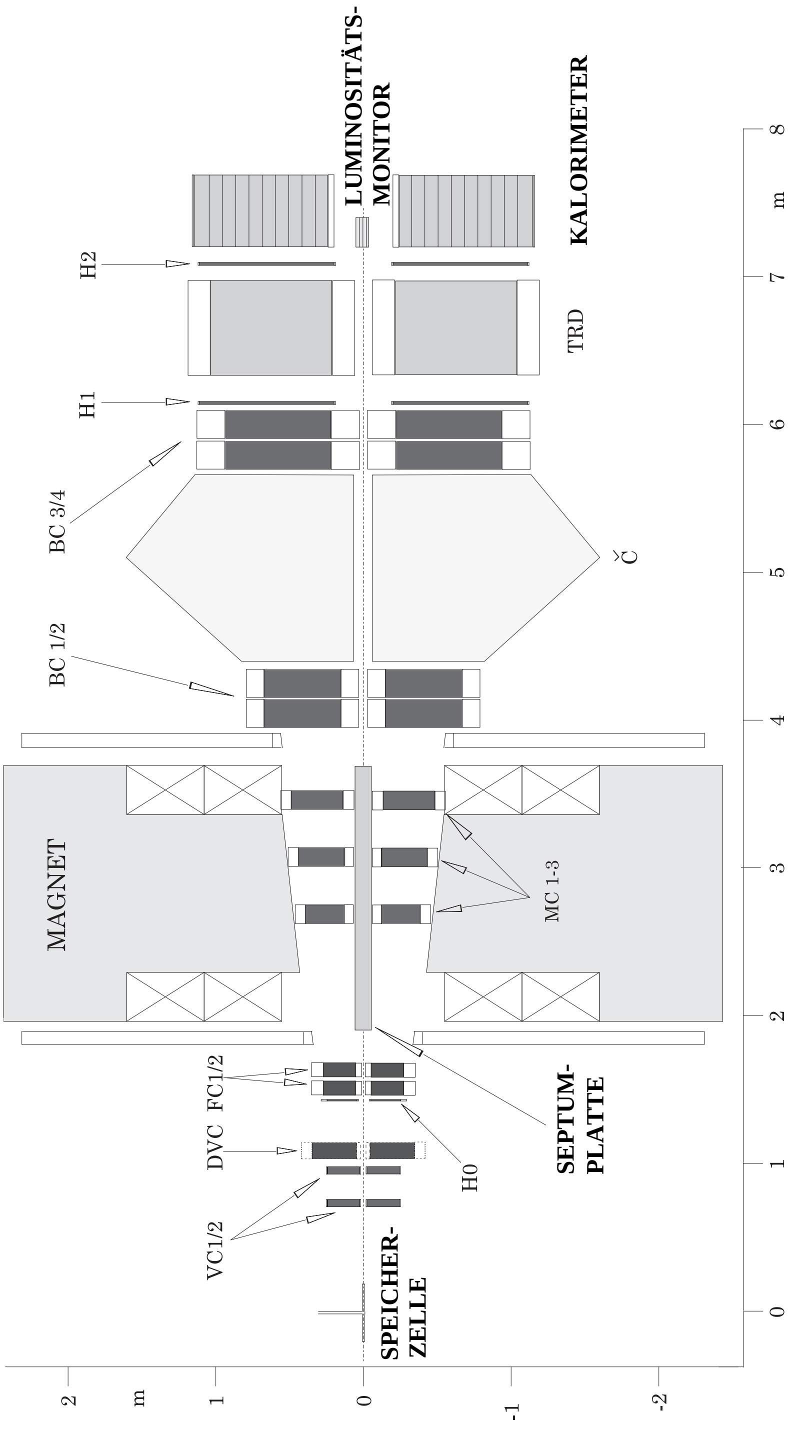


Abbildung 2.7: Seitenansicht des HERMES–Spektrometers.

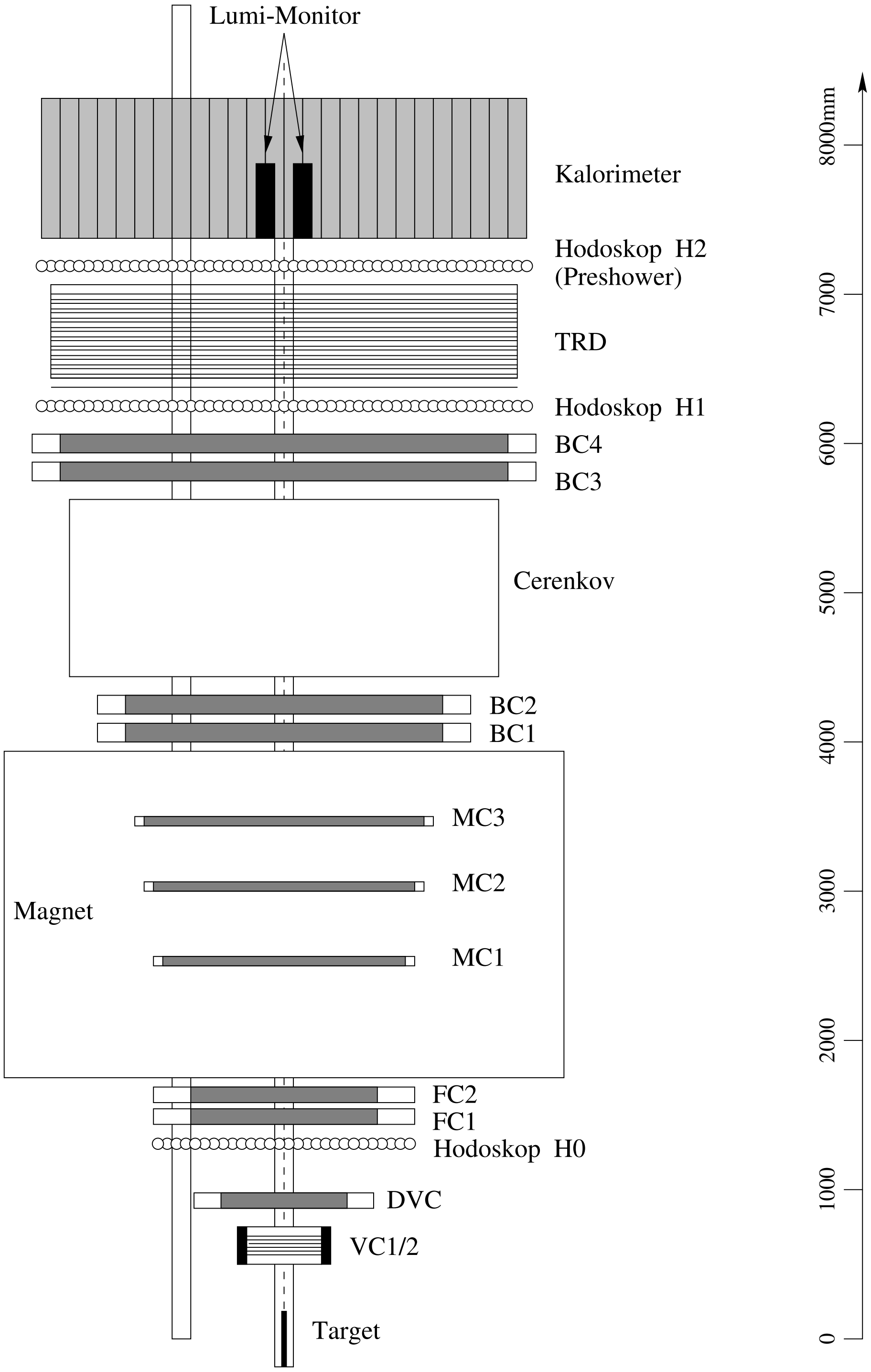


Abbildung 2.8: Draufsicht des HERMES–Spektrometers.

2.3.1 Das Spurkammersystem

Die Auswahl der Spurkammern und deren Position im Detektor muß einer Reihe von Anforderungen genügen, damit eine effiziente und exakte Datenanalyse möglich ist. Die Hauptaufgabe des Spurkammersystems ist es, mit hoher Sicherheit die Spuren der gestreuten Teilchen vor und hinter dem Magneten zu bestimmen. Aus dem Spurwinkel vor dem Magneten berechnet man die Kinematik des Ereignisses. Zur sicheren Selektion derjenigen Spuren, deren Entstehungsort im Wechselwirkungsbereich von Positronenstrahl und Gastarget lag, soll der Vertex[2] des Ereignisses mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Der Impuls der geladenen Teilchen wird aus der Winkelablenkung im Magnetfeld berechnet. Die Spuren hinter dem Magneten werden darüber hinaus für die Zuordnung der Signale in den einzelnen Teilchenidentifikationsdetektoren benötigt. Um die oben genannten Anforderungen zu erfüllen, wurden vor dem Magneten Spurdetektoren mit einer sehr guten Ortsauflösung eingebaut und sowohl vor als auch hinter dem Magneten darauf geachtet, daß der 'Hebelarm' der gemessenen Spuren möglichst groß ist, so daß bei einer gegebenen Ortsauflösung ein möglichst kleiner Winkelfehler resultiert.

Bevor auf die einzelnen Spurdetektoren näher eingegangen wird, soll zunächst das HERMES–Koordinatensystem definiert werden, da die Kenntnis der verwendeten Koordinatenachsen bei der Bezeichnung der einzelnen Detektorebenen notwendig ist. Dem HERMES–Experiment liegt ein rechtshändiges Koordinatensystem zugrunde. Die z-Achse zeigt in Strahlrichtung der Positronen, die y–Achse senkrecht nach oben und die x–Achse dementsprechend in Strahlrichtung nach links. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Mittelpunkt der Speicherzelle, also im Zentrum des Wechselwirkungsbereichs von Positronenstrahl und Target. Des weiteren werden noch die Koordinatenrichtungen u und v verwendet, die um $+60°$ bzw. $-60°$ relativ zur x-Achse geneigt sind. Die X–Drähte sind vertikal angeordnet und die U– bzw. V–Drähte sind jeweils um $+30°$ bzw. $-30°$ dagegen geneigt (vgl. Abb. 2.9).

Direkt hinter dem Austrittsfenster des Targets befinden sich die hochauflösenden Mikrostreifen–Gaszähler (VC1-2) [HERMES:97b]. Jedes der Module besteht aus drei Ebenen, die in UVX–Richtung angeordnet sind. Die gemessene Ortsauflösung dieser Detektoren beträgt 65 μm.

Im Anschluß an die VCs ist ein Modul der Drift–Vertex–Kammern (DVC) eingebaut. Dieses besteht aus sechs in XX′UU′VV′–Richtung angeordneten Ebenen. Die jeweils gestrichene Ebene gibt an, daß diese um eine halbe Zellbreite relativ zur davorliegenden verschoben ist, um Mehrdeutigkeiten bei der Spurfindung zu vermeiden. Bei den DVCs handelt es sich um Driftkammern, die erst in der Winterpause 1996/1997 installiert wurden, um im vorderen Detektorbereich eine genauere Spurrekonstruktion zu ermöglichen. Außerdem haben sie eine größere Winkelakzeptanz, um zusätzlich Informationen über

[2]Der Vertex wird als Punkt definiert, an dem zwei oder mehr Spuren den geringsten Abstand haben. Wenn in einem Ereignis lediglich ein gestreutes Teilchen auftritt, so wird als zweite Gerade die Strahlachse verwendet.

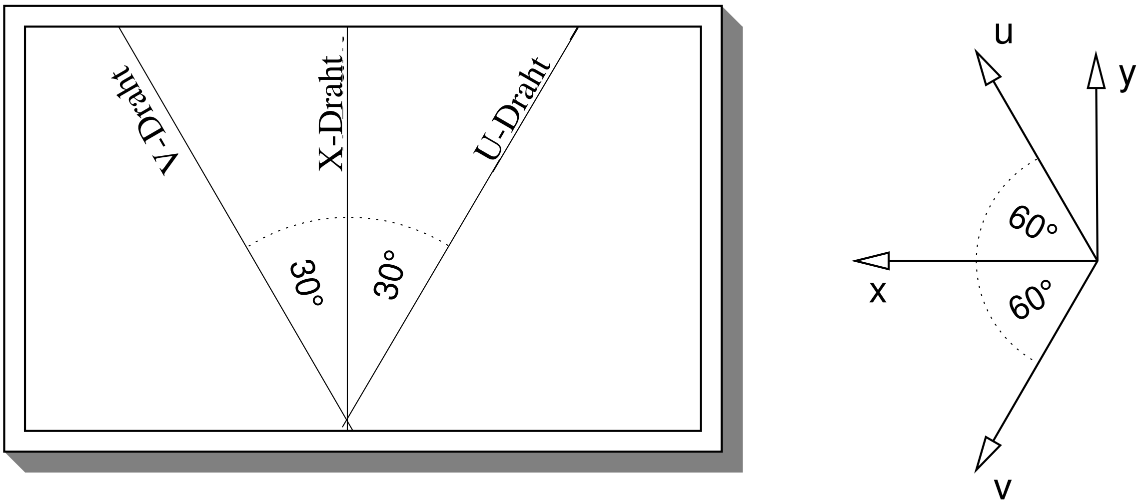


Abbildung 2.9: Auf der rechten Seite ist das HERMES–Koordinatensystem dargestellt. Dabei zeigt die z–Achse in die Zeichenebene hinein. Die drei Koordinaten x, u und v bezeichnen die Projektionsrichtungen für die Spurrekonstruktion. Die X–Drähte sind vertikal angeordnet und die U– bzw. V–Drähte sind jeweils um $+30°$ bzw. $-30°$ dagegen geneigt (linke Darstellung).

Zerfälle mit großem Öffnungswinkel zu sammeln. Die durchschnittliche Ortsauflösung dieser Kammern betrug 220 μm im Jahr 1997.

Direkt vor dem Magneten sind zwei Module der vorderen Driftkammern (FC1-2) eingebaut. Diese bestehen aus sechs Drahtebenen, die in UU′XX′VV′ Richtung angeordnet sind. Die Ortsauflösung der FCs betrug 1997 225 μm.

Im Inneren des Spektrometermagneten sind drei Proportionalkammern (MC1-3), mit je drei Drahtebenen (UXV) installiert. Ursprünglich waren die MCs dazu gedacht, mit Hilfe ihrer Information die Spuranpassung vor und hinter dem Magneten zu verbessern. Da jedoch die Untergrundrate sehr gering ist, gibt es keine Probleme die Teilspuren vor und hinter dem Magneten zuzuordnen und deshalb werden die MCs aktuell hauptsächlich dazu verwendet, den Impuls von niederenergetischen Teilchen zu bestimmen, die im Magnetfeld aus der Detektorakzeptanz herausgelenkt werden.

Um die Teilchenspuren hinter dem Magneten zu messen, sind jeweils zwei Module der hinteren Driftkammern (BC1-4) [B+:95b, B+:98] direkt vor und nach dem Čerenkov–-Zähler eingebaut. Bei den BCs handelt es sich wie bei DVCs und FCs ebenfalls um Driftkammern. Jedes einzelne Modul besteht aus sechs Drahtebenen (UU′XX′VV′) und die gemessene Ortsauflösung lag 1997 bei 275 μm für die Module BC1-2 und bei 300 μm für BC3-4.

2.3.2 Teilchenidentifikation

Auf eine exakte Teilchenidentifikation (PID = Particle Identification) wurde bei der Planung des HERMES–Experiments besonders geachtet. Insgesamt sind vier PID–Detektoren eingebaut, mit deren Hilfe eine sehr gute Unterscheidung von Positronen und Hadronen möglich ist. Zwischen den beiden hinteren Driftkammern BC1-2 und BC3-4 ist ein Schwellen–Čerenkov–Zähler eingebaut. Als Radiator wurde im Datennahmejahr 1997 ein Gasgemisch aus Stickstoff und Perfluorobutan (C_4F_{10}) in einem Mischungsverhältnis von 70:30 verwendet. Bei diesem Mischungsverhältnis liegen die Pion–, Kaon– und Proton–Schwellen bei jeweils 3.8, 13.6 und 25.8 GeV/c. Mit Hilfe dieses Schwellen–Čerenkov–-Zählers ist es möglich, in dem Impulsbereich zwischen 3.8 und 13.6 GeV/c eine Separation von Pionen und anderen Hadronen durchzuführen, was für semi–inklusive Untersuchungen sehr wichtig ist. In der Winterpause 1997/98 wurde anstelle des Schwellen–Čerenkov–Zählers ein ringabbildender Čerenkov–Detektor installiert. Zwei aufeinanderfolgende Radiatoren (Aerogel und Gas) produzieren Čerenkov-Ringe für hochrelativistische Teilchen, welche über eine Matrix von 1934 Photomultipliern abgebildet werden. Mit Hilfe dieses RICH–Detektors (engl.: Ring Image Cherenkov) wird es für den gesamten kinematischen Bereich möglich sein, Pionen, Kaonen und Protonen zu separieren.

Als nächster PID–Detektor folgt in Strahlrichtung ein Übergangsstrahlungsdetektor (TRD = Transition Radiation Detector). Dieser besteht aus sechs Modulen, die jeweils aus einem Radiator und einer Proportionalkammer, die mit einem Xe/CF_4 Gasgemisch gefüllt ist, aufgebaut sind. Allein mit diesem TRD erzielt man einen Pion–Unterdrückungsfaktor von mehr als 100 bei einer Positroneffizienz von 90 % für Energien größer als 5 GeV.

Direkt hinter dem TRD folgt ein Preshower–Hodoskop (PRE). Dieses ist aus 42 vertikal angeordneten Szintillatormodulen aufgebaut, die eine Größe von $9.3 \times 91 \times 1\,\mathrm{cm}^3$ haben. Direkt vor dem Hodoskop ist ein Radiator von zwei Strahlungslängen (11 mm) Blei angebracht. Dadurch ist ebenfalls eine Positron–Hadron–Unterscheidung möglich, da Positronen einen elektromagnetischen Schauer erzeugen, wodurch typischerweise viel mehr Energie im Szintillator deponiert wird als von einem hadronischen Schauer.

Am Ende des Spektrometers ist ein Kalorimeter aufgebaut, das aus 420 strahlungsresistenten Bleiglasblöcken mit den Maßen $9 \times 9 \times 50\,\mathrm{cm}^3$ besteht. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt $\sigma(E)/E\,[\%] = (5.1 \pm 1.1)/\sqrt{E\,[GeV]} + (1.5 \pm 0.5)$. Eine Positron–Hadron Separation ist durch die unterschiedliche Schauerentwicklung von Leptonen und Hadronen möglich, da das Verhältnis von deponierter Energie und Teilchenimpuls für Hadronen niedriger ausfällt.

Mit dem gesamten Teilchenidentifikationssystem erzielt man einen Hadron–Unterdrückungsfaktor (HUF) von 10^4:1. Dieser HUF ist definiert als die totale Anzahl von Hadronen, dividiert durch die Anzahl der als Positronen identifizierten Hadronen. Obwohl die Zählrate der tiefinelastisch gestreuten (DIS = Deep Inelastic Scattering) Positronen im Experiment deutlich niedriger ist als die Photoproduktionsrate von Hadronen, erzielt man mit diesem HUF eine Hadronkontamination, die im gesamten kinematischen Bereich unter 1 % liegt (vgl. Abschnitt 4.5.1). Die Hadronkontamination ist das Verhältnis der Anzahl der als Positronen identifizierten Hadronen zu der totalen Anzahl von Positronen.

2.3.3 Triggerdetektoren

Der Trigger dient zur Unterscheidung von physikalisch relevanten Ereignissen und Untergrundsignalen. Damit ein Ereignis als relevant erkannt und abgespeichert wird, müssen folgende Voraussetzungen erfüllt sein: In jedem der drei Hodoskope (H0, H1 und H2) muß mindestens ein Treffer registriert werden. Das Hodoskop H2 ist dasjenige, welches als Preshower–Detektor ebenfalls zur PID dient. Das Hodoskop H1 ist baugleich[3] mit H2 und zwischen BC3-4 und TRD eingebaut. Das Hodoskop H0 ist vor dem Magneten installiert. Es wurde erst 1996 eingebaut, um Untergrundereignisse, die vom Protonenstrahl erzeugt werden und von hinten durch das Experiment laufen, zu unterdrücken. Alleine mit den nahe zusammenstehenden Hodoskopen H1 und H2 war dies nicht ausreichend möglich. Zusätzlich zu den Hodoskopen wird die Kalorimeterinformation im Trigger berücksichtigt. Die deponierte Energie im Kalorimeter muß mindestens 1.4 GeV betragen.

2.3.4 Luminositätsmonitor

Der HERMES–Luminositätsmonitor [Ben:98, Ben:94, Wei:98] besteht aus zwei Kalorimetern, die symmetrisch zur Positronstrahlachse in einem Abstand von 7.2 m hinter dem Wechselwirkungspunkt eingebaut sind. Jedes dieser Kalorimeter besteht aus zwölf $NaBi(WO_4)_2$–Kristallen, die in einer 3×4–Matrix angeordnet sind. Diese Čerenkov–Kristalle zeichnen sich besonders durch ihre hohe Strahlungshärte aus. Die beiden Kalorimeter weisen e^+e^-– bzw. $\gamma\gamma$–Paare in Koinzidenz nach, die durch Bhabha–Streuung der Strahlpositronen an den Hüllenelektronen des Gastargets bzw. durch Paarvernichtung in Photonen entstanden sind.

2.3.5 Datennahmesystem

Das HERMES–Datennahmesystem (DAQ = Data Acquisition) basiert im wesentlichen auf Fastbus–Technologie. Als Fastbus–Master dienen CERN Host Interfaces (CHI), welche aus Gründen der Auslesegeschwindigkeit mit Fastbus–Readout–Engines (FRE) bestückt sind. Diese sind jeweils mit ein oder zwei Motorola 96002 DSPs ausgestattet.

Die Driftkammern werden mit Fastbus TDCs (Time to Digital Converters) ausgelesen, während bei den Vertex– und Magnetkammern ein PCOS4 System verwendet wird. Alle Photomultipliersignale und die TRD–Signale werden mit ADCs (Analog to Digital Converters ausgelesen.

[3] Vor dem Hodoskop H1 sind lediglich die 11 mm Blei nicht montiert.

Die Ausleseelektronik, welche im Elektronikhaus neben dem Experiment steht, ist mit dem Online–Rechner, der im HERMES–Kontrollraum aufgebaut ist, durch eine Glasfaserverbindung verknüpft. Während einer HERA–Füllung, welche typischerweise 8 bis 12 Stunden dauert, werden die Rohdaten auf die Festplatten des Online–Rechners geschrieben. Zu den Zeiten, zu denen gerade ein neuer Leptonenstrahl injiziert wird[4], werden die Rohdaten über eine FDDI Verbindung auf ein Tape–Robot–System im DESY–Rechenzentrum kopiert. Zusätzlich werden vor Ort Sicherheitskopien auf DLT–Bänder geschrieben.

Die Transferrate zwischen Elektronikhaus und Online–Rechner beträgt 3 MB/s, was mit einer durchschnittlichen Ereignisgröße von 10 kB/s eine maximale Datennahmerate von ca. 300 Hz ergibt. Im Jahr 1997 wurden insgesamt 7.5 TB Daten genommen. Diese riesige Datenmenge muß mit einer Kette von Analyseprogrammen bearbeitet werden, um aus den Rohdaten die physikalischen Informationen zu extrahieren und die für die jeweilige Analyse interessanten Ereignisse zu selektieren. Die dazu entwickelte Software wird im folgenden erläutert.

2.4 Die HERMES–Software

Nachdem im folgenden sehr viele Kurzbezeichnungen für die speziellen Programmpakete der HERMES–Software verwendet werden, sollen diese in einem Überblick zunächst kurz eingeführt werden. Des weiteren werden später auftretende Kurzbezeichnungen der Datenanalyse definiert.

2.4.1 Verwendete Programmpakete und Kurzbezeichnungen bei HERMES

- ACE (Alignment, Calibration and Efficiency): In diesem Programmpaket werden die Effizienzen für verschiedene Detektoren bestimmt.

- ADAMO (ALEPH Data Modell): ADAMO [PTG:94] ist eine relationale Datenbank, welche auf einem Entitity–Relationship Modell basiert, d. h. sie verwaltet Datensätze und Beziehungen zwischen diesen. Mit ADAMO ist es möglich, auf Daten in den bei HERMES verwendeten Programmiersprachen C und Fortran zuzugreifen. Jedoch hat ADAMO den Nachteil, daß auf diese Datenbank nur immer von einem Prozeß und von einem Rechner aus zugegriffen werden kann. Aus diesem Grund wurde das Client–Server–Konzept DAD entwickelt.

- DAD (Distributed ADAMO Database): Um eine zentrale Verwaltung und Verteilung aller relevanter Daten zu ermöglichen, wurde das auf einem Client–Server–Konzept basierende Programmpaket DAD entwickelt [Wan:96, W^+:95]. Die Organisation der

[4] Während der Injektion der Teilchenstrahlen in den HERA–Speicherring ist keine Datennahme möglich.

Daten wird von einem oder mehreren zentralen Prozessen, welche als Server bezeichnet werden, übernommen, die auch die Verteilung an die datenverarbeitenden Prozesse (Clients), realisieren.

- HDC (HERMES Decoder): Das Programm HDC übersetzt die Rohdaten in ein ADAMO Format, welches dann von den weiteren Programmen eingelesen werden kann. Dabei wird mit Hilfe verschiedener Datenbanken den jeweiligen elektronischen Kanälen der entsprechende Detektor und die Position innerhalb dessen zugeordnet. Weiterhin werden auch Kalibrationsdaten für die Detektoren berücksichtigt.

- HMC (HERMES Monte–Carlo): Das HMC–Programmpaket basiert auf GEANT [B$^+$:94b] und simuliert sehr genau den gesamten HERMES–Detektor. Es stehen unterschiedliche Generatoren zur Verfügung, um verschiedene physikalische Prozesse separat zu untersuchen. Da im Rahmen dieser Arbeit verschiedene MC–Untersuchungen durchgeführt wurden, wird der prinzipielle Ablauf der Generation von MC–Daten in Abschnitt 2.4.3 erläutert.

- HRC (HERMES Reconstruction): Das HERMES–Rekonstruktionsprogramm [Wan:96], welches auf einem Treesearch–Algorithmus basiert, bestimmt aus den einzelnen Treffern in den Spurkammern die Spuren im Raum. Da dieses Rekonstruktionsprogramm eine zentrale Rolle in der HERMES–Analyse spielt, wird es in Abschnitt 2.4.4 ausführlich beschrieben.

- HANNA: Bei HANNA [Fun:98] handelt es sich um ein Programmpaket, welches die Analyse von HERMES–Daten unterstützt. Während Ereignisdaten eingelesen werden übernimmt HANNA die Synchronisation der Slowcontrol–Informationen.

- Slowcontrol: Unter dem Begriff Slowcontrol werden alle Daten zusammengefaßt, die den Status des Experiments beschreiben und sich relativ langsam mit der Zeit ändern, wie z. B. die Strahlpolarisation und der Strahlstrom.

- DST (Data Summary Tape): Die dekodierten und rekonstruierten Rohdaten werden in Ereignisfiles geschrieben, welche als DSTs bezeichnet werden. Um nicht bei jeder Analyse diese DSTs der Rekonstruktion mit den Slowcontrol–Informationen synchronisieren zu müssen, werden sogenannte μDSTs produziert, in welchen beide Informationen enthalten sind. Da jedoch sowohl in der Slowcontrol als auch in den DSTs Informationen enthalten sind, die zwar für spezielle Studien der einzelnen Detektoren wichtig, aber für eine allgemeine Analyse nicht notwendig sind, wird gleichzeitig eine Reduktion durchgeführt. Da weiterhin für eine inklusive Analyse lediglich Ereignisse von Interesse sind, welche mindestens ein Positron enthalten, können diese μDSTs weiter reduziert werden[5]. Die reduzierten μDSTs werden als nano-DSTs (nDSTs) bezeichnet.

2.4.2 Die Datenproduktion

Im nun folgenden Abschnitt wird der Ablauf der Datenproduktion beschrieben, der in Abbildung 2.10 schematisch dargestellt ist. Die Rohdaten, welche von der DAQ in einem EPIO (Experimental Physics Input Output package) Format abgespeichert werden, liegen zunächst nur als Kanalnummern und als digitale Signale vor. Mit dem Decoder HDC werden diese Signale in physikalische Informationen, wie z. B. Drahtnummer, Szintillatornummer oder Driftzeit, umgewandelt. Diese Informationen werden über eine DAD–Pipe an das Rekonstruktionsprogramm weitergegeben. Der Vorteil dieser DAD–Pipe, im Gegensatz zu einem geschriebenen File, besteht darin, daß die Daten nur im Speicher übergeben werden und somit langsame Plattenzugriffe entfallen. Des weiteren gibt HDC noch zusätzliche Daten aus, welche für detaillierte Untersuchungen von verschiedenen Komponenten benötigt werden. Hier sind zum Beispiel das transversale Polarimeter oder Informationen über die gesetzte Hochspannung an den einzelnen Detektoren zu nennen. Die aus diesen Daten gewonnene Information wird im weiteren für die Slowcontrol–Produktion verwendet, auf die später eingegangen wird. Das Rekonstruktionsprogramm HRC berechnet nun aus den vom Decoder gelieferten Daten die Teilchenspuren der Ereignisse. Die für die Analyse entscheidenden Informationen, wie z. B. Streuwinkel, Impuls und Teilchenart werden bestimmt und alle Informationen werden erneut über eine DAD–Pipe an das Programm ACE übergeben. In diesem Programm werden die Effizienzen der einzelnen Detektoren berechnet und sämtliche Daten in DSTs pro Run auf Festplatte geschrieben. Die berechneten Effizienzen werden im weiteren in der Slowcontrol–Produktion verwendet.

Die Slowcontrol–Daten, welche während der Datennahme von einer Reihe zentraler DAD–Server aufgezeichnet werden, enthalten den Zustand der einzelnen Detektorkomponenten. Um diese Slowcontrol–Daten zeitlich zu ordnen und mit den Informationen aus HDC, ACE und Kalibrationsdaten der Detektorgruppen zu synchronisieren, ist es notwendig, sämtliche Daten in einer separaten Produktion zu sortieren. Dies wird in der sogenannten Slowcontrol–Produktion durchgeführt, die für jede HERA–Füllung ein eigenes File generiert. Mit diesen geordneten Files ist es nun möglich, die DSTs synchron mit den Slowcontrol–Daten einzulesen. Jedoch wäre eine Analyse auf dieser Basis noch ineffizient, da ein großer Teil der enthaltenen Informationen (z. B. zur Detektorkalibration notwendige Daten) für die Extraktion physikalischer Ergebnisse ohne Bedeutung ist. Deshalb wird noch ein weiterer Schritt durchgeführt, in dem für eine Analyse notwendige Ereignisdaten mit den essentiellen Slowcontrol–Daten in sogenannten μDSTs zusammengefaßt

[5] Aufgrund der niedrigen Triggerschwelle von 1.4 GeV für das Jahr 1997, ist der Anteil von Ereignissen, die ausschließlich Hadronenspuren enthalten, relativ groß. Die Forderung nach mindestens einer Leptonspur reduziert die μDSTs um nahezu den Faktor 10.

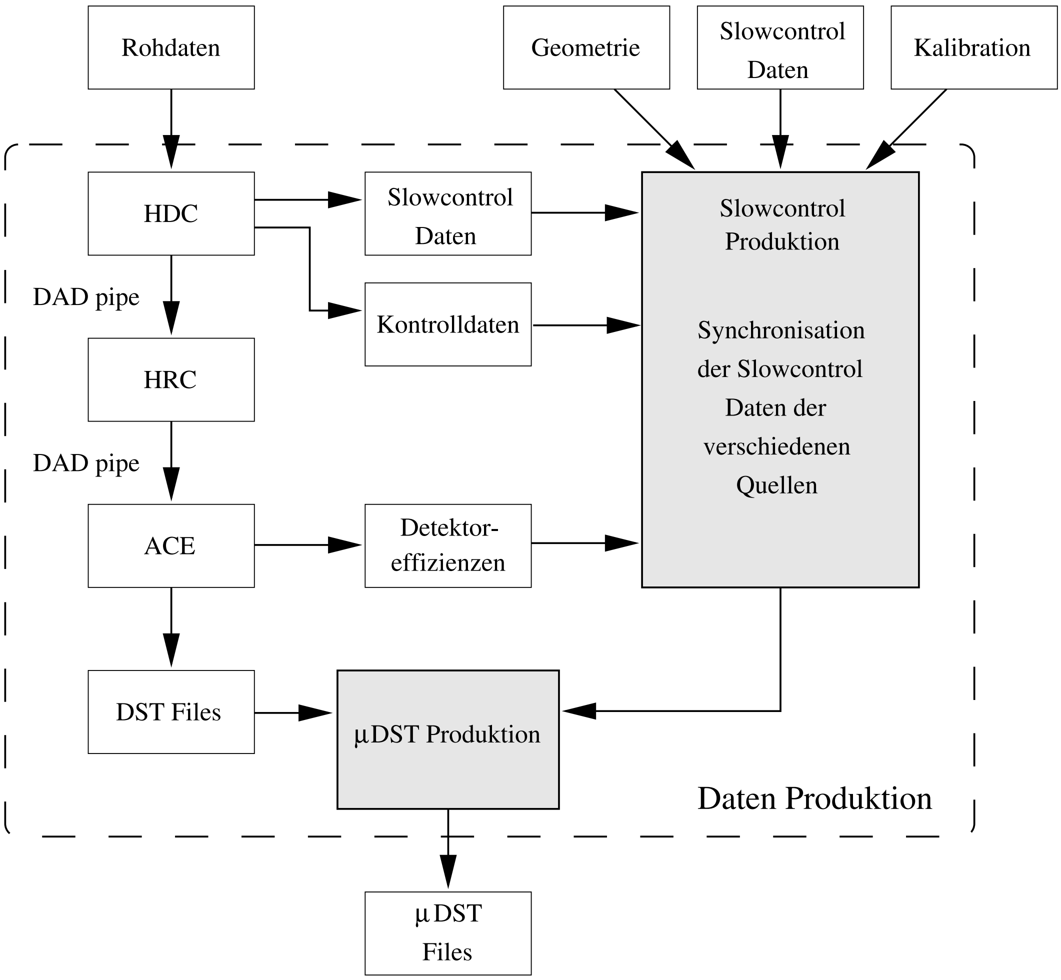


Abbildung 2.10: Schematische Übersicht des Datenflusses bei der HERMES–Datenproduktion.

und für jeden Run einzeln auf Festplatte geschrieben werden. Mit diesen μDSTs ist nun eine zeitsparende Analyse möglich, da einerseits nur die für die Analyse notwendigen Informationen enthalten sind und andererseits keine Synchronisation mehr durchgeführt werden muß.

2.4.3 Die Generation von MC–Daten

Da im Rahmen dieser Arbeit ausführliche MC–Untersuchungen durchgeführt wurden (vgl. Abschnitt 4.5.2), soll an dieser Stelle die Generation von MC–Daten erläutert werden:

Bei der Produktion von MC–Daten wird in einem ersten Schritt ein Generator[6] ausgewählt. Im Falle eines tiefinelastischen Ereignisses wird zunächst der Wirkungsquerschnitt berechnet. Bei der Betrachtung der polarisierten Streuung wird dieser Wirkungsquerschnitt entsprechend einer Annahme über die Spinstrukturfunktion umgewichtet. Danach werden die kinematischen Größen entsprechend dem Wirkungsquerschnitt berechnet und anschließend die Strahlungskorrekturen und der hadronische Endzustand bestimmt. Die Berechnung der Teilchenspuren durch den Detektor erfolgt durch das Programm GEANT. Aus den Treffern in den einzelnen Detektorebenen wird unter Berücksichtigung von Kalibrationsmessungen die realistische Antwort der Detektoren berechnet. Auf diese Weise erhält man vollständig simulierte Ereignisse, die im weiteren wie echte Daten mit HRC analysiert werden können.

2.4.4 Das HERMES–Rekonstruktionsprogramm

Das HERMES–Rekonstruktionsprogramm bestimmt aus den Treffern in den Spurkammern zunächst Teilspuren für die vordere und hintere Detektorhälfte, welche anschließend im sogenannten 'Bridging' zu Trajektorien im Raum zusammengefügt werden. Aus der Winkelablenkung im Magneten wird der Impuls und die Ladung des Teilchens bestimmt. Die Art der Teilchen ergibt sich im Anschluß daran aus der Information der Teilchenidentifikationsdetektoren.

Die Spurrekonstruktion

Aus den Treffern in den einzelnen Detektorebenen wird zunächst separat für die jeweiligen Drahtrichtungen U, V und X (vgl. Abb. 2.9) eine Projektion der Teilchenspur bestimmt. Dazu wird der Rekonstruktionsalgorithmus Treesearch verwendet.

Dieser rekursive Algorithmus basiert auf einem Mustervergleich der vorhandenen Treffer mit einer Musterdatenbank, die alle erlaubten Spuren enthält. Dabei wird in jedem Schritt die Auflösung des Mustervergleichs verdoppelt, wobei nur diejenigen Untermuster weiter untersucht werden, welche einer möglichen Teilchenspur entsprechen (vgl. Abb. 2.11). Dabei ist zu berücksichtigen, daß die einzelnen Detektoren lediglich eine endliche Effizienz aufweisen. Um auch Spuren zu identifizieren, bei denen einzelne Detektorebenen kein Signal generiert haben, werden bei dem Mustervergleich auch Fehlstellen zugelassen.

Die Anwendung dieses Algorithmus ist nur möglich, da aufgrund von Symmetrieüberlegungen ein Großteil der Muster in der Datenbank eingespart werden kann[7]. Die-

[6]Neben dem Prozeß der tiefinelastischen Streuung stehen z. B. Bhabha–Streuung, elastische Streuung oder zufälliger Untergrund zur Verfügung, um die Bedingungen im Experiment möglichst realistisch zu beschreiben.

[7]Auf diese Weise kann die Größe der Datenbank von über 100 Millionen Einträgen auf ca. 30000 Einträge reduziert werden.

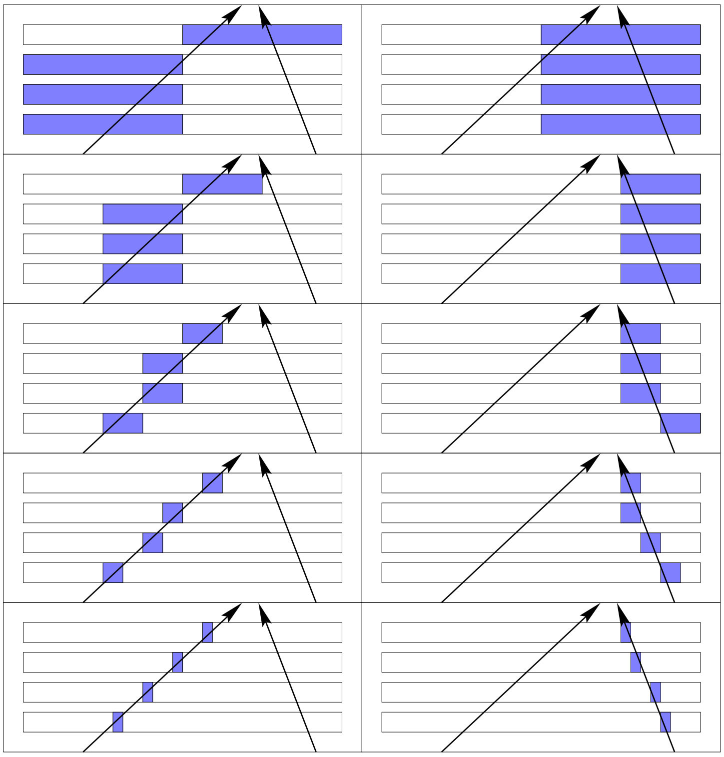


Abbildung 2.11: Der Treesearch–Algorithmus wird hier für zwei Spuren erläutert. Zunächst wird ein Muster mit sehr grober Auflösung gewählt, welches dem Muster der Detektortreffer entspricht. Anschließend wird von oben nach unten jeweils die Auflösung verdoppelt und mit den Einträgen der Musterdatenbank verglichen.

se Symmetrieüberlegungen können nur dann angestellt werden, wenn die Datenbank ausschließlich gerade Spuren enthält, was für einen feldfreien Raum gilt. Im HERMES–Experiment ist dies vor und hinter dem Magneten in guter Näherung gegeben.

Aus den so gefundenen Treffern, die zu einer Teilspur gehören, wird dann mittels eines χ^2–Fits die wahrscheinlichste Spur bestimmt. Dabei geht die Auflösung einer jeden Detektorebene als Gewicht in den Fit ein, um z. B. im vorderen Bereich der besseren Auflösung der VCs Rechnung zu tragen.

Die bis jetzt gefundenen Projektionen müssen nun zu Teilspuren vor und hinter dem Magneten kombiniert werden. Dazu werden für alle Kombinationen der Spuren in u und v die Geradenparameter in x berechnet, welche dann mit den gemessenen x–Projektionen verglichen werden. Stimmen diese im Rahmen der Fehler überein, so wird aus den drei

Projektionen eine Spurgerade im Raum berechnet, die durch die Geradengleichung

$$\vec{\mathrm{x}}(z) = \begin{pmatrix} \mathrm{x} \\ \mathrm{y} \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathrm{x}' \\ \mathrm{y}' \\ 1 \end{pmatrix} \cdot z \tag{2.6}$$

beschrieben wird. Die Koordinaten x und y sowie die Steigungen x′ und y′ werden aus den Projektionen nach

$$\begin{pmatrix} \mathrm{x} \\ \mathrm{y} \\ \mathrm{x}' \\ \mathrm{y}' \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} \mathrm{x}_p \\ \mathrm{u}_p \\ \mathrm{v}_p \\ \mathrm{x}'_p \\ \mathrm{u}'_p \\ \mathrm{v}'_p \end{pmatrix} \qquad , \mathrm{mit}\ T = \begin{pmatrix} T_1 & 0 \\ 0 & T_1 \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

bestimmt. Hierbei sind die jeweiligen Projektionen mit dem Index p bezeichnet. Die Transformationsmatrix T_1 enthält dabei die Fehlerquadrate der Projektionsspuren und Koeffizienten der Transformationsmatrix von dem Koordinatensystem (u, v) in das Koordinatensystem (x, y).

Verknüpfung der Teilspuren

Die im vorderen und hinteren Bereich des Detektors gefundenen Teilspuren müssen nun durch den Bereich des Magneten zu vollen Spuren verbunden werden. Dazu werden die Durchstoßpunkte der vorderen und hinteren Teilspur in einer x–y–Ebene im Mittelpunkt des Magneten (z = 275 cm) verglichen. Da die Abweichungen dieser beiden Durchstoßpunkte maximal 1.0 cm beträgt, ist somit eine Zuordnung der beiden Teilspuren möglich. Durch eine interne Tabelle, in welcher der Abstand der Teilspuren in Abhängigkeit von der Energie und des Streuwinkels eingetragen ist, wird die Genauigkeit der Zuordnung sogar noch deutlich verbessert.

Impulsbestimmung

Aus der Winkelablenkung der geladenen Teilchen im Magnetfeld kann man den Impuls der Teilchen bestimmen. Im Rekonstruktionsprogramm HRC wird dazu, wie auch schon zur Spurfindung, eine ausgefeilte Tabellentechnik verwendet, da eine explizite Berechnung für jedes einzelne Teilchen zu zeitaufwendig wäre. Dazu wird vor Beginn der Analyse die Spur von ca. 500 000 Positronen und Elektronen mit einer festgelegten Kinematik durch den gesamten Detektor berechnet. Aus diesen Spuren wird die Winkeländerung $\Delta x(z_v, \mathrm{x}', \mathrm{y}', P)$ auf einem Gitter innerhalb der Detektorakzeptanz berechnet. Dabei ist z_v die z-Position des Vertex. Der Impuls P einer im Experiment rekonstruierten Spur wird dann aus der gemessenen Winkeländerung durch Interpolation der nächstgelegenen Punkte auf dem Gitter bestimmt.

Effizienz der Spurrekonstruktion

Die Effizienz der Spurrekonstruktion setzt sich aus drei unabhängigen Anteilen zusammen:

$$\mathcal{E}_{\mathrm{tot}} = \mathcal{E}_{\mathrm{v}} \cdot \mathcal{E}_{\mathrm{h}} \cdot \mathcal{E}_{\mathrm{T}}. \tag{2.8}$$

Dabei ist $\mathcal{E}_{\mathrm{v}}$ die Effizienz der Rekonstruktion vorderer Teilspuren, $\mathcal{E}_{\mathrm{h}}$ die Effizienz der Rekonstruktion hinterer Teilspuren und $\mathcal{E}_{\mathrm{T}}$ die Effizienz, eine vordere und hintere Teilspur zu verknüpfen. Die Effizienzen der vorderen und hinteren Teilspuren hängen von den Effizienzen der einzelnen Detektoren, der Anzahl der vorhandenen Detektorebenen und der Anzahl der erlaubten Fehlstellen ab. Nachdem zum Beispiel im hinteren Detektorbereich jede Projektionsrichtung von acht Detektorebenen gemessen wird, können zwei Fehlstellen zugelassen werden, ohne Abstriche in der Genauigkeit der Spurrekonstruktion zu machen. In Abbildung 2.12 sind die Effizienzen der vorderen und hinteren Teilspuren pro Run dargestellt. Man sieht, daß die Effizienzen über den ganzen Datennahmezeitraum

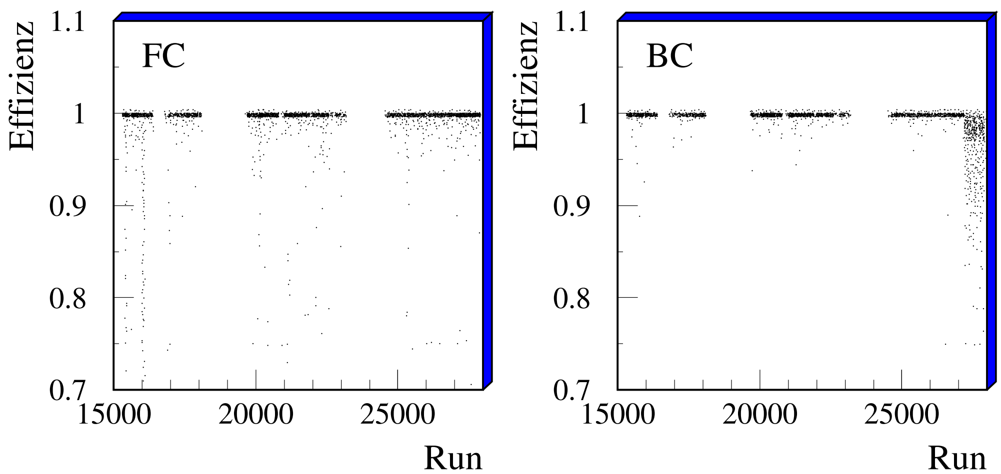


Abbildung 2.12: Die Effizienz der Spurfindung in den FCs und BCs ist gegen die Runnummer aufgetragen. Die Lücken entsprechen Zeitbereichen, in denen unpolarisierte Daten genommen wurden, die deshalb nicht in diese Analyse eingehen.

mit wenigen Ausnahmen sehr stabil sind (vgl. auch Abschnitt 4.4). Diese Stabilität der Rekonstruktionseffizienz ist auch für die Datenanalyse entscheidend, da die beiden Spinstellungen abwechselnd in einer zufälligen Reihenfolge gemessen werden. Stark schwankende Rekonstruktionseffizienzen könnten somit falsche Asymmetrien hervorrufen, was zu systematischen Fehlern in der Analyse führen würde. Da die Betriebsparameter der Spurdetektoren jedoch üblicherweise über die Zeit sehr stabil sind und die Zeitintervalle des Umschaltens der Spinstellung im Minutenbereich liegen, mitteln sich möglicherweise vorhandene Fluktuationen bei der Asymmetriemessung heraus. Die einzigen sehr kurzfristigen Änderungen der Betriebsbedingungen der Spurkammern sind durch kurzzeitige Ausfälle der Hochspannung gegeben. Diese werden aber, wie in Abschnitt 4.2.4 beschrieben, abgefangen.

Auflösung der Spurbestimmung

Die Auflösung aller kinematischen Variablen hängt von der Winkel– und Impulsauflösung des Spektrometers ab. Dabei gehen verschiedene Faktoren wie z. B. Mehrfachstreuung am Detektormaterial, Ortsauflösung der Detektoren, Kalibrationsfehler und Softwarefehler ein. Um die Auflösung des Spektrometers zu bestimmen, kann man Monte–Carlo–Untersuchungen (MC–Untersuchungen) durchführen. Da in den Abschnitten 2.4.3 und 4.5.2 ausführlich die Generation und Analyse von MC–Daten behandelt wird, soll hier nicht näher darauf eingegangen werden. Aus der Analyse von MC–Daten erhält man einen Vergleich der generierten mit der rekonstruierten Variablen (wie z. B. Impuls). Aus der Breite der Differenz dieser beiden Größen ergibt sich direkt die Auflösung des Spektrometers. Das Vorgehen zur Berechnung der Auflösung ist in Abschnitt 4.3 näher erläutert. In Abbildung 2.13 sind die Winkel– und Impulsauflösung des HERMES–Experiments gezeigt. Die Winkelauflösung wird mit zunehmendem Impuls besser, da niederenergetische Teilchen durch Vielfachstreuung stärker abgelenkt werden. Hingegen verschlechtert sich die relative Impulsauflösung bei zunehmendem Impuls, da bei hohen Teilchenenergien die Ablenkwinkel im Magneten sehr klein sind und geringe Winkelungenauigkeiten große Fehler in der Impulsbestimmung bewirken. Nachdem alle kinematischen Größen aus dem Streuwinkel und der Energie des gestreuten Teilchens berechnet werden, hängt die Auflösung der kinematischen Variablen direkt mit der Impuls– und Winkelauflösung zusammen. Die Auflösungen der kinematischen Variablen x und Q^2 sind ebenfalls in Abbildung 2.13 gezeigt.

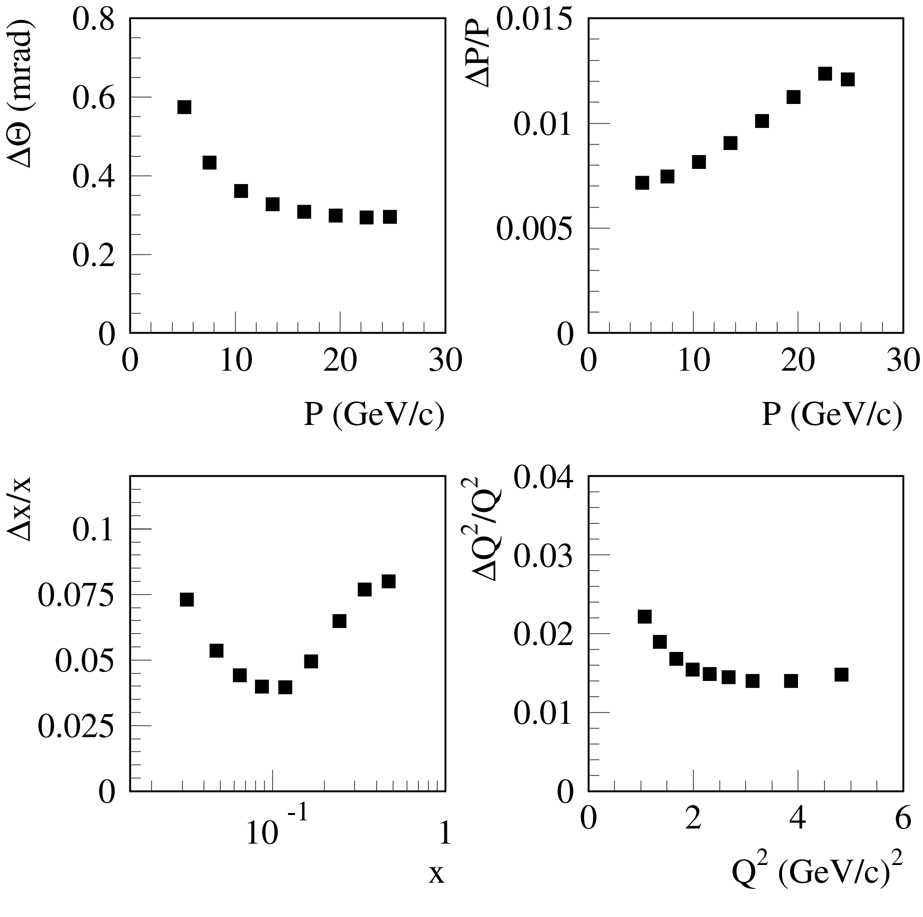


Abbildung 2.13: Die mit MC–Daten bestimmte Auflösung des HERMES–Detektors. Links oben ist die Winkelauflösung in Abhängigkeit des Impulses gezeigt, rechts oben ist die Impulsauflösung gegen den Impuls aufgetragen. Im unteren Teil der Abbildung sind für die kinematischen Variablen x und Q^2 die Auflösungen dargestellt.

3 Verarbeitung der gemessenen Detektorinformationen

In Kapitel 2 wurden die verschiedenen Detektorkomponenten vorgestellt. Bei einigen Komponenten erfordert die Interpretation der Rohdaten eine detaillierte Analyse. Im folgenden wird diese für die Teilchenidentifikation, die Strahl– und Targetpolarisation sowie den Luminositätsmonitor vorgestellt.

3.1 Teilchenidentifikation

Nachdem in Abschnitt 2.3.2 die einzelnen Teilchenidentifikationsdetektoren erläutert wurden, wird in diesem Abschnitt die Analyse der Signale dieser Detektoren vorgestellt, die eine zuverlässige Unterscheidung von Hadronen und Positronen ermöglicht.

Die Signale für Positronen und Hadronen der verschiedenen PID–Detektoren sind in Abbildung 3.1 gezeigt. In Abbildung 3.1 a) ist das im Čerenkov–Zähler gemessene Signal für Positronen und Hadronen dargestellt. Hadronen mit einer niedrigen Energie[1] liefern kein Signal im Čerenkov–Zähler, wohingegen Positronen und energiereiche Hadronen Čerenkov–Licht erzeugen.

In Abbildung 3.1 b) ist der Mittelwert[2] der in den Ebenen des TRD deponierten Energie aufgetragen. Positronen erzeugen im Radiator Übergangsstrahlung, die aus Photonen im Energiebereich von 2–15 keV besteht. Diese Photonen erzeugen in den Proportionalkammern große Signale, wodurch Hadronen und Positronen unterschieden werden können.

Die im Preshower–Zähler deponierte Energie ist in Abbildung 3.1 c) dargestellt. Positronen erzeugen in der 11 mm dicken Bleischicht einen elektromagnetischen Schauer, wodurch eine größere Energie in den Szintillatoren gemessen wird als bei Hadronen.

In Abbildung 3.1 d) ist das Verhältnis der im Kalorimeter deponierten Energie zu dem gemessenen Impuls aufgetragen. Für Positronen liegt dies bei eins, da die gesamte Energie des elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter deponiert wird. Im Gegensatz dazu ist die longitudinale Ausdehnung eines hadronischen Schauers deutlich größer und nur ein Teil der Hadronenergie wird im Kalorimeter nachgewiesen.

[1] Die Schwelle liegt bei 3.8, 13.6 bzw. 25.8 GeV/c für Pionen, Kaonen und Protonen.
[2] Hierbei wird das höchste Signal der sechs Ebenen nicht berücksichtigt

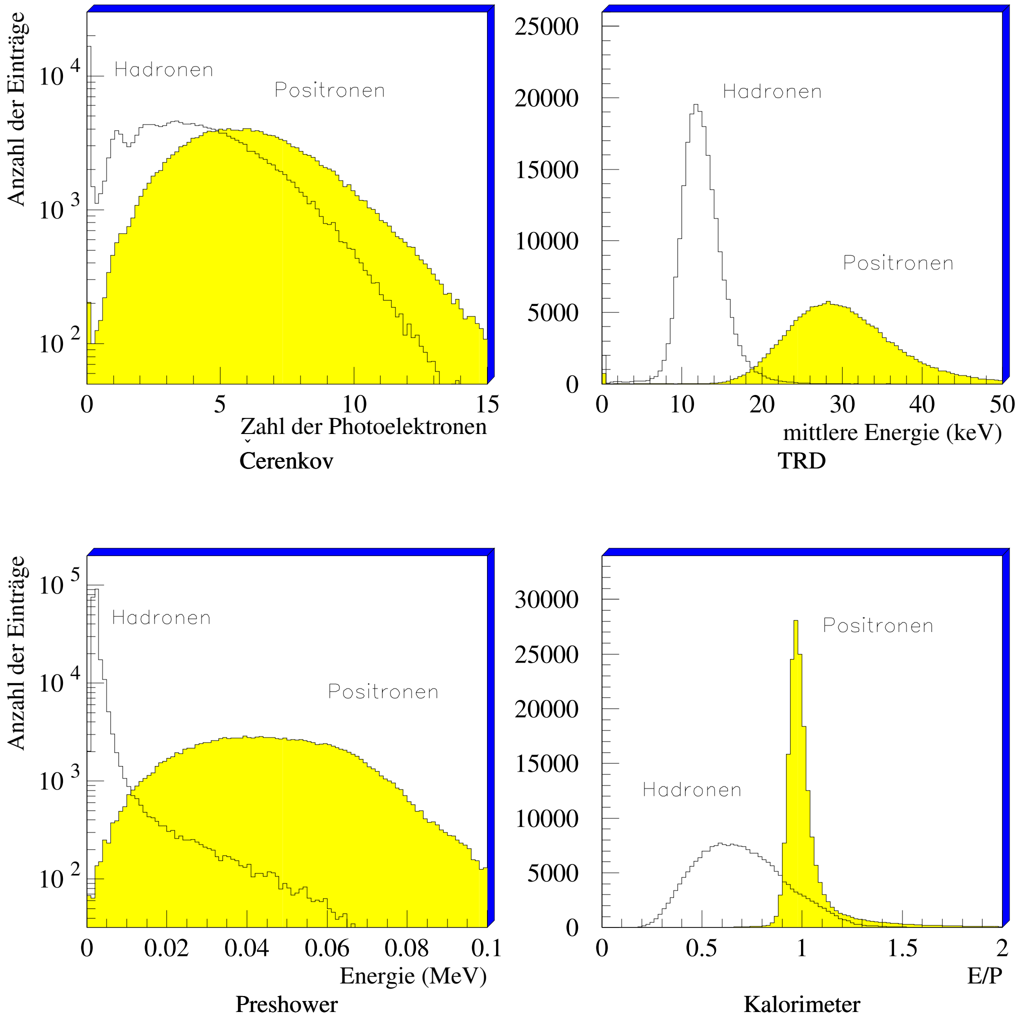


Abbildung 3.1: Die Signale der verschiedenen Teilchenidentifikationsdetektoren sind jeweils für Hadronen und Positronen getrennt dargestellt. Man erkennt deutlich unterschiedliche Signalformen, welche für die Identifikation verwendet werden.

Zur Unterscheidung der Teilchenart stehen u. a. die folgenden zwei Möglichkeiten zur Verfügung:

1. Teilchenunterscheidung durch Schnitte auf jeden einzelnen Detektor:
   Durch Anwendung von harten Schnitten auf die Signale jedes einzelnen Detektors erhält man einen sehr sauberen Datensatz von Positronen. Die Effizienz der Teilchenidentifikation ist jedoch relativ gering, da die Signalentstehung in den Detektoren ein statistischer Prozeß ist. Es besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß ein Positron in einem der Detektoren ein verhältnismäßig kleines Signal liefert und somit unterhalb des definierten Schnitts liegt. Aus diesem Grund verwendet man eine Wahrscheinlichkeitsanalyse, die im folgenden diskutiert wird.

2. Wahrscheinlichkeitsanalyse der Detektorsignale:
   Für jeden einzelnen Detektor D wird die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{L}_D^{e^+(h)}(x)$ angegeben, daß ein Positron (Hadron) ein Signal der Höhe x erzeugt [Kai:97, KMV:97]. Hierbei werden zur Vereinfachung nur zwei Teilchenarten (Positronen und Hadronen) berücksichtigt. Es gilt:

   $$\mathcal{P}^{e^+} + \mathcal{P}^h = 1\,. \tag{3.1}$$

   Dabei gibt $\mathcal{P}^{e^+(h)}$ die Wahrscheinlichkeit für ein Positron (Hadron) an.

   Für die inklusive Analyse ist nur von Interesse, ob es sich um ein Positron oder ein beliebiges anderes Teilchen handelt.

   Die Wahrscheinlichkeitsfunktionen $\mathcal{L}_D^{e^+(h)}$ werden aus MC–Simulationen gewonnen, wobei die simulierten Verteilungen an die im Experiment gemessenen angepaßt werden. Für jeden Detektor erhält man dann die Wahrscheinlichkeit

   $$\mathcal{P}_D^{e^+(h)}(x) = \frac{\Phi^{e^+(h)}\mathcal{L}_D^{e^+(h)}(x)}{\Phi^{e^+}\mathcal{L}_D^{e^+}(x) + \Phi^h\mathcal{L}_D^h(x)}\,, \tag{3.2}$$

   daß ein gemessenes Signal x von einem Positron (Hadron) erzeugt wurde. Dabei ist $\Phi^{e^+(h)}$ der Fluß von Positronen (Hadronen) im Experiment, welcher vom Impuls und Streuwinkel abhängig ist.

   Zur Unterscheidung von Positronen und Hadronen verwendet man für jeden Detektor die Größe PID_D, welche wie folgt definiert ist:

   $$\mathrm{PID}_D = \log_{10}\frac{\mathcal{P}_D^{e^+}}{\mathcal{P}_D^h} = \log_{10}\frac{\mathcal{L}_D^{e^+}}{\mathcal{L}_D^h} - \log_{10}\Phi, \tag{3.3}$$

   wobei

   $$\Phi = \frac{\Phi^h}{\Phi^{e^+}}\,. \tag{3.4}$$

Bei HERMES faßt man aus historischen Gründen den Čerenkov–Zähler, den Preshower–Zähler und das Kalorimeter zur sogenannten PID_3 zusammen; aus dem TRD wird die PID_5 bestimmt:

$$\mathrm{PID}_3 = \log_{10} \frac{\mathcal{L}^{e^+}_{\mathrm{Cer}} \mathcal{L}^{e^+}_{\mathrm{Pre}} \mathcal{L}^{e^+}_{\mathrm{Cal}}}{\mathcal{L}^{h}_{\mathrm{Cer}} \mathcal{L}^{h}_{\mathrm{Pre}} \mathcal{L}^{h}_{\mathrm{Cal}}} \tag{3.5}$$

$$\mathrm{PID}_5 = \log_{10} \frac{\prod_{i=1}^{6} \mathcal{L}^{e^+}_{\mathrm{TRD_i}}}{\prod_{i=1}^{6} \mathcal{L}^{h}_{\mathrm{TRD_i}}} . \tag{3.6}$$

Dabei geht das Produkt in Gleichung (3.6) über die sechs Ebenen des TRD, die als sechs unabhängige Messungen behandelt werden. Die Bedingung, daß in der Analyse ein Teilchen als Positron erkannt wird, lautet:

$$\mathrm{PID}_3 + \mathrm{PID}_5 - \log_{10} \Phi > 2. \tag{3.7}$$

In Abbildung 3.2 sind die Größen PID_3 und $\mathrm{PID}_5 - \log_{10} \Phi$ gegeneinander aufgetragen. Man erkennt deutlich eine sehr saubere Unterscheidung zwischen den Hadronen und den Positronen. Die Forderung '$>$ 2' in Gleichung (3.7) entspricht der eingezeichneten Diagonalen in Abbildung 3.2.

3.2 Verwendung der gemessenen Strahlpolarisation

Wie in Abschnitt 2.1.1 bereits diskutiert, steigt die Polarisation in einem Speicherring aufgrund des Sokolov–Ternov–Effekts mit einem exponentiellen Verlauf bis zu einem Maximalwert P_∞ an (vgl. Gl. (2.4)). Dabei wird vorausgesetzt, daß stabile Strahlbedingungen herrschen, was konstanten depolarisierenden Effekten entspricht. Es ist jedoch auch möglich, daß die Strahlbedingungen über die Zeit variieren, wodurch ebenfalls die effektive Depolarisationszeit τ_D beeinflußt wird. Solche Änderungen treten vor allem dann auf, wenn die Strahlparameter im HERA–Speicherring nachgeregelt werden, wie z. B. bei der Veränderung des Orbits der Teilchenstrahlen zur Optimierung der Luminosität und der Polarisation oder zur Reduktion des Untergrunds. Wenn aufgrund dieses Nachregelns die effektive Depolarisationszeit größer wird ($\tau_D < \tau_D'$), so beobachtet man einen weiteren exponentiellen Anstieg bis zu dem Endwert P_∞', der sich analog zu Gleichung (2.4) berechnet. Wenn im Gegensatz dazu die effektive Depolarisationszeit abnimmt, so verringert sich auch der Endwert und die Strahlpolarisation fällt ebenfalls mit einem exponentiellen Verlauf langsam ab. Darüber hinaus ist es möglich, daß die depolarisierenden Effekte kurzzeitig, aufgrund von Strahlinstabilitäten, sehr groß werden, was zu Einbrüchen in der Polarisation führt. In Abbildung 3.3 ist für eine HERA–Füllung die Strahlpolarisation gegen die Zeit aufgetragen. Zu Beginn der HERA–Füllung steigt die Polarisation mit dem erwarteten exponentiellen Verhalten an und erreicht einen stabilen Wert von knapp

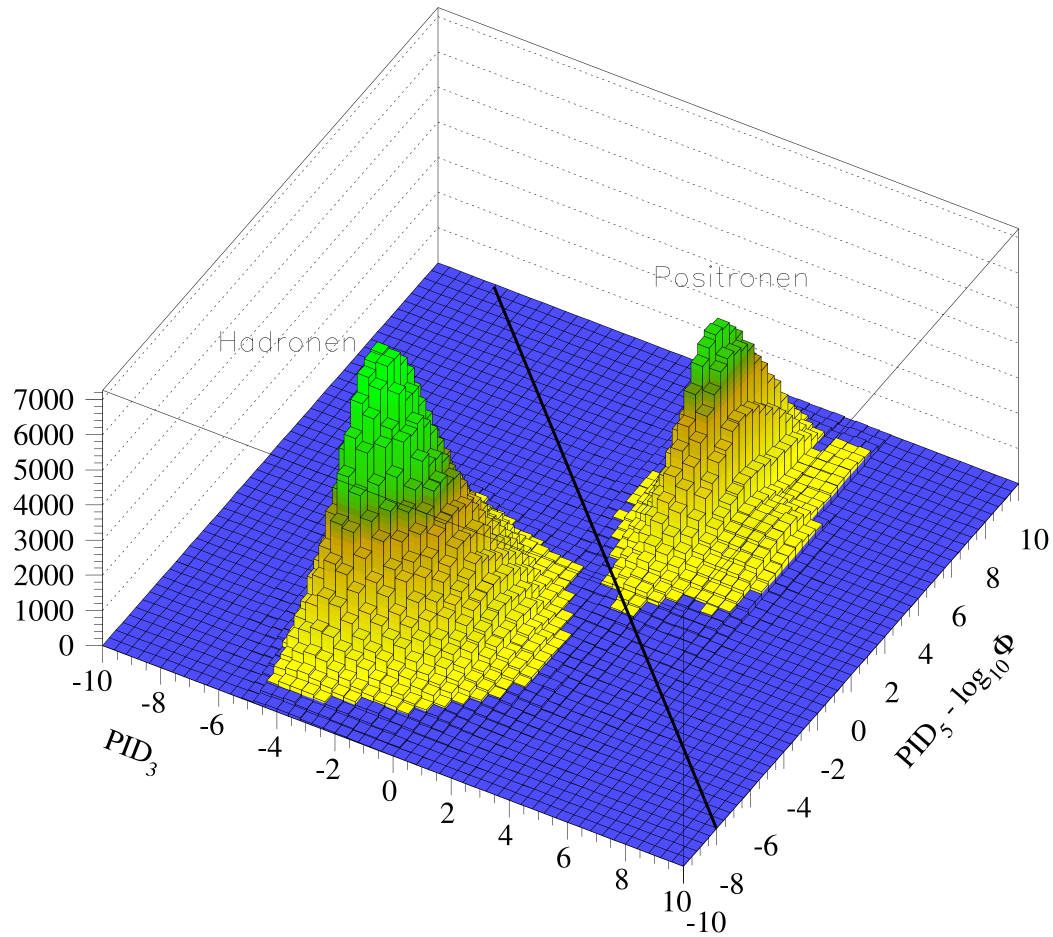


Abbildung 3.2: Die Information von Čerenkov–Zähler, Preshower–Detektor und Kalorimeter (PID_3) ist gegen die Information des TRD (PID_5) minus des Flußfaktors aufgetragen. Man erkennt deutlich eine sehr saubere Unterscheidung der Positronen und der Hadronen.

50 %. Durch die Änderung der Strahlparameter nach ca. 5000 s wird die effektive Depolarisationszeit größer und die Strahlpolarisation steigt weiter an, bis ein stabiler Wert von ca. 60 % erreicht ist. Zwischen 10000 s und 20000 s konnten keine Meßdaten genommen

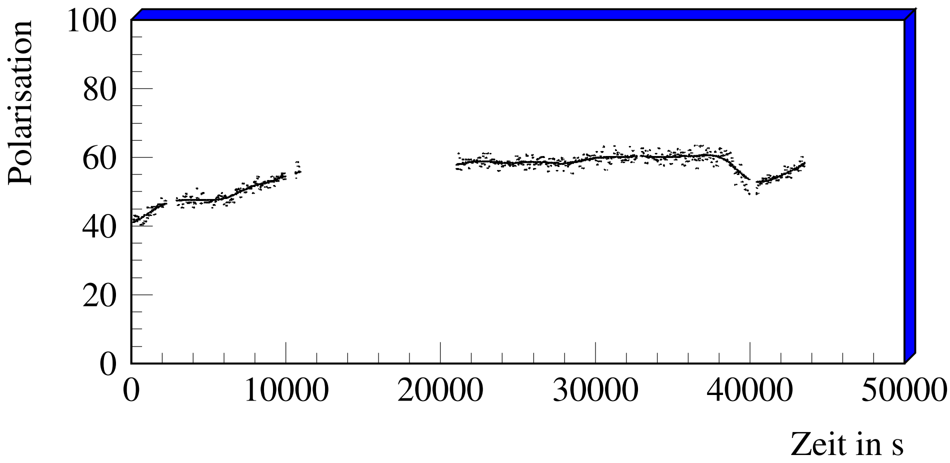


Abbildung 3.3: Der Verlauf der Strahlpolarisation über eine HERA–Füllung, gemessen mit dem transversalen Polarimeter. In dieser Abbildung wurde willkürlich der Anfang der Datennahme in dieser Füllung als Nullpunkt gewählt.

werden. Im weiteren Verlauf bleibt die Polarisation relativ stabil, bis sie bei ca. 38000 s, aufgrund stark depolarisierender Effekte, abfällt. Gleich im Anschluß an den starken Einbruch baut sich die Polarisation jedoch wieder normal auf. Nach ca. 44000 s, also mehr als 12 Stunden, wurde diese Füllung aus dem Beschleuniger genommen.

Die statistisch fluktuierenden Einzelmessungen der Polarisation wurden mittels eines gewichteten Fits durch Splines angepaßt (vgl. Abb. 3.3). Dadurch erhält man stabile Polarisationswerte, deren statistische Fehler vernachlässigbar sind. Diese Anpassung durch Splines ist möglich, da sich die Strahlpolarisation stetig mit der Zeit ändert. Die einzig sprunghaften Änderungen sind auf stark depolarisierende Effekte zurückzuführen, die immer eine Abnahme der Polarisation verursachen. Somit ist eine starke Änderung der Polarisation nicht möglich, ohne daß zumindest anhand eines darauffolgenden exponentiellen Anstiegs dieser Einbruch eindeutig festgestellt werden kann. Mit Hilfe der gefitteten Funktion können weiterhin kleine Lücken in der Polarisationsmessung überbrückt werden, wenn der Verlauf vorher und nachher eine stetige Extrapolation zuläßt. Solche Lücken entstehen, wenn während der Datennahme Kalibrationsmessungen des Polarimeters durchgeführt werden. Es ist allerdings nicht möglich, solch große Lücken wie in

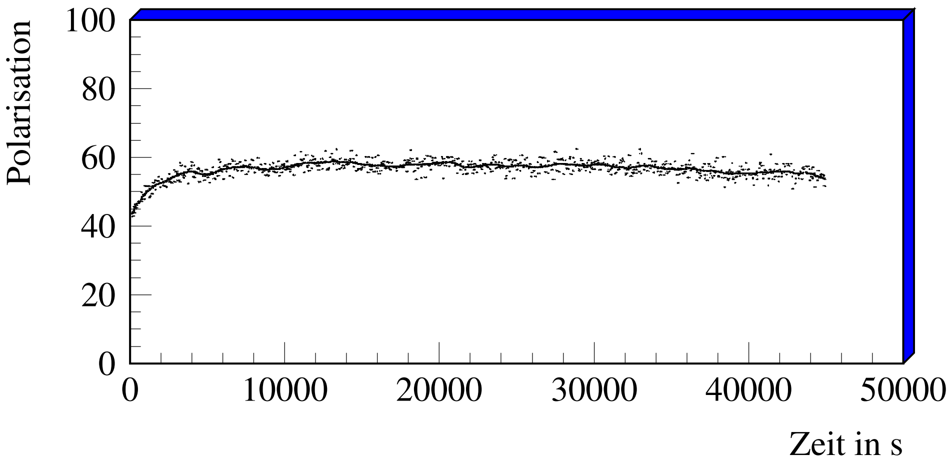


Abbildung 3.4: Der normale Verlauf der Strahlpolarisation über eine HERA–Füllung, gemessen mit dem transversalen Polarimeter. In dieser Abbildung wurde willkürlich der Anfang der Datennahme in dieser Füllung als Nullpunkt gewählt.

Abbildung 3.3 zu schließen. Während dieser langen Zeit könnte ein starker Abfall der Polarisation stattgefunden haben. Anschließend könnte die Polarisation wieder zum vorhergehenden Wert angestiegen sein. Die maximale Zeit, die in der Analyse überbrückt wird, beträgt 300 s.

Der in Abbildung 3.3 dargestellte Verlauf der Polarisation wurde als Beispiel gewählt, da anhand dieser bereits näher diskutierte Effekte, wie exponentieller Anstieg, Einbrüche aufgrund starker Depolarisation und Veränderungen durch Variation von Maschinenparametern gut veranschaulicht werden können. Üblicherweise ist jedoch eine viel bessere Stabilität über die Zeit gegeben, was anhand eines typischen Verlaufs in Abbildung 3.4 gezeigt ist.

Für ca. 90 % der Analyse wurde die Information des transversalen Polarimeters verwendet und nur in dem Zeitbereich, in dem dieses nicht betriebsbereit war, wurde die Messung des longitudinalen Polarimeters herangezogen.

3.3 Bestimmung der Targetpolarisation

3.3.1 Wechselwirkung der Atome im Target

Zur Messung der Polarisation in der Speicherzelle wird, wie in Abschnitt 2.2 bereits ausführlich beschrieben, ein Teil der Targetatome mittels eines Proberöhrchens aus der Speicherzelle entnommen und mit einem BRP und TGA analysiert. Die im BRP gemessene Polarisation muß allerdings noch aufgrund verschiedener Effekte korrigiert werden. Diese lassen sich in zwei Klassen einteilen:

1. Rekombination:
   In dem Dichtebereich, in dem das HERMES–Target betrieben wird, tritt hauptsächlich Wandstoßrekombination auf[3]. Eine umfassende Beschreibung der Rekombinationsmodelle ist in [Kol:98] gegeben.

   Um die Rekombinationprozesse möglichst gering zu halten, verwendet man eine mit Drifilm beschichtete Oberfläche. Außerdem reduziert Drifilm die Spinrelaxation an der Oberfläche, welche im folgenden Abschnitt diskutiert wird, und zeichnet sich durch eine große Strahlungshärte aus, was für den Einsatz in einem Speicherring unerläßlich ist.

   Während des Strahlbetriebs hat sich zusätzlich herausgestellt, daß eine dünne Eisschicht auf der Speicherzellenoberfläche ebenfalls die Rekombination reduziert. Um einen höheren Dissoziationsgrad im Hochfrequenzdissoziator zu erreichen, wird dem Wasserstoff ein kleiner Anteil Sauerstoff zugegeben. Das so entstandene Wasser friert auf der 100 K kalten Speicherzellenoberfläche fest. Wird diese Eisschicht abgetaut, so ist ein deutlicher Anstieg des molekularen Anteils meßbar.

2. Spinrelaxation:
   Die Spinrelaxation läßt sich in drei verschiedene Prozesse unterteilen:

   (a) Wandstoßrelaxation:
   Ein auf der Oberfläche adsorbiertes Wasserstoffatom hat bei den Bedingungen im HERMES–Target eine Aufenthaltszeit von ca. 10^{-10} s. Während dieser Zeit wechselwirken die magnetischen Momente des Elektrons des Adsorbats mit den Kernspins von Atomen, die chemisch in der Oberfläche gebunden sind [Bra:95, Bou:63a, Bou:63b]. Da im starken Magnetfeld Kernspins und Elektronenspins entkoppelt sind, wirkt dieser Prozeß stark depolarisierend auf eine vorhandene Elektronpolarisation, wohingegen die Kernspinpolarisation der Wasserstoffatome nur schwach beeinflußt wird.

[3] Die Wahrscheinlichkeit, daß Volumenrekombination auftritt, ist im Gegensatz zum Rekombinationsprozeß auf der Oberfläche vernachlässigbar gering.

(b) Spinaustauschstöße:
Zwei Wasserstoffatome, die in der Gasphase aneinander stoßen, wechselwirken über die Spins ihrer Elektronen miteinander. Infolgedessen können sich die Hyperfeinstrukturzustände beim Stoß ändern. In dem Dichtebereich des HERMES–Targets ist der Einfluß der Spinaustauschstöße etwas größer als der der Wandstöße[4]. Es wird angenommen, daß aufgrund der Spinrelaxation eine leichte Polarisation der Hüllenelektronen des Targetgases hervorgerufen wird, welche zusammen mit leichten Ineffizienzen der Hochfrequenzübergänge eine kleine Asymmetrie in den Zählraten des Luminositätsmonitors verursacht (vgl. Abschnitt 3.4).

(c) Resonante Strahl–Targetgas–Wechselwirkung:
Neben Stößen der Wasserstoffatome untereinander und mit der Wand kann auch der Einfluß des Positronenstrahls zu einer Depolarisation führen. Die kurzen Strahlbündel, welche die Targetzelle durchfliegen, verursachen stark veränderliche Magnetfelder. Wenn die Frequenz dieser Magnetfelder oder eine Harmonische davon, der Übergangsfrequenz zweier Hyperfeinstrukturzustände entspricht, so kann eine Umbesetzung der Zustände erfolgen. Die Übergangsfrequenzen hängen ihrerseits von dem statischen Haltefeld des Targets ab. Da in dem bei HERMES möglichen Bereich des Haltefelds eine Vielzahl solcher Resonanzen auftritt, ist ein sehr homogenes Haltefeld notwendig. Außerdem muß der Betrag der Feldstärke so gewählt werden, daß der Arbeitspunkt genau zwischen zwei Resonanzen liegt. Auf diese Weise ist es gelungen, den Beitrag der resonanten Depolarisation auf weniger als ein Prozent zu reduzieren [HERMES:98a, Kol:98].

3.3.2 Korrektur des molekularen Anteils

Neben dem im letzten Abschnitt behandelten molekularen Anteil (1-α_{R}), der durch Rekombination entsteht, gibt es noch eine weitere Quelle von Molekülen in der Speicherzelle. Diese werden direkt von der ASQ in die Targetzelle injiziert und resultieren aus einem Restgasanteil in der ASQ. Dieser Anteil wird als (1-α_0) bezeichnet.

Der effektive Dissoziationsgrad α in der Speicherzelle, der in Gleichung (2.5) definiert wurde, setzt sich multiplikativ aus α_0 und α_{R} zusammen:

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \alpha_{\mathrm{R}}. \tag{3.8}$$

Für die Analyse der polarisierten Messungen ist jedoch von entscheidender Bedeutung, inwieweit die Moleküle selbst polarisiert sind. Ein Anteil von unpolarisierten Molekülen

[4] Im Datennahmejahr 1997 lag der Polarisationsverlust durch Spinaustauschstöße bzw. Wandstöße bei ca. 2.5 % bzw. 1 % [Bau:98].

muß in der Analyse als Verdünnung behandelt werden, wohingegen ein Anteil von Molekülen mit derselben Polarisation wie die Wasserstoffatome keinen Einfluß auf die Ergebnisse der polarisierten Strukturfunktion g_1^{p} hat.

Nachdem die beiden molekularen Anteile (1-α_0) und (1-α_{R}) unterschiedliche Polarisationen aufweisen können, ist es notwendig, diese getrennt zu behandeln. Der Anteil (1-α_0), welcher direkt aus der ASQ injiziert wird, ist sicherlich unpolarisiert. Hingegen ist es wahrscheinlich, daß Moleküle, die durch Rekombination von polarisierten Atomen in der Speicherzelle entstehen (Anteil (1-α_{R})), selbst zu einem gewissen Maße polarisiert sind.

Die effektive Polarisation P_{Z} in der Speicherzelle berechnet sich unter Berücksichtigung der molekularen Anteile nach:

$$P_{\mathrm{Z}} = P_{\mathrm{BRP}} \cdot \alpha_0 \left(\alpha_{\mathrm{R}} + (1 - \alpha_{\mathrm{R}})\,\beta\right) . \tag{3.9}$$

Dabei ist P_{BRP} die vom Breit–Rabi–Polarimeter gemessene kalibrierte Polarisation und β ist das Verhältnis der Polarisation der Protonen in rekombinierten Molekülen ($P_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{mol}}$) zur Polarisation der Protonen in Atomen ($P_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{atom}}$), jeweils in der Speicherzelle betrachtet:

$$\beta = \frac{P_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{mol}}}{P_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{atom}}} . \tag{3.10}$$

Der molekulare Anteil durch Rekombination (1-α_{R}) wird mit dem TGA bestimmt. Dieser gemessene Wert von (1-α_{R}), im weiteren als (1-$\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{TGA}}$) bezeichnet, kann jedoch vom effektiven Anteil der Moleküle durch Rekombination in der Speicherzelle (1-$\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}}$) abweichen. Dies ist ein rein geometrischer Effekt, da die Stichprobe der Atome aus der Mitte der Speicherzelle entnommen wird (vgl. Abb. 2.4) und somit unterschiedlich sensitiv auf die einzelnen Zellbereiche ist. Dieser Effekt wird durch Anwendung einer Stichprobenkorrektur

$$C_{\mathrm{TGA}} = \frac{\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}}}{\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{TGA}}} \tag{3.11}$$

berücksichtigt. Eine ausführlich Diskussion ist in [Hen:98] zu finden. Dabei ergeben sich die in Abbildung 3.5 eingezeichneten Korrekturen, die für den Gültigkeitsbereich von $\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{TGA}} \in [0.7; 1.0]$ als Geraden angenähert werden können. Hierbei werden für die Rekombination in der Speicherzelle mehrere voneinander entkoppelte Rekombinationsparameter der Zelloberfläche zugelassen. Für die Analyse werden die eingezeichneten Kurven als Extremwerte der Korrektur herangezogen. Aus dem gemessenen Wert $\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{TGA}}$ wird das Maximale bzw. Minimale $\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}}$ berechnet. Als effektiven Wert in der Targetzelle verwendet man den Mittelwert dieser beiden Extrema,

$$\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}} = \frac{\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}}(\max) + \alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}}(\min)}{2} . \tag{3.12}$$

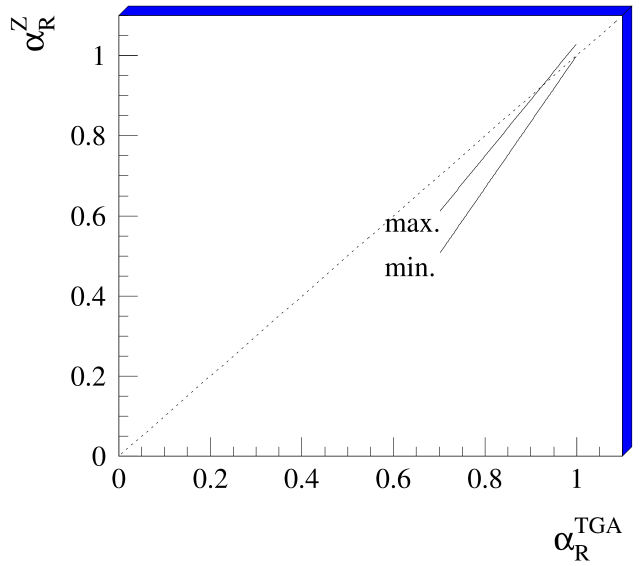


Abbildung 3.5: Die maximale und minimale Stichprobenkorrektur für das HERMES–Target.

Die Differenz zwischen den beiden Grenzwerten wird als systematischer Fehler in der Analyse berücksichtigt.

Unter Verwendung dieser Stichprobenkorrektur ergibt sich für die effektive Polarisation in der Zelle:

$$P_\mathrm{Z} = P_\mathrm{BRP} \cdot \alpha_0 \left(C_\mathrm{TGA} \cdot \alpha_\mathrm{R}^\mathrm{TGA} + \left(1 - C_\mathrm{TGA} \cdot \alpha_\mathrm{R}^\mathrm{TGA} \right) \beta \right) . \tag{3.13}$$

3.3.3 Korrektur der Spinrelaxation

Die Wandstoßspinrelaxation muß analog zu der Wandstoßrekombination behandelt werden. Somit ergibt sich ebenfalls eine Stichprobenkorrektur C_BRP der im BRP gemessenen Polarisation. Diese Korrektur ist jedoch kleiner als 1 % [Bau:98] und wird deshalb nicht bei der Berechnung der effektiven Polarisation in der Speicherzelle angewandt, sondern im systematischen Fehler der Polarisation berücksichtigt. In diesem systematischen Fehler sind die in Abschnitt 3.3.1 diskutierten Effekte Wandstoßrelaxation, Spinaustauschstöße und strahlinduzierte Relaxation enthalten.

3.4 Verwendung der Luminositätsmessung

Die Luminosität des HERMES–Experiments wird aus der Bhabha–Streuung der Strahlpositronen an den Hüllenelektronen des Targets $(e^+e^- \to e^+e^-)$ und durch Paarvernichtung in Photonen $(e^+e^- \to \gamma\gamma)$ bestimmt [Ben:98, Ben:94, Wei:98].

Der Wirkungsquerschnitt σ_{Eich} dieser Prozesse ist theoretisch sehr genau bekannt und aus den gemessenen Koinzidenzereignisraten R_{Eich} erhält man die Luminosität nach:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{\mathrm{Eich}}}{\sigma_{\mathrm{Eich}}} = \frac{R_{\mathrm{Eich}}}{\int\limits_{\Delta\Omega} \epsilon(\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Eich}}/\mathrm{d}\Omega)\mathrm{d}\Omega}. \tag{3.14}$$

Hierbei erfolgt die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Eich}}/\mathrm{d}\Omega$ über den Akzeptanzbereich $\Delta\Omega$ des Detektors. Außerdem muß die Effizienz ϵ des Detektors berücksichtigt werden. Die Luminosität ist abhängig vom Strahlstrom I und der Targetflächendichte ρ

$$\mathcal{L} = \frac{I\rho}{e}, \tag{3.15}$$

wobei e die Elementarladung ist.

Die gemessenen Ereignisraten sollten für eine Normierung der Zählraten der verschiedenen Spinstellungen natürlich unabhängig von der jeweiligen Spinstellung sein. Dies ist für unpolarisierte Hüllenelektronen im Target auch gegeben. Ist jedoch eine Polarisation der Hüllenelektronen vorhanden, so erhält man eine Asymmetrie in der Bhabha–Streuung. Bei der Messung der polarisierten Spinstrukturfunktion g_1^{p} werden die Zustände $|1\rangle$ und $|4\rangle$ bzw. $|2\rangle$ und $|3\rangle$ in das Target injiziert (vgl. Abb. 2.6), welche eine Kernspin–, jedoch keine Elektronenspinpolarisation aufweisen sollten. Bei der Messung der Bhabha–Asymmetrien stellt man jedoch fest, daß in der Targetzelle eine leichte Elektronenpolarisation von 1–2 % vorhanden ist [Wei:98]. Diese ist einerseits auf leichte Ineffizienzen der Hochfrequenzübergänge zurückzuführen, wodurch die in die Targetzelle injizierten Zustände noch eine geringe Elektronenspinpolarisation aufweisen. Andererseits kann aufgrund von Spinaustauschstößen zwischen den Wasserstoffatomen ein Teil der Kernspinpolarisation auf die Elektronenhülle übertragen werden.

Somit ist zu beachten, daß die Ereignisraten des Luminositätsmonitors für eine Normierung der beiden Targetzustände nicht verwendet werden dürfen, da ansonsten ein Spinzustand zu stark gewichtet wird. Aus diesem Grund ist es notwendig, die gemessene Luminosität über einen längeren Zeitraum zu fitten, wodurch die in kurzen Zeitabständen auftretenden Ereignisratenschwankungen herausgemittelt werden.

Da die Luminosität direkt proportional zum Strahlstrom ist und dieser exponentiell mit der Zeit abfällt, verwendet man für den Fit die Exponentialfunktion

$$f(t) = e^{a_0 + a_1(t-t_0)}. \tag{3.16}$$

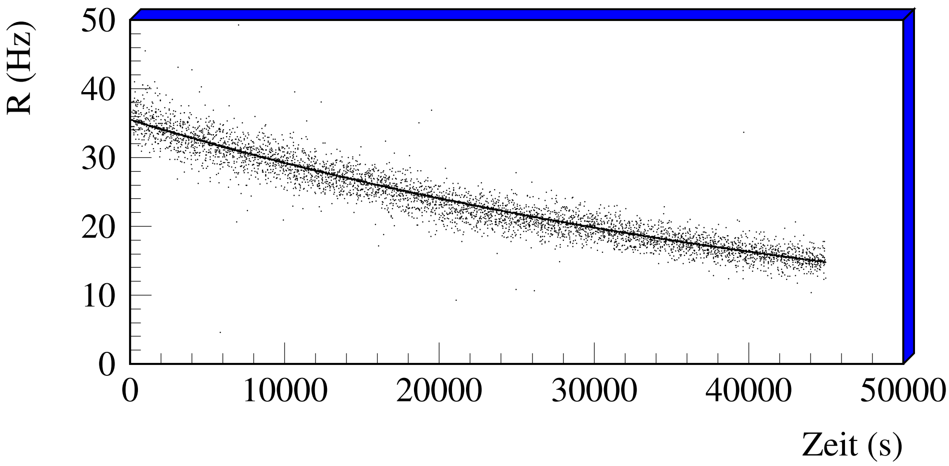


Abbildung 3.6: Die Luminosität im HERMES–Experiment zeigt einen exponentiellen Abfall über die Zeit. Die statistisch schwankenden Einzelmessungen wurden durch eine Fitfunktion angenähert. In dieser Abbildung wurde willkürlich der Anfang der Datennahme in dieser Füllung als Nullpunkt gewählt.

Dabei sind a_0 und a_1 die Fitparameter, t ist die Zeit und t_0 der Anfangszeitpunkt, ab dem der Fit durchgeführt werden soll. Für den Fall, daß die Targetflächendichte über eine gesamte HERA–Füllung konstant ist und der Strahlstrom mit einer konstanten Lebensdauer abnimmt, kann der gesamte Bereich mit einer Fitfunktion angepaßt werden. Treten jedoch Instabilitäten, wie z. B. eine Fluktuation der Targetflächendichte auf, so ist eine zeitliche Unterteilung notwendig. Je nach Stabilität wurde in der Analyse eine HERA–Füllung in bis zu drei Abschnitte unterteilt. Ein typischer Verlauf der Luminosität ist in Abbildung 3.6 gezeigt.

Ein zusätzlicher Vorteil der angefitteten Luminositätswerte ist die Tatsache, daß statistische Fluktuationen vernachlässigt werden können.

4 Extraktion der Spinstrukturfunktion g_1^{p}

4.1 Der verwendete Datensatz

Der gesamte Datennahmezeitraum 1997 erstreckte sich von Anfang März bis Anfang Oktober. Über eine so lange Zeitspanne treten unweigerlich Schwankungen der Betriebsbedingungen auf. Daher wurden die genommenen Daten in drei Bereiche unterteilt, innerhalb derer die Betriebsbedingungen nahezu konstant waren:

1. Optimale Bedingungen
   Während des größten Teils der Datennahme (vgl. Tabelle 4.1) waren alle Komponenten des Experiments voll einsatzfähig, so daß bei diesem Datensatz keinerlei Probleme aufgetreten sind.

2. Messung mit dem longitudinalen Polarimeter
   Über einen Zeitraum von ca. einem Monat war das transversale Polarimeter nicht betriebsbereit[1]. Deshalb werden in der Analyse die vom longitudinalen Polarimeter gemessenen Strahlpolarisationen verwendet. Da die Kalibration des longitudinalen Polarimeters einen etwas größeren Fehler aufweist als die des transversalen Polarimeters, wird den Daten dieser Periode ein zusätzlicher Fehler in Form eines statistischen Fehlers zugeschlagen.

3. Zeitbereich mit einem kleinen Loch in der Targetzelle
   Wenn der Positronenstrahl im Bereich des HERMES–Experiments verloren geht, so wird unter Umständen eine große Energiemenge in der Targetzelle deponiert. Dies kann starke Temperaturgradienten hervorrufen, die zu Verformungen und Faltenbildung in der Targetzelle führen. Bei einem solchen Vorgang wurde ein Bereich der Targetzelle vom Positronenstrahl getroffen und dieser hat ein kleines Loch in die Targetzelle gebrannt. Aus diesem Grund haben sich am Ende des Datennahmezeitraums die Druckbedingungen in der Targetzelle verändert.

Um die statistischen Fehler der Analyse zu minimieren, wird die Verwendung des gesamten Datensatzes angestrebt. Dies setzt jedoch voraus, daß die drei Teilbereiche ausschließ-

[1] Um bei einem Ausfall des transversalen Polarimeters auf eine unabhängige Messung zurückgreifen zu können, wurde das longitudinale Polarimeter im Jahr 1996 aufgebaut. Dies hat sich in diesem Zeitbereich als nützlich erwiesen.

lich statistischen Fluktuationen unterworfen sind und keine systematischen Verschiebungen innerhalb der drei Perioden auftreten. Hierzu wurden ausführliche systematische Tests durchgeführt (vgl. Abschnitt 4.9.4), die gezeigt haben, daß die drei Zeitbereiche keine systematischen Schwankungen aufweisen. Somit kann die Analyse ohne Bedenken über den gesamten Datensatz durchgeführt werden.

In Tabelle 4.1 sind die Ereigniszahlen der drei unterschiedlichen Zeitbereiche gegenübergestellt.

Tabelle 4.1: In den drei unterschiedlichen Zeitbereichen aufgezeichnete DIS Positronen

Zeitbereich	DIS Positronen
1	1109135
2	215149
3	432468

4.2 Datenqualität

Wie schon in Kapitel 2 beschrieben, besteht das HERMES–Experiment aus vielen komplexen Komponenten. Um eine verläßliche Datenqualität zu gewährleisten, ist es notwendig, daß jede einzelne Komponente des Experiments stabil gearbeitet hat. Dazu werden die einzelnen Komponenten permanent in möglichst kurzen Abschnitten während der Datennahme überwacht. Die übliche Zeitskala im HERMES–Experiment beträgt hierbei 10 s und wird als Burst bezeichnet. Ein Beispiel für diese, auf kurzen Zeitskalen durchgeführten Kontrollen, ist die Überwachung der Hochspannung der einzelnen Detektoren. Bei einem kurzzeitigen Ausfall der Hochspannung (HV–Trip) wird für jeden Burst, bei dem nicht die nominelle Spannung des Detektors anliegt, ein Kontrollbit gesetzt, durch welches man im nachhinein erkennen kann, daß zu diesem Zeitpunkt ein Problem in dem jeweiligen Detektor aufgetreten war. Alle Datennahmezeiträume, die solche Instabilitäten aufweisen, müssen natürlich in der Analyse verworfen werden. Darüber hinaus werden aber nicht nur während der Datennahme Qualitätskontrollen durchgeführt, sondern alle Detektoren werden im nachhinein zusätzlich auf ihre Stabilität untersucht. Die Zeitskala dieser Untersuchungen ist von Detektor zu Detektor unterschiedlich. So wurde die Stabilität des Čerenkov–Detektors für den Datennahmezeitraum 1997 auf der Basis von Runs, das entspricht Zeitintervallen von ca. zehn Minuten, untersucht. Im Gegensatz dazu wurde die Stabilitätsuntersuchung für das Target in Abständen von einer Minute durchgeführt. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird nun auf die einzelnen Datenqualitätsschnitte eingegangen.

4.2.1 Allgemeine Datenqualität

Der erste Schritt der Datenqualitätskontrolle besteht darin, daß das Logbuch des Datennahmezeitraums dahingehend überprüft wird, ob während bestimmter Zeiträume die genommenen Daten verworfen werden müssen (Schnitt S1). Dies trifft vor allem für die Zeiträume zu, in denen offensichtliche Probleme in der Datennahme aufgetreten sind oder in welchen die Daten ausschließlich zu Kalibrationszwecken[2] aufgezeichnet wurden.

4.2.2 Qualität des Targets

Die Spinrichtung des Wasserstofftargets wird ca. einmal pro Minute neu gesetzt. Um systematische Effekte zu vermeiden, wird der jeweilige neue Spinzustand zufällig ausgewählt. Während des Umschaltevorgangs ist jedoch die Targetpolarisation unbestimmt und diese Zeitbereiche müssen aus der Datenanalyse herausgenommen werden. Der jeweilige Spinzustand ist als Targetbit in den DSTs gespeichert und die parallelen und antiparallelen Einstellungen können abgefragt werden (Schnitt S2).

Des weiteren muß festgestellt werden, ob das Target einwandfrei gearbeitet hat. Dazu wurde in einer offline–Analyse der gesamte Datensatz untersucht und für jede Teilkomponente des Targetsystems, wie z. B. Polarimeter und Target–Gas–Analysator, die Stabilität bestimmt. Nur wenn alle Komponenten des Targets einwandfrei gelaufen sind, werden die genommenen Daten in der Analyse verwendet (Schnitt S3).

Weiterhin muß abgefragt werden, ob die gemessene Targetpolarisation sinnvolle Werte liefert, weshalb $0 < P_{\mathrm{BRP}} \leq 1.5$ gefordert wird (Schnitt S4). Der sehr hohe Schnitt bei 1.5 erscheint auf den ersten Blick unphysikalisch. Jedoch gehen in die Targetpolarisation Korrekturen ein, die in Verbindung mit den statistischen Schwankungen der gemessenen Zählraten, aus denen die Polarisation berechnet wird, Polarisationswerte größer als eins zur Folge haben können. In Abbildung 4.1 ist die Verteilung der Targetpolarisationswerte gezeigt und der geringe Anteil von Werten größer als eins ist deutlich zu erkennen. Da diese Daten jedoch durchaus physikalisch sinnvoll sind, wurde der Schnitt auf die Targetpolarisation so großzügig gewählt.

Wie in Abschnitt 3.3.2 diskutiert wurde, gehen in die Berechnung der endgültigen Targetpolarisation die Anteile der Moleküle $(1 - \alpha_0)$ und $(1 - \alpha_{\mathrm{R}})$ ein. Um eine zuverlässige Berechnung sicherzustellen, wird verlangt, daß zu jedem Zeitpunkt eine aktuelle Messung des TGAs vorliegt und diese sinnvolle Werte liefert: $\alpha_{\mathrm{R}} > 0$ und $\alpha_0 > 0$ (Schnitt S5).

[2]Ein Beispiel hierfür sind spezielle Datensätze, die zur Vermessung (Alignment) des Experiments benötigt werden. Hierzu werden durch Abschalten des Spektrometermagneten gerade Spuren durch den gesamten Detektor aufgezeichnet, mit deren Hilfe die Position jeder Ebene der Spurdetektoren kontrolliert wird.

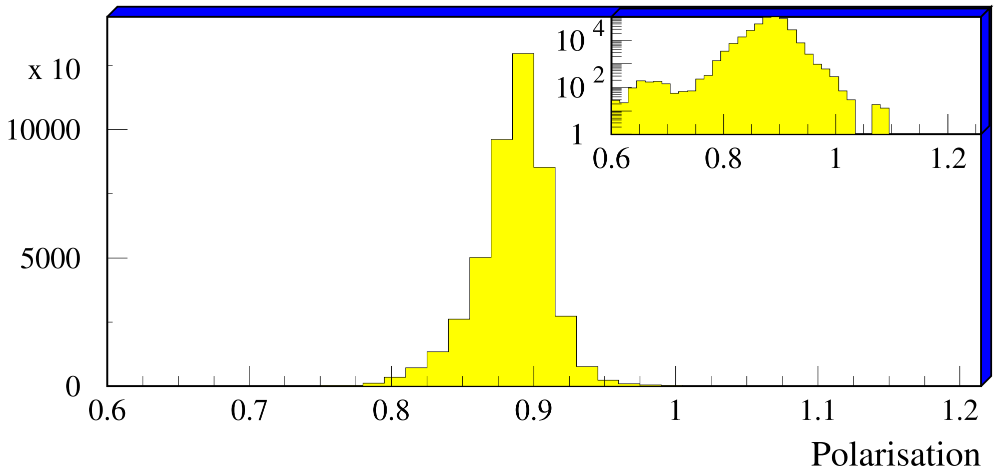


Abbildung 4.1: Mit dem Breit–Rabi–Polarimeter gemessene Targetpolarisation. In der rechten oberen Ecke ist derselbe Bereich nochmals in logarithmischer Skala gezeigt.

4.2.3 Qualität des Positronenstrahls

Der interessanteste Strahlparameter für die polarisierte inklusive Analyse ist die Strahlpolarisation. In Abschnitt 3.2 wurde detailliert die Behandlung der gemessenen Strahlpolarisation besprochen. Für die Analyse der Spinstrukturfunktion g_1^p werden nur Daten verwendet, die eine gefittete Strahlpolarisation zwischen 30 % und 80 % aufweisen (Schnitt S6). Der Schnitt bei kleinen Polarisationen dient dazu, Daten mit kleinem Gewicht auszuschließen. Der Schnitt bei großen Polarisationen ist lediglich vorhanden, um unrealistische Werte zu verwerfen, da Polarisationen größer als 80 % real nie aufgetreten sind.

Weiterhin wurde bei der Datenanalyse auf den Strahlstrom geschnitten, $5\,\mathrm{mA} < I_\mathrm{Strahl} < 50\,\mathrm{mA}$ (Schnitt S7). Dieser Schnitt garantiert, daß keine Daten mit extrem kleinem Strahlstrom und somit mit sehr kleinen Zählraten analysiert werden. Bei diesen Daten wären die statistischen Fehler der einzelnen Messungen zu groß.

Zusätzlich werden noch eine Vielzahl weiterer Strahlparameter aufgezeichnet. Dazu gehören z. B. die Steigung und die Position des Positronenstrahls im Bereich des HERMES–Experiments und die Untergrundrate aufgrund des Protonenstrahls. All diese Größen zeigen zwar einen Einfluß auf das Experiment, wie z. B. erhöhte Triggerraten oder Totzeiten, jedoch konnte in systematischen Untersuchungen kein Einfluß auf die eigentlichen Meßgrößen nachgewiesen werden. Somit wurde auf direkte Schnitte auf diese Variablen verzichtet.

4.2.4 Qualität der Spurerkennung

Um eine stabile Spurrekonstruktion gewährleisten zu können, ist es notwendig, daß alle Detektoren, die an der Spurbestimmung beteiligt sind, fehlerfrei gearbeitet haben. Der am häufigsten auftretende Fehler bei den Spurdetektoren sind HV–Trips, die aufgrund einer kurzzeitigen Überschreitung der von der Spannungsversorgung eingestellten Strombegrenzung verursacht werden. Während der Zeit, in der die Spannung wieder auf den festgelegten Wert eingestellt wird, ist die Effizienz der betroffenen Ebenen stark reduziert. Somit könnten HV–Trips zu reduzierten Zählraten für eine gegebene Luminosität führen. Aus diesem Grund werden alle Datenperioden, die HV–Trips von einzelnen Ebenen oder ganzen Modulen der Spurdetektoren (VC, DVC, FC und BC) enthalten, verworfen (Schnitt S8).

Des weiteren wurde in einer Offline–Analyse für die Mikrostreifen–Gaszähler teilweise vorhandene Probleme in der Synchronisation der Daten und der DAQ Auslese untersucht. Alle Zeitbereiche, die einen Einfluß auf die VC Datenqualität hatten, wurden verworfen (Schnitt S9).

4.2.5 Qualität der Luminositätsmessung

Um eine stabile Luminositätsmessung zu gewährleisten, wird für die gefittete Koinzidenzrate (vgl. Abschnitt 3.4) des Luminositätsmonitors $5\,\mathrm{Hz} < R_{\mathrm{Lumi}} < 60\,\mathrm{Hz}$ gefordert (Schnitt S10). Damit wird einerseits sichergestellt, daß Daten mit einer starken Fluktuation in der Targetdichte verworfen werden und andererseits, analog zum Schnitt auf den Strahlstrom, keine Daten mit zu kleinen Zählraten analysiert werden.

Des weiteren wird der Betrieb der Photomultiplier des Luminositätsmonitors überwacht, worauf im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird.

4.2.6 Qualität der Teilchenidentifikation

Für eine zuverlässige Teilchenidentifikation ist es notwendig, daß alle Detektoren, die an der PID beteiligt sind, zuverlässig arbeiten. In einer Untersuchung der gesamten aufgezeichneten Daten wurde die zeitliche Stabilität des Čerenkov–Zählers bestimmt. Dazu wurde in Zeitbereichen der HERMES–Runs, was ca. zehn Minuten entspricht und vom jeweiligen Strahlstrom abhängt, die Verstärkung der Photomultiplier (PM) des Čerenkov–Zählers untersucht. Für den Fall, daß einzelne PMs in ihrer Verstärkung signifikant schwanken, wird der gesamte Run verworfen (Schnitt S11).

Eine solche nachträgliche Untersuchung wurde auch für den TRD durchgeführt. Jedoch ist hier besonders die starke Abhängigkeit des Übergangsstrahlungsdetektors von äußeren Einflüssen, wie z. B. dem Luftdruck, zu berücksichtigen. Somit muß neben einem zuverlässigen Betrieb auch eine zuverlässige Kalibration des TRD für den gesamten Datennahmezeitraum vorliegen (Schnitt S12).

Ähnliches gilt natürlich auch für das Kalorimeter, die Hodoskope und den Luminositätsmonitor. Diese Detektoren verfügen allerdings über einen Überwachungsmechanismus, das Gain Monitoring System (GMS), welches die Verstärkung eines jeden Photomultipliers durch die Einkoppelung eines festgelegten Laserimpulses in die Detektoren überwacht. Diese Einkoppelung erfolgt mit einer Frequenz von ca. 3 Hz. Immer wenn auch nur ein einzelner Kanal der entsprechenden Detektoren keine Reaktion zeigt, werden für den entsprechenden Zeitbereich die Daten verworfen (Schnitt S13).

4.2.7 Qualität des Datennahmesystems

Um für die Analyse geeignete Daten zu selektieren, ist es ferner notwendig, die Zeitbereiche zu verwerfen, in denen das Datennahmesystem nicht zuverlässig gearbeitet hat. Wie bereits erwähnt, sind die Daten in Bursts von zehn Sekunden Länge unterteilt. Wenn innerhalb dieses zehn Sekunden Intervalls jedoch ein Spinflip des Targets stattfand, werden diese Bursts in drei Unterbursts geteilt:

1. Zeitraum, in dem der Spinzustand unverändert bleibt,
2. Zeitraum, in dem die Spinrichtung gerade umgeschaltet wird (typischerweise eine Sekunde),
3. Zeitraum, in dem das Target bereits stabil in der neuen Spinausrichtung arbeitet.

Somit kann die Länge der Bursts zwischen nahezu 0 s und ca. 10 s liegen. Burstlängen außerhalb dieses Bereichs sind ein deutlicher Hinweis, daß in der Datennahme Probleme aufgetreten sind. Diese werden aus der Datenanalyse ausgeschlossen (Schnitt S14).

Ein weiterer kritischer Faktor der Datennahme ist die Totzeit. Das Datennahmesystem kann nur eine bestimmte Anzahl von Ereignissen pro Sekunde auslesen. Wenn ein Trigger ausgelöst wird, während das letzte Ereignis gerade noch ausgelesen wird, kann das neue Ereignis nicht aufgenommen werden. Somit ist es möglich, daß sich die Zahl der generierten Trigger ($\mathrm{T_{gen}}$) von der Zahl der akzeptierten Trigger ($\mathrm{T_{akz}}$) unterscheidet. Die Totzeitkorrektur (Totkor) des Datennahmesystems beträgt:

$$\mathrm{Totkor} = 1 - \frac{\mathrm{T_{akz}}}{\mathrm{T_{gen}}} \,. \tag{4.1}$$

Die Totzeitkorrektur ist umso größer, je höher die Triggerrate ist, so daß diese vom Strahlstrom und den Untergrundbedingungen abhängt. Damit die notwendige Korrektur nicht zu groß wird, verwendet man nur Zeitbereiche, in denen die Totzeitkorrektur kleiner als 50% ist (Schnitt S15).

Außerdem ist zu beachten, daß die ersten Bursts eines jeden Runs und die letzten Bursts einer jeden HERA–Füllung verworfen werden müssen.

Zu Beginn eines jeden Runs werden einige Detektoren[3] initialisiert. Für einen kurzen Zeitraum sind diese Detektoren nicht voll betriebsbereit und deshalb werden die ersten Daten eines Runs verworfen (Schnitt S16).

Der letzte Burst einer HERA–Füllung muß verworfen werden, weil Informationen eines Bursts teilweise in dem darauffolgenden Burst mit abgespeichert werden. Da am Ende einer HERA–Füllung die Datennahme gestoppt wird, gehen diese Informationen für den letzten Burst verloren (Schnitt S17).

4.2.8 Qualität der Datenproduktion

Wie bereits in Abschnitt 2.4.2 erläutert, werden die Daten in einer Produktionskette zu μDSTs zusammengefaßt, in denen die gesamte zur Analyse notwendige Information enthalten ist. Wenn innerhalb dieser Produktionskette Fehler auftreten, welche die Datenanalyse beeinträchtigen könnten, werden die entsprechenden Zeitbereiche als 'schlecht' markiert. Beispiele für auftretende Fehler sind u. a. Synchronisationsprobleme von Slowcontrol–Daten und Ereignisdaten, Sprünge in der Numerierung der Bursts oder Sprünge in der Numerierung der Ereignisse. Um all diese Fehlerquellen auszuschließen, wird die in der Produktionskette generierte μDST Datenqualität verwendet (Schnitt S18).

In Tabelle 4.2 sind sämtliche verwendeten Schnitte nochmals zusammengefaßt.

4.2.9 Der Einfluß der Datenqualitätsschnitte

Für den gesamten Datensatz sind in Tabelle 4.3 die Einflüsse der jeweiligen in Abschnitt 4.2 diskutierten Schnitte aufgelistet. Es ist jeweils die Anzahl der Ereignisse und der Prozentsatz, getrennt nach oberer und unterer Detektorhälfte, angegeben, der aufgrund eines Schnitts verworfen wird. In der Spalte 'Gesamt' sind die absoluten Zahlen der verworfenen Ereignisse eingetragen, wohingegen in der Spalte 'Inkrementell' nur die Ereigniszahlen angegeben sind, die zusätzlich zu den bisher angewandten Schnitten als schlecht markiert wurden. Dies ist deutlich anhand des Schnitts auf α_0 und α_{R} zu erkennen. Obwohl im gesamten Datensatz 0.16 % außerhalb des geforderten Bereichs (siehe Schnitt S5) liegen, werden in der inkrementellen Liste durch diesen Schnitt keine Daten verworfen, da bereits der gesamte Anteil durch die geforderten Targetqualitätskriterien als schlecht markiert wurde. Die Anzahl der Ereignisse, die aufgrund des Schnittes auf das Targetbit verworfen werden ist mit ca. 2.5 % deutlich höher als aufgrund der reinen Umschaltezeit

[3]Ein Beispiel hierfür sind die hinteren Driftkammern BC1-4. Um Schwingungen der Elektronik zu vermeiden, werden die Schwellen zu Beginn eines jeden Runs auf einen sehr hohen Wert gesetzt und anschließend wieder auf den Arbeitspunkt zurückgefahren.

Tabelle 4.2: Überblick der verwendeten Datenqualitätsschnitte

S1	Logbuch Kontrolle	ok
S2	Targetbit	parallel oder antiparallel
S3	Target DQ	ok
S4	Targetpolarisation	$0 < P_{\rm BRP} \leq 1.5$
S5	Messung TGA	$\alpha_{\rm R} > 0$ und $\alpha_0 > 0$
S6	Strahlpolarisation	$30\,\% \leq P_{\rm Strahl} \leq 80\,\%$
S7	Strahlstrom	$5\,{\rm mA} < I_{\rm Strahl} < 50\,{\rm mA}$
S8	HV–Trips	keine
S9	VC DQ	ok
S10	Lumirate	$5\,{\rm Hz} < R_{\rm Lumi} < 60\,{\rm Hz}$
S11	Čerenkov DQ	ok
S12	TRD DQ	ok
S13	Defekte PMs	keine
S14	Burstlänge	$0\,{\rm s} <$ Burstlänge $\leq 11\,{\rm s}$
S15	Totzeitkorrektur	$0 < {\rm Totkor} \leq 0.5$
S16	Erster Burst pro Run	verwerfen
S17	Letzter Burst pro Fill	verwerfen
S18	μDST DQ	ok

des Targets zu erwarten wäre. Der Grund hierfür ist, daß in die hier vorgestellte Analyse auch Daten eingehen, die zur Messung der Bhabha–Asymmetrie genommen wurden. Während dieser Messungen wurde neben den Zuständen mit positiver und negativer Kernpolarisation ein weiterer Zustand mit Elektronenpolarisation in die Targetzelle injiziert. Die Zeitbereiche mit Elektronpolarisation wurden im Targetbit markiert und für die Analyse ausgeschlossen.

Im Datennahmezeitraum 1997 wurden insgesamt ca. 2.34 Millionen DIS Positronen aufgezeichnet. Von diesem Datensatz mußten aufgrund von Datenqualitätsschnitten knapp 25 % verworfen werden, so daß für die Analyse ca. 1.76 Millionen gute DIS Positronen verwendet werden konnten.

4.3 Das verwendete Binning in x und y

Um die funktionale Abhängigkeit der Spinstrukturfunktion g_1^p untersuchen zu können, verwendet man eine Unterteilung der Daten in 20 x-Bins. Für die Berechnung werden diese 20 x-Bins nochmals in bis zu drei y-Bins unterteilt. Die genauen Bingrenzen sind in Tabelle 6.1 angegeben. Der Grund hierfür liegt in der Berechnung von g_1/F_1 aus $A_{||}$,

	Gesamt		Inkrementell	
	oben	unten	oben	unten
Logbuch	17027 (1.50%)	17891 (1.49%)	17027 (1.50%)	17891 (1.49%)
Targetbit	28441 (2.50%)	30257 (2.52%)	26434 (2.32%)	28127 (2.34%)
Target DQ	59508 (5.23%)	63266 (5.27%)	50835 (4.47%)	53870 (4.48%)
Tpol	19591 (1.72%)	20744 (1.73%)	1655 (0.15%)	1783 (0.15%)
α_0	1809 (0.16%)	1923 (0.16%)	0 (0.00%)	0 (0.00%)
α_{R}	1804 (0.16%)	1932 (0.16%)	0 (0.00%)	0 (0.00%)
Strahlpol.	84683 (7.44%)	88081 (7.33%)	70900 (6.23%)	73433 (6.11%)
Strahlstrom	586 (0.05%)	642 (0.05%)	406 (0.04%)	440 (0.04%)
HV–Trips	17635 (1.55%)	15019 (1.25%)	14445 (1.27%)	11926 (0.99%)
VC DQ	35550 (3.12%)	37356 (3.11%)	32150 (2.83%)	33306 (2.77%)
Lumirate	44935 (3.95%)	47297 (3.94%)	30302 (2.66%)	33342 (2.78%)
Čerenkov DQ	2870 (0.25%)	4580 (0.38%)	2663 (0.23%)	4281 (0.36%)
TRD DQ + Kalib.	13098 (1.15%)	16250 (1.35%)	4797 (0.42%)	4851 (0.40%)
Defekte PMs	38776 (3.41%)	36874 (3.07%)	4923 (0.43%)	4100 (0.34%)
Burstlänge	9 (0.00%)	14 (0.00%)	5 (0.00%)	11 (0.00%)
Totzeitkor.	17527 (1.54%)	18550 (1.54%)	8859 (0.78%)	9483 (0.79%)
Erster Burst	21781 (1.91%)	23183 (1.93%)	16833 (1.48%)	17988 (1.50%)
Letzter Burst	291 (0.03%)	323 (0.03%)	47 (0.00%)	41 (0.00%)
μDST DQ	5166 (0.45%)	5705 (0.47%)	2516 (0.22%)	2805 (0.23%)
Gesamtzahl schlechter Ereignisse:			284797 (25.03%)	297678 (24.78%)
Gesamtzahl guter Ereignisse:			853133 (74.97%)	903619 (75.22%)
Gesamtzahl der Ereignisse:			1137930 (100.00%)	1201297 (100.00%)

Tabelle 4.3: Auswirkung der einzelnen Datenqualitätsschnitte

bei welcher der Depolarisationsfaktor eingeht, der wiederum stark von y abhängt. Somit wird eine Mittelung über einen zu großen Bereich in y vermieden. Die Erstellung des Binnings und die jeweiligen Bingrenzen hängen von verschiedenen Faktoren ab. Einerseits bedarf es natürlich einer großen Anzahl von Meßpunkten, um den funktionalen Verlauf möglichst gut beschreiben zu können. Andererseits ist man jedoch in der Statistik limitiert, wodurch bei einer zu feinen Unterteilung die Fehler der Einzelpunkte zu groß werden. Des weiteren muß man auch beachten, daß die Meßgenauigkeit des Detektors Grenzen hat. Deshalb ist es sinnvoll, die Größe der Bins mindestens so zu wählen, daß die Auflösung in dem entsprechenden kinematischen Bereich besser ist als die Ausdehnung des Bins. Um die Auflösungen zu bestimmen, wurde eine MC–Untersuchung durchgeführt. Aus den MC–Daten wird für jedes Bin einzeln der Unterschied zwischen den generierten und rekonstruierten Variablen berechnet. In Abbildung 4.2 ist die Verteilung für x und y für das Bin (ix=14, iy=1) gezeigt. Bei den meisten Ereignisse sind

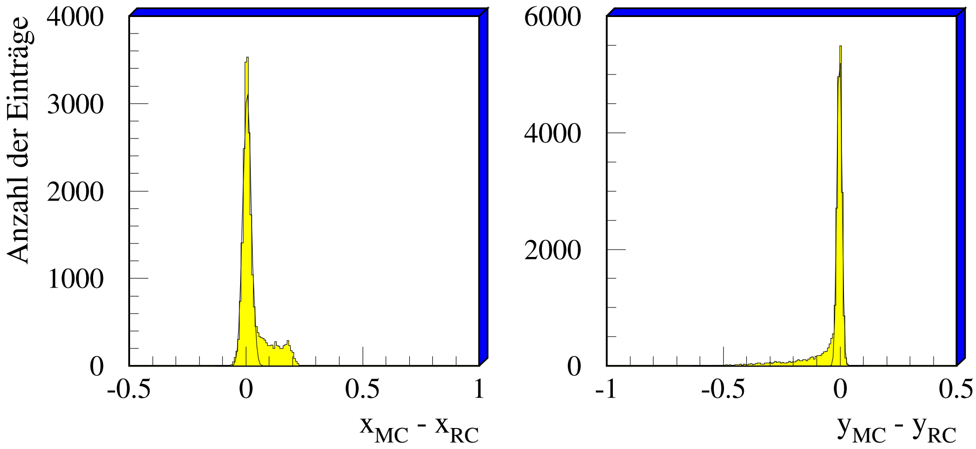


Abbildung 4.2: Für das Bin (ix=14, iy=1) ist die Auflösung in x und y dargestellt.

rekonstruierte und generierte Variable nahezu gleich. Deshalb weisen beide Verteilungen einen deutlichen Peak bei Null auf, dessen Breite auf Vielfachstreuung und die Detektorauflösung zurückzuführen ist. Dieser Peak wird mit einer Gaußkurve angefittet und die Breite dieser Verteilung gibt die Auflösung an. Die jeweiligen Ausläufer bei $x_\mathrm{MC} > x_\mathrm{RC}$ bzw. $y_\mathrm{MC} < y_\mathrm{RC}$ sind auf Bremsstrahlung zurückzuführen. Dabei verliert das gestreute Teilchen Energie und die im Detektor rekonstruierte Energie ist kleiner als die generierte, weshalb x bzw. y zu klein bzw. zu groß rekonstruiert werden. Diese Bremsstrahlungsausläufer werden allerdings bei der Berechnung der Auflösung nicht berücksichtigt und die angegebenen Werte beinhalten ausschließlich die Effekte der Vielfachstreuung und Detektorauflösung.

In Abbildung 4.3 ist die jeweilige Auflösung des Detektors in x und y für das verwendete Binning gezeigt. Man erkennt, daß die meisten Daten in dem Bin analysiert werden, in dem sie auch generiert wurden, da die Auflösung in x und y überall besser als die Größe der Bins ist. Somit werden die Korrekturen minimiert. Des weiteren sind in Abbildung 4.3 die verwendeten Schnitte eingetragen, die im folgenden, unterteilt in kinematische und geometrische Schnitte, näher erläutert werden:

- $Q^2 > 0.8\,\mathrm{GeV}^2$
  Die Variable Q^2 ist ein Maß für die Auflösung des virtuellen Photons. Der Q^2 Schnitt garantiert, daß die Daten im Rahmen des Quarkmodels interpretiert werden können.

- $W^2 > 3.24\,\mathrm{GeV}^2$
  Die kinematische Variable W^2 gibt die Masse des hadronischen Endzustands an. Um den Resonanzbereich auszuschließen, in dem der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt und die Asymmetrie stark variieren, wurde ein W–Schnitt von 1.8 GeV gewählt [E61:75], da oberhalb dieses Bereichs keine nennenswerten Resonanzen beobachtet werden.

- $0.1 < y < 0.85$
  Die obere Grenze des y-Bereichs wurde gewählt, da die QED Strahlungskorrekturen oberhalb dieser Grenze sehr groß werden. Der y Schnitt bei 0.1 ist notwendig, da in diesem Bereich die Auflösungen sehr schlecht sind. Um die oben diskutierte Bedingung zu erfüllen, daß die Auflösung innerhalb eines Bins besser ist als die Breite des Bins, werden nur Ereignisse mit $0.1 < y$ verwendet.

Neben diesen kinematischen Schnitten sind in Abbildung 4.3 auch die von der Detektorakzeptanz vorgegebenen geometrischen Schnitte eingezeichnet:

- $|\Theta_y| > 40\,\mathrm{mrad}$
  Da der minimale vom Spektrometer akzeptierte Streuwinkel von der Position der Wechselwirkung in der Targetzelle abhängt, verwendet man einen minimalen $|\Theta_y|$ Schnitt, um bei kleinen Streuwinkeln eine Korrelation zwischen Streuwinkel und Wechselwirkungspunkt in der Targetzelle zu vermeiden.

- $-18\,\mathrm{cm} < z_{\mathrm{vertex}} < 18\,\mathrm{cm}$
  Obwohl die HERMES–Targetzelle eine Länge von 40 cm hat, verwendet man keine Ereignisse, die aus dem äußersten Bereich der Targetzelle stammen. Der Grund hierfür ist, daß sich kurz vor dem Target ein fest installierter Kollimator befindet, an dessen Material Schauerereignisse stattfinden, die das Resultat verfälschen würden.

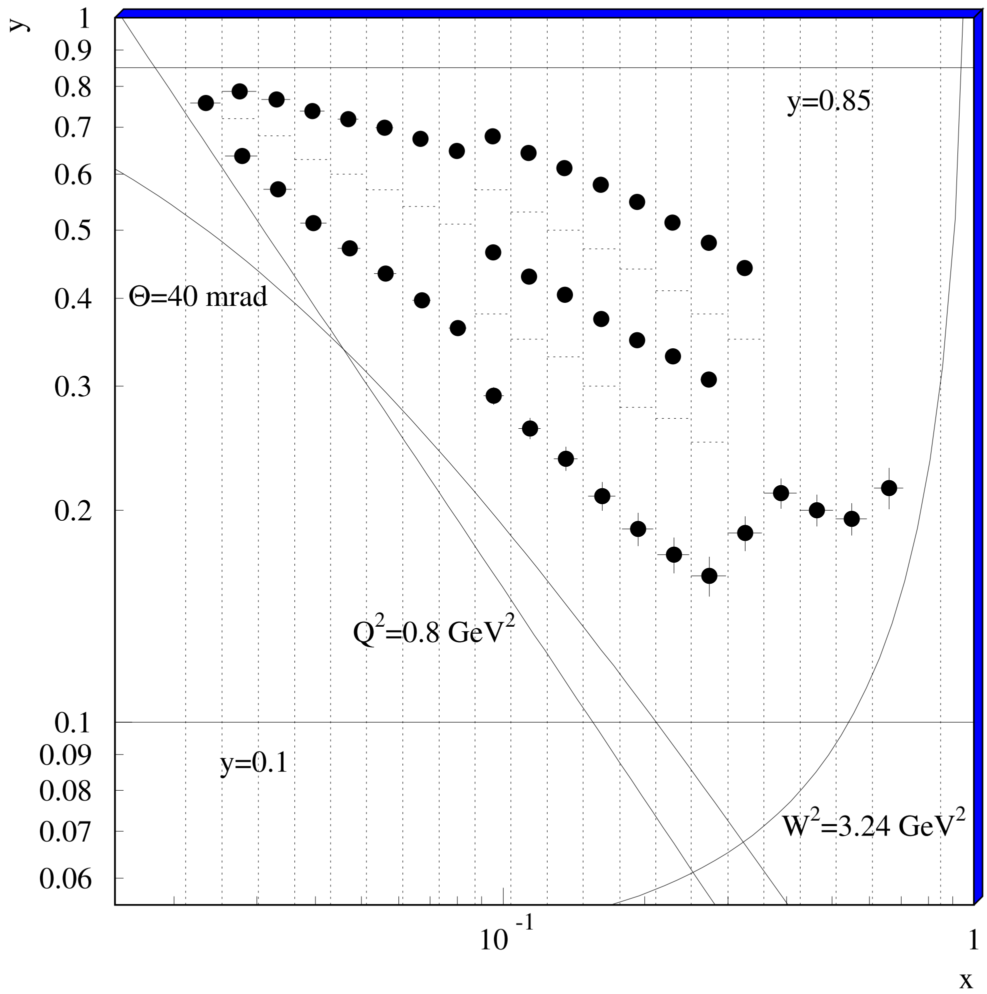


Abbildung 4.3: Für das verwendete Binning in x und y sind hier die Auflösungen pro Bin angegeben. Des weiteren sind die kinematischen und geometrischen Schnitte eingezeichnet.

Um diese Klasse von Ereignissen sicher zu entfernen, wird der z_{vertex}–Schnitt verwendet.

4.4 Bestimmung der experimentellen Asymmetrie $A_{||}$

In diesem Kapitel wird die Berechnung der Asymmetrie $A_{||}$ aus den experimentellen Daten diskutiert. Diese kann nach Gleichung (1.27) aus den polarisierten Wirkungsquerschnitten $\sigma^{\rightleftarrows}$ und $\sigma^{\rightrightarrows}$ berechnet werden. Um die polarisierten Wirkungsquerschnitte einzeln zu bestimmen, ist jedoch eine absolute Normierung notwendig, welche mit einem großen Fehler behaftet wäre. Aus diesem Grund bestimmt man die Asymmetrie aus den Zählraten für die beiden unterschiedlichen Spinstellungen:

$$N^{\rightrightarrows} = \int_{\rightrightarrows} \sigma_0 \mathcal{A}(t)\mathcal{E}(t)\mathcal{L}(t)\left[1 - P_t(t)P_b(t)A_{||}\right] dt \tag{4.2}$$

$$N^{\rightleftarrows} = \int_{\rightleftarrows} \sigma_0 \mathcal{A}(t)\mathcal{E}(t)\mathcal{L}(t)\left[1 + P_t(t)P_b(t)A_{||}\right] dt. \tag{4.3}$$

Hierbei ist σ_0 der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt, $\mathcal{A}(t)$ die Detektorakzeptanz, $\mathcal{E}(t)$ die Detektoreffizienz, $\mathcal{L}(t)$ die Luminosität, $P_t(t)$ die Targetpolarisation und $P_b(t)$ die Strahlpolarisation. Unter der sicherlich berechtigten Annahme, daß die Detektorakzeptanz nicht von der Zeit und der Spinstellung abhängt, kann man diese vor das Integral ziehen. Aber auch die Detektoreffizienz variiert nur sehr schwach mit der Zeit und ist sicher unabhängig von der Spinstellung. In Abbildung 2.12 ist die Effizienz der Spurfindung für die FCs (links) und BCs (rechts) gegen die einzelnen Runs des gesamten Datennahmezeitraums aufgetragen. Man sieht, daß die Effizienz über die gesamte Zeit sehr stabil ist. Die einzelnen Ausreißer resultieren aus HV Trips, die jedoch ohnehin nicht in die Analyse eingehen. Am Ende des Datennahmezeitraums ist, aufgrund einer defekten Drahtebene[4], die Effizienz der Spurfindung der BCs leicht reduziert. Diese leichte Abnahme auf ca. 98 % hat keinen Einfluß auf die Analyse.

Somit kann auch die Detektoreffizienz vor das Integral gezogen werden:

$$N^{\rightrightarrows} = \mathcal{A}\mathcal{E}\sigma_0 \int_{\rightrightarrows} \mathcal{L}(t)\left[1 - P_t(t)P_b(t)A_{||}\right] dt \tag{4.4}$$

$$N^{\rightleftarrows} = \mathcal{A}\mathcal{E}\sigma_0 \int_{\rightleftarrows} \mathcal{L}(t)\left[1 + P_t(t)P_b(t)A_{||}\right] dt. \tag{4.5}$$

Die Anzahl der Ereignisse für die jeweiligen Spinstellungen in einem Burst berechnet sich daraus wie folgt:

$$n_i^{\rightrightarrows} = \mathcal{A}\mathcal{E}\sigma_0 \mathcal{L}_i^{\rightrightarrows}\left[1 - (P_tP_b)_i^{\rightrightarrows} A_{||}\right] \tag{4.6}$$

$$n_i^{\rightleftarrows} = \mathcal{A}\mathcal{E}\sigma_0 \mathcal{L}_i^{\rightleftarrows}\left[1 + (P_tP_b)_i^{\rightleftarrows} A_{||}\right]. \tag{4.7}$$

[4]Während der Winterpause 1997/98 konnte diese Ebene repariert werden. Für den Datennahmezeitraum 1998 lag die Effizienz wieder bei nahezu 100 %.

Hierbei ist $\mathcal{L}_i^{\rightrightarrows(\rightleftarrows)}$ die gemessene Luminosität in dem jeweiligen Burst und $(P_tP_b)_i^{\rightrightarrows(\rightleftarrows)}$ das gemessene Produkt aus Target– und Strahlpolarisation. Unter Verwendung folgender Notation

$$N^{\rightrightarrows(\rightleftarrows)} = \sum_i n_i^{\rightrightarrows(\rightleftarrows)} \tag{4.8}$$

$$L^{\rightrightarrows(\rightleftarrows)} = \sum_i \mathcal{L}_i^{\rightrightarrows(\rightleftarrows)} \tag{4.9}$$

$$P^{\rightrightarrows(\rightleftarrows)} = \sum_i (\mathcal{L}_i(P_tP_b)_i)^{\rightrightarrows(\rightleftarrows)} \tag{4.10}$$

erhält man für die Asymmetrie

$$A_{||} = \frac{N^{\rightleftarrows}L^{\rightrightarrows} - N^{\rightrightarrows}L^{\rightleftarrows}}{N^{\rightleftarrows}P^{\rightrightarrows} + N^{\rightrightarrows}P^{\rightleftarrows}}. \tag{4.11}$$

Der statistische Fehler der Asymmetrie berechnet sich aus den Zählraten der jeweiligen Spinstellungen nach:

$$\begin{aligned} \delta A_{||} &= \sqrt{\left(\frac{\delta A_{||}}{\delta N^{\rightrightarrows}}\delta N^{\rightrightarrows}\right)^2 + \left(\frac{\delta A_{||}}{\delta N^{\rightleftarrows}}\delta N^{\rightleftarrows}\right)^2} \\ &= \frac{L^{\rightrightarrows}P^{\rightleftarrows} + L^{\rightleftarrows}P^{\rightrightarrows}}{\left(N^{\rightleftarrows}P^{\rightrightarrows} + N^{\rightrightarrows}P^{\rightleftarrows}\right)^2}\sqrt{\left(N^{\rightrightarrows}\right)^2 N^{\rightleftarrows} + \left(N^{\rightleftarrows}\right)^2 N^{\rightrightarrows}}. \end{aligned} \tag{4.12}$$

4.5 Korrekturen der Asymmetrie

Zur Bestimmung der wahren Asymmetrie muß die im letzten Abschnitt berechnete experimentelle Asymmetrie auf verschiedene Effekte korrigiert werden. Diese Korrekturen werden in dem nun folgenden Abschnitt erläutert.

4.5.1 Untergrundkorrekturen

Die aus den Zählraten der Positronen für die beiden Spinrichtungen bestimmte experimentelle Asymmetrie $A_{||}$ muß auf den vorhandenen Untergrund korrigiert werden. Es gibt zwei Hauptbeiträge, die eine Verunreinigung des Positron–Datensatzes bewirken:

1. Ladungssymmetrische Prozesse:
   In sekundären Prozessen können Positronen entstehen, die nicht von den primär gestreuten inklusiven Positronen unterschieden werden können. Die Hauptursache

für die Erzeugung solcher sekundären Positronen ist Photokonversion. Die Photonen ihrerseits entstehen hauptsächlich in Bremsstrahlungsprozessen und dem Zerfall von produzierten π^0–Mesonen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$).

Da die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung von Positronen und Elektronen bei derartigen Ereignissen gleich ist, spricht man von ladungssymmetrischen Prozessen. Das HERMES–Spektrometer wurde so gebaut, daß sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für Positronen und Elektronen nicht unterscheidet. Somit besteht die Möglichkeit, durch Subtraktion der entstandenen Elektronen, die nicht zu unterscheidenden Sekundärpositronen vom Datensatz der primär gestreuten Positronen zu trennen. Das Verhältnis der Anzahl der Elektronen zu der Anzahl der Positronen ist in Abbildung 4.4 als Funktion von x dargestellt. Dieses Verhältnis beträgt bei kleinen Werten von x bis zu 7 % und verschwindet für große Werte von x.

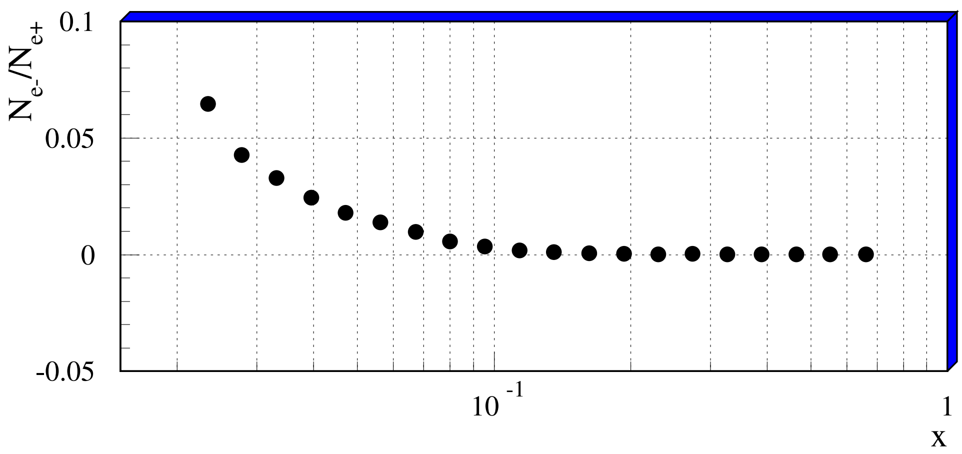


Abbildung 4.4: Das Verhältnis der Anzahl der Elektronen zu der Anzahl der Positronen als Funktion von x.

2. Fehlidentifikation von Hadronen:
Neben dem ladungssymmetrischen Untergrund gibt es noch eine zweite Quelle für eine Kontamination des Positron–Datensatzes. Trotz einer sehr zuverlässigen PID gibt es eine bestimmte Wahrscheinlichkeit, daß ein positives Hadron fälschlicherweise für ein Positron gehalten wird [Has:99]. Aus einem Fit an die PID Verteilung wird für jedes der 42 x–y–Bins die Hadronkontamination berechnet (vgl. Abb. 4.5).

Hierbei wird ein exponentieller Abfall der Hadronenverteilung im Überlappbereich

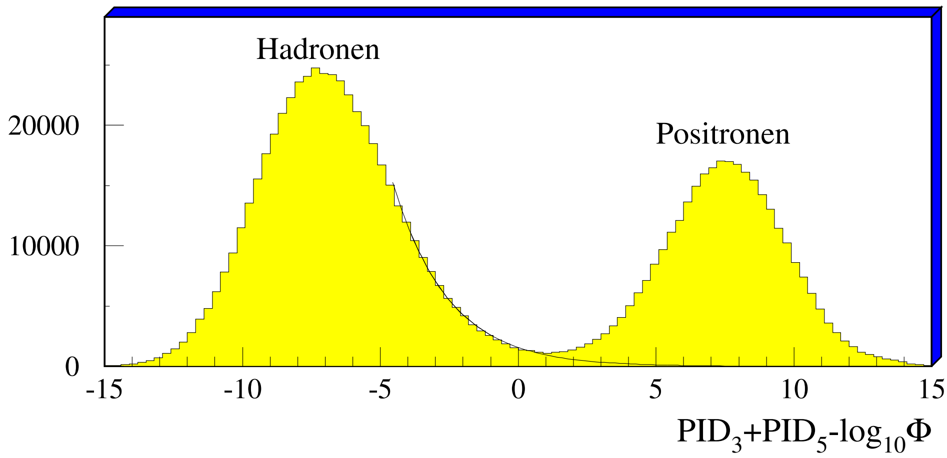


Abbildung 4.5: Die PID Verteilung für Hadronen und Positronen.

angenommen. Entsprechendes gilt natürlich auch für negative Hadronen.

Die Kontamination des Positron–Datensatzes mit positiven Hadronen liegt über den ganzen x–Bereich bei maximal 1 % und ist in Abbildung 4.6 gezeigt.

Da Hadronen jedoch eine andere Asymmetrie aufweisen als die Positronen, ist es notwendig, nicht nur deren Anzahl vom Datensatz zu subtrahieren, sondern auch das Verhältnis der Asymmetrien zu berücksichtigen.

In der nun folgenden Betrachtung werden der Einfachheit halber lediglich die Zählratenasymmetrien betrachtet. Die Argumentation und die Ergebnisse wären analog, wenn man zusätzlich die veränderlichen Luminositäten und Polarisationen berücksichtigen würde.

Die in der Analyse bestimmte Anzahl der Positronen N setzt sich aus den Anteilen der echten DIS Positronen D und der Kontamination aus ladungssymmetrischen Prozessen P_+ und fehlidentifizierten positiven Hadronen H_+ zusammen:

$$N = D + P_+ + H_+. \tag{4.13}$$

Die Anzahl der gemessenen Elektronen E ist die Summe aus den Elektronen P_-, die in ladungssymmetrischen Prozessen entstehen und den falsch identifizierten negativen Ha-

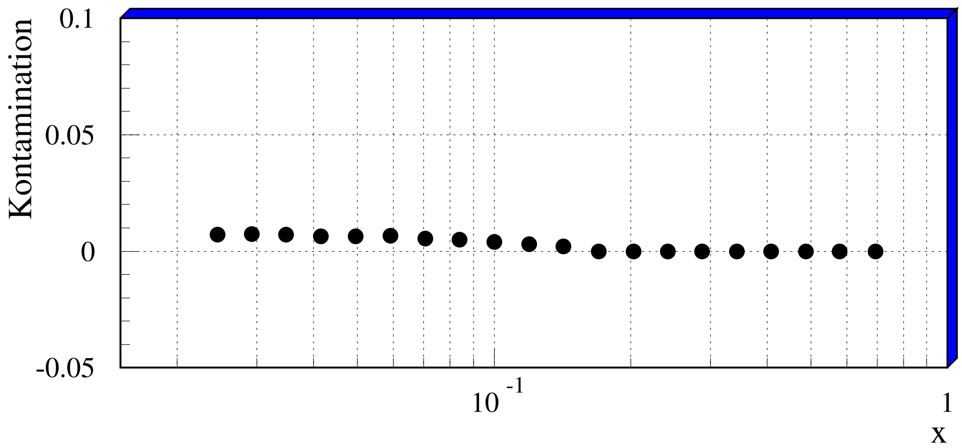


Abbildung 4.6: Der Anteil falsch identifizierter positiver Hadronen im Positron–Datensatz als Funktion von x.

dronen H_-:

$$E = P_- + H_-. \tag{4.14}$$

Den Hauptanteil der Kontamination bilden die ladungssymmetrischen Prozesse. Da die Anzahl der Elektronen und Positronen, die in ladungssymmetrischen Prozessen entstanden sind, gleich ist, $P_+ = P_-$, ist die Subtraktionsmethode sehr gut geeignet, diesen Untergrund zu korrigieren. Dazu wird pro Bin die Anzahl der gemessenen Elektronen von der Gesamtanzahl der Positronen subtrahiert:

$$S = N - E = D + H_+ - H_-. \tag{4.15}$$

Die Zählrate S nach Subtraktion enthält somit nur noch die wahren tiefinelastischen Positronen und die Hadronen. Die aus dieser Zählrate berechnete Asymmetrie läßt sich schreiben als

$$A_S = \frac{S^{\leftrightarrows} - S^{\rightrightarrows}}{S^{\leftrightarrows} + S^{\rightrightarrows}} = \frac{(D^{\leftrightarrows} - D^{\rightrightarrows}) + (H_+^{\leftrightarrows} - H_+^{\rightrightarrows}) - (H_-^{\leftrightarrows} - H_-^{\rightrightarrows})}{(D^{\leftrightarrows} + D^{\rightrightarrows}) + (H_+^{\leftrightarrows} + H_+^{\rightrightarrows}) - (H_-^{\leftrightarrows} + H_-^{\rightrightarrows})}. \tag{4.16}$$

Die untergrundkorrigierte Asymmetrie

$$A_{||}^{\mathrm{Ug}} = \frac{D^{\leftrightarrows} - D^{\rightrightarrows}}{D^{\leftrightarrows} + D^{\rightrightarrows}} \tag{4.17}$$

erhält man aus A_S nach:

$$A_{||}^{\mathrm{Ug}} = A_S \left(\frac{1 - h_+ \frac{A_+}{A_S} + h_- \frac{A_-}{A_S}}{1 - h_+ + h_-} \right) . \tag{4.18}$$

Hierbei gehen die Hadronasymmetrien

$$A_\pm = \frac{H_\pm^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} - H_\pm^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}}{H_\pm^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} + H_\pm^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}} \tag{4.19}$$

und die Hadronkontaminationen

$$h_\pm = \frac{H_\pm^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} + H_\pm^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}}{S^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} + S^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}} \tag{4.20}$$

ein. Es sei noch auf einige Besonderheiten der Korrektur (4.18) hingewiesen. Für den Fall, daß die Hadronasymmetrien gleich der gemessenen Asymmetrie A_S sind, verschwindet der gesamte Korrekturterm, so daß die gemessene Asymmetrie der korrigierten entspricht. Wenn die Hadronasymmetrien andererseits verschwinden würden ($A_\pm = 0$), sind die Hadronen wie eine Verdünnung durch unpolarisierte Ereignisse zu behandeln. Hierbei ist zu beachten, daß die Vorzeichen der positiven und negativen Hadronkorrektur unterschiedlich sind. Das heißt, daß sich die beiden Anteile aufheben, wenn die Hadronasymmetrien und die Hadronkontaminationen für positive und negative Teilchen gleich sind. Wenn man die Zählraten von klar identifizierten negativen und positiven Hadronen untersucht, stellt man jedoch fest, daß ihr Verhältnis H_-/H_+ von der Bjorkenschen Skalenvariablen x abhängt und für den relevanten Bereich kleiner Werten von x bei ca. 0.75 liegt. Die genauen Werte sind in Tabelle 6.2 angegeben. Die Hadronasymmetrien wurden ebenfalls aus dem Datensatz von klar identifizierten Hadronen bestimmt. In Abbildung 4.7 sieht man, daß die Asymmetrie für positive und negative Hadronen kleiner ist als die Asymmetrie der Positronen. In dem Bereich großer Werte von x, was kleinen Werten von ν entspricht, sind die Fehler der Hadronasymmetrien sehr groß, da die Zählraten von Hadronen mit hohen Energien sehr gering sind.

Bei der Berücksichtigung dieser Untergrundkorrektur muß man jedoch beachten, daß diese den statistischen Fehler der Asymmetrie verändert, da nicht nur die Zählrate der gemessenen Positronen, sondern auch die der Elektronen eingeht:

$$\begin{aligned} \delta A_{||} &= \sqrt{\left(\frac{\delta A_{||}}{\delta N^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}}\delta N^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}\right)^2 + \left(\frac{\delta A_{||}}{\delta E^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}}\delta E^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}\right)^2 + \left(\frac{\delta A_{||}}{\delta N^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}}}\delta N^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}}\right)^2 + \left(\frac{\delta A_{||}}{\delta E^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}}}\delta E^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}}\right)^2} \qquad (4.21) \\ &= \frac{L^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}} P^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} + L^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} P^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}}{\left(N^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} P^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}} + N^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}} P^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}}\right)^2} \sqrt{\left(N^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}\right)^2 \left(N^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} + E^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}}\right) + \left(N^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}}\right)^2 \left(N^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}} + E^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}\right)} . \end{aligned}$$

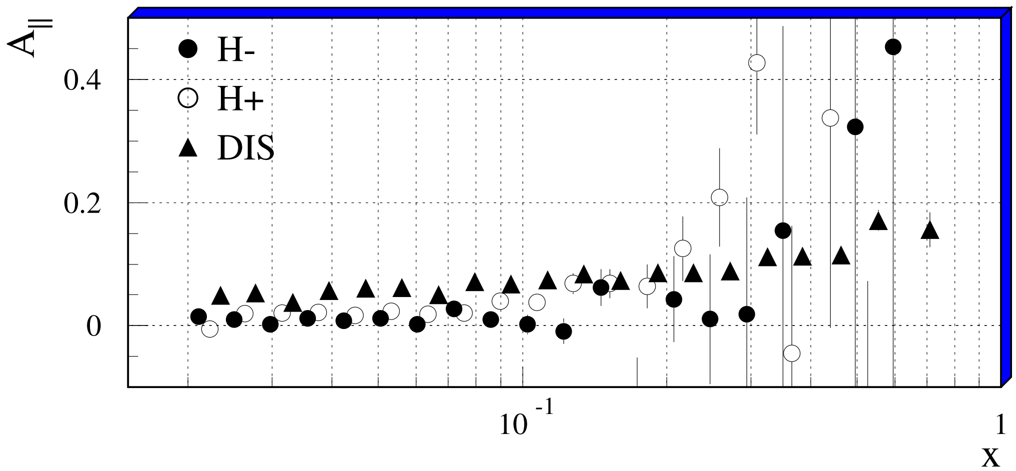


Abbildung 4.7: Die Asymmetrie für DIS Positronen und positive und negative Hadronen als Funktion von x.

4.5.2 Kinematische Verschmierung

Produktion von MC–Daten

Um die Auswirkung von Detektor- oder Binningseffekten auf die physikalischen Ergebnisse, wie in diesem Fall die experimentelle Asymmetrie, zu bestimmen, müssen Monte–Carlo (MC)–Untersuchungen herangezogen werden.

Zur Bestimmung der Korrekturen in dieser Analyse wurde ein Datensatz von 80 Millionen inklusiven MC–Ereignissen generiert. Bei diesem Datensatz wurden ausschließlich die Spuren der tiefinelastisch gestreuten primären Positronen berechnet (vgl. Abschnitt 2.4.3). Alle weiteren entstandenen Teilchen wurden aus Gründen der Produktionsgeschwindigkeit verworfen. Des weiteren wurden zeitaufwendige Schritte, wie die Berechnung der Strahlungskorrekturen oder die Clustergeneration der Teilchen im Kalorimeter nicht durchgeführt. In Tabelle 4.4 sind die wichtigsten Parameter der MC–Generation zusammengefaßt. Erst mit diesen Einschränkungen war es möglich, in vertretbarer Zeit diese große Datenmenge zu generieren, auf deren Grundlage die Untersuchungen über die Einflüsse der Detektorakzeptanz, der Vielfachstreuung am Detektormaterial und der Unterteilung der kinematischen Ebene in 42 Bins erfolgten.

Tabelle 4.4: Aufstellung der wichtigsten Parameter der MC–Generation

Allgemeine Einstellungen:	Generator	DIS
	Hadrongeneration	Nein
	Strahlungskorr.	Nein
Strukturfunktionen:	g_1/F_1	Fit an Weltdaten
	R	R1990–Parametrisierung [WRB$^+$:90]
	F_2^{p}	F_2^{p}–NMC–Parametrisierung [NMC:95]
Kinematische Schnitte:	$Q^2[\mathrm{GeV}^2]$	$0.5 \leq Q^2 \leq 25.0$
	x	$0.0 \leq x \leq 1.0$
	y	$0.0 \leq y \leq 1.0$
	$W^2 \quad [\mathrm{GeV}^2]$	$1.5 \leq W^2 \leq 60.0$
	Streuwinkel vert. [rad]	$0.037 \leq \Theta_{\mathrm{y}} \leq 0.150$
	Streuwinkel hor. [rad]	$0.0 \leq \Theta_{\mathrm{x}} \leq 0.180$
Detektorauflösung:	VC1 oben	71 μm
	VC1 unten	93 μm
	VC2 oben	81 μm
	VC2 unten	93 μm
	DVC	220 μm
	FC	250 μm
	BC1/2	270 μm
	BC3/4	290 μm

Analyse von MC–Daten

Der Vorteil der Untersuchung von MC–Daten ist, daß man sowohl auf die Information der generierten als auch auf die Information der daraus rekonstruierten Ereignisse zugreifen kann. Der Unterschied zwischen generierter und rekonstruierter Kinematik ist hauptsächlich auf die Wechselwirkung der gestreuten Teilchen mit dem Detektormaterial zurückzuführen. Dabei verlieren die gestreuten Teilchen einen Teil ihrer Energie, so daß im Detektor eine zu niedrige Energie gemessen wird. Zusätzlich wird durch Vielfachstreuung der Teilchen der Streuwinkel verfälscht. Diese Effekte werden als 'kinematisches Smearing' bezeichnet. Weiterhin hat der Detektor eine endliche Auflösung und Effizienz, wodurch ebenfalls die Kinematik verfälscht wird und einige Spuren überhaupt nicht gefunden werden.

Aus den MC–Daten ist es aber möglich, den Einfluß dieser Effekte auf die Asymmetrie zu bestimmen und Korrekturen zu berechnen, die es ermöglichen, aus den verschmierten gemessenen Daten die wahre Asymmetrie zu extrahieren. Dazu vergleicht man die Asymmetrie für die generierten und rekonstruierten Ereignisse mit derjenigen Asymmetrie, die als Parametrisierung in die Generation der MC–Daten eingegangen ist. Dabei werden im weiteren folgende Bezeichnungen gewählt:

1. Die Ausgangsasymmetrie $A_{||}^{\mathrm{gen}}$ ist diejenige Parametrisierung, welche bei der Produktion der MC–Ereignisse eingegangen ist.

2. Die Asymmetrie $A_{||}^{\mathrm{MC}}$ wird aus allen generierten Ereignissen mit der generierten Kinematik berechnet.

3. Die Asymmetrie $A_{||}^{\mathrm{MCRC}}$ wird aus allen rekonstruierten Spuren unter Verwendung der generierten Kinematik berechnet.

4. Die Asymmetrie $A_{||}^{\mathrm{RC}}$ wird aus allen rekonstruierten Spuren unter Verwendung der rekonstruierten Kinematik berechnet.

Die notwendige Gesamtkorrektur, welche auf die gemessenen Daten des HERMES–Experiments angewendet werden muß, kann in folgende Einzelkorrekturen unterschieden werden:

- Bingrößen/Binzentrums Korrekturen (BSC für bin size and center correction): Aufgrund einer nichtlinearen Gewichtsverteilung innerhalb eines Bins kann der gemessene Wert $A_{||}^{\mathrm{MC}}$der Asymmetrie von demjenigen der verwendeten Parametrisierung $A_{||}^{\mathrm{gen}}$an dem gewichteten Mittelwert des Bins abweichen [LW:94]. Um die funktionale Abhängigkeit der Asymmetrie richtig zu beschreiben, ist es somit notwendig, entweder die Asymmetrie zu korrigieren oder die x–Position, an der der Meßwert eingetragen wird, so zu verschieben, daß der gemessene Asymmetriewert auf der generierten Verteilung liegt. Diese beiden Korrekturmethoden sind gleichermaßen geeignet, um die zur Generation verwendete Parametrisierung zu reproduzieren. Jedoch ist zu beachten, daß eine Korrektur des Asymmetriewerts die eigentliche Meßgröße ändert, weshalb die Korrektur der Variablen x zu bevorzugen wäre. Jedoch stellt sich im vorliegenden speziellen Fall folgendes Problem: Aufgrund der starken Abhängigkeit des Depolarisationsfaktors von der kinematischen Variablen y wurden viele x–Bins zusätzlich in y–Bins unterteilt. Die Korrektur auf $A_{||}$ wird in diesen 42 x–y–Bins berechnet und somit würde man für die in y unterteilten x–Bins unterschiedliche mittlere x–Werte erhalten. Beim anschließenden Zusammenfassen der y–Bins müßte man daher einen neuen mittleren x–Wert berechnen. Um das zu umgehen, werden aus den Daten für die 20 x–Bins (ohne Berücksichtigung der Unterteilung in y) die mittleren x–Werte bestimmt, die für alle Unterbins verwendet werden. Die jeweiligen mittleren y–Werte werden für alle 42 x–y–Bins getrennt bestimmt. Für diese festgelegten ($\langle x_{\mathrm{RC}}\rangle$,$\langle y_{\mathrm{RC}}\rangle$) Zentralwerte, an denen die Datenpunkte eingetragen werden, bestimmt man zunächst die Korrekturen. Die BSC berechnet sich aus dem Unterschied der Ausgangsparametrisierung der Asymmetrie und der tatsächlich aus dem MC extrahierten Asymmetrie nach

$$\delta_\mathrm{BSC} = \frac{A_{||}^\mathrm{gen}}{A_{||}^\mathrm{MC}}. \tag{4.22}$$

- Akzeptanzkorrektur:
  Die Akzeptanzkorrektur (ACC für Acceptance) beschreibt denjenigen Anteil, um den sich die Asymmetrie verändert, wenn man den Unterschied zwischen allen generierten Spuren und den rekonstruierten Spuren für die generierte Kinematik betrachtet. Es gibt zwei Ursachen für eine unterschiedliche Anzahl von generierten und rekonstruierten Spuren. Einerseits wird in der MC–Generation in einem geometrischen Bereich simuliert, der größer ist als die geometrische Akzeptanz des Detektors. Es können also nicht alle generierten Spuren rekonstruiert werden, da einige außerhalb der aktiven Fläche der Detektoren liegen. Andererseits wird eine realistische Detektoreffizienz gewählt, was zur Folge hat, daß ein kleiner Teil der vorhandenen Spuren nicht gefunden wird. Der Effekt der Akzeptanz auf die Asymmetrie kann aus den MC–Daten direkt bestimmt werden, indem man die berechnete Asymmetrie für alle generierten Spuren und die Asymmetrie für die rekonstruierten Spuren mit generierter Kinematik vergleicht,

$$\delta_\mathrm{ACC} = \frac{A_{||}^\mathrm{MC}}{A_{||}^\mathrm{MCRC}}. \tag{4.23}$$

- Smearing:
  Das Smearing (SM) berücksichtigt den Beitrag der kinematischen Verschmierung im Detektor. In der Gesamtkorrektur trägt das Smearing den größten Anteil bei. Die Auswirkung der kinematischen Verschmierung auf die Asymmetrie kann leicht veranschaulicht werden. Aufgrund der zu niedrigen rekonstruierten Energie im Detektor werden Ereignisse von großen Werten von x zu kleineren verschoben. Da die Asymmetrie aber stetig mit x zunimmt, werden somit Ereignisse mit großer Asymmetrie in Bereiche mit kleiner Asymmetrie verschoben. Die berechnete Gesamtasymmetrie bei kleinen Werten von x wird somit größer sein als erwartet. Bei großen Werten von x wird keine nennenswerte Änderung zu erwarten sein, da kaum neue Ereignisse mit unterschiedlicher Asymmetrie in diesen Bereich verschoben werden. Aus den verwendeten MC–Daten erhält man die Smearingkorrektur, indem man für rekonstruierte Spuren das Verhältnis der Asymmetrien mit generierter und rekonstruierter Kinematik bestimmt,

$$\delta_\mathrm{SM} = \frac{A_{||}^\mathrm{MCRC}}{A_{||}^\mathrm{RC}}. \tag{4.24}$$

In Abbildung 4.8 sind die drei MC–Korrekturen eingezeichnet. Die BSC und Akzeptanzkorrektur liegen im Bereich von 1-3 %, während die Smearingkorrektur mit bis zu 8 % für kleine Werte von x den größten Beitrag zur MC–Korrektur liefert. Aufgrund des großen MC–Datensatzes sind die statistischen Fehler der Korrekturen gering und brauchen im weiteren nicht berücksichtigt zu werden.

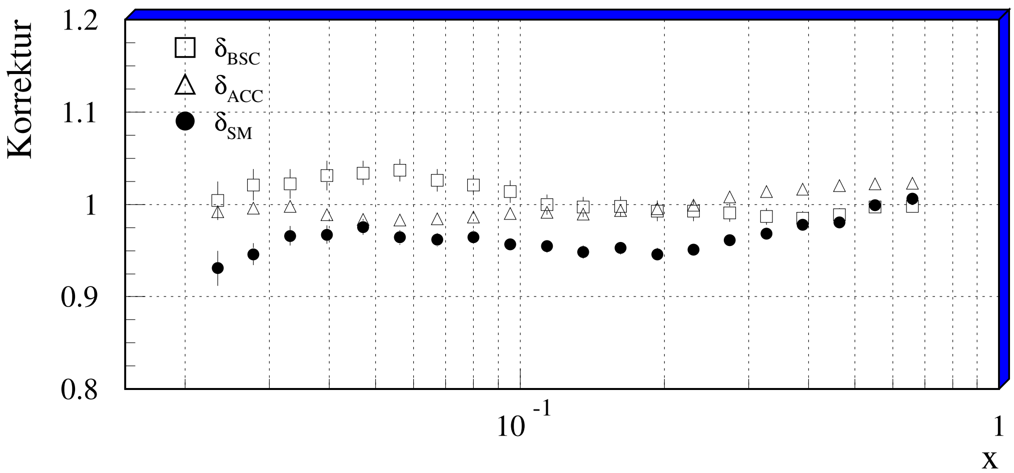


Abbildung 4.8: Die einzelnen Beiträge zur MC–Korrektur sind als Funktion von x aufgetragen. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben die statistischen Fehler an.

- Totale Korrektur:
  Die totale MC–Korrektur setzt sich aus den oben genannten Beiträgen zusammen. Die Einzelkorrekturen wurden so definiert, daß sich die Gesamtkorrektur als Produkt der Einzelkorrekturen berechnen läßt:

$$\delta_{\mathrm{MC}} = \delta_{\mathrm{BSC}}\delta_{\mathrm{ACC}}\delta_{\mathrm{SM}} = \frac{A_{\|}^{\mathrm{gen}}}{A_{\|}^{\mathrm{RC}}}. \tag{4.25}$$

  Mittels dieser Gesamtkorrektur (vgl. Abb. 4.9 und Tab. 6.3) ist es nun möglich, aus der verschmierten, im Experiment gemessenen Asymmetrie die korrigierte Asymmetrie zu berechnen:

$$A_{\|}^{\mathrm{korr}} = \delta_{\mathrm{MC}} A_{\|}^{\mathrm{Daten}}. \tag{4.26}$$

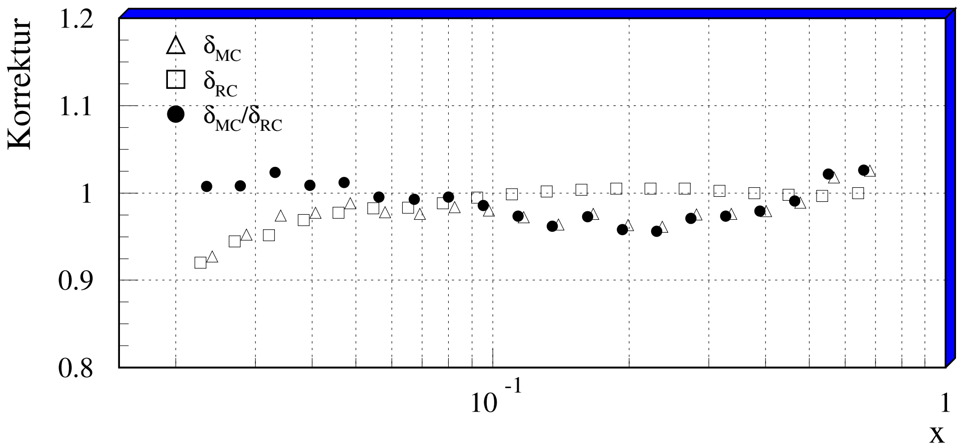


Abbildung 4.9: Die totale MC–Korrektur und die Strahlungskorrektur als Funktion von x. Zusätzlich ist der Quotient aus beiden Korrekturen angegeben.

Durch diese Korrektur wird der funktionale Verlauf der Asymmetrie richtig beschrieben.

Berechnung der Korrektur

Um den Wert der Korrektur in den 42 x–y–Bins möglichst genau zu berechnen, wird ein iteratives Verfahren angewandt. Dazu wird in einem ersten Schritt die MC–Korrektur für zwei verschiedene Ausgangsasymmetrien berechnet:

1. Polynomfit zweiter Ordnung an die vorhandenen Weltdaten.
2. $1/Q^2$–abhängiger Fit [E143:98a]

$$f(x, Q^2) = P_1 \cdot x^{P_2} \cdot \left(1 + P_3 \cdot x + P_4 \cdot x^2\right) \cdot \left(1 + \frac{P_5}{Q^2}\right) \tag{4.27}$$

   an die HERMES–Daten.

Für die so erhaltenen Korrekturen werden in einer zweiten Iteration die beiden korrigierten Asymmetrien berechnet, die im Anschluß erneut mit der $1/Q^2$–abhängigen Parametrisierung gefittet werden. Die Parameter dieser beiden Fits werden daraufhin gemittelt und für das Resultat wird eine neue MC–Korrektur bestimmt, die schließlich für die Analyse verwendet wird. Diese iterative Prozedur mit zwei Ausgangsparametrisierungen wurde gewählt, um möglichst unabhängig von den verwendeten Startparametern zu sein. Für die Fits der zweiten Iteration werden außerdem ausschließlich HERMES–Daten herangezogen, um mögliche systematische Einflüsse von Daten anderer Experimente zu vermeiden.

Zusätzlich wird zur Kontrolle ein $\ln Q^2$–abhängiger Fit [E143:98a] der Asymmetrie herangezogen, da sowohl die unpolarisierte als auch die polarisierte Strukturfunktion ein logarithmisches Verhalten in der Q^2–Entwicklung aufweisen:

$$f(x, Q^2) = P_1 \cdot x^{P_2} \cdot \left(1 + P_3 \cdot x + P_4 \cdot x^2\right) \cdot \left(1 + P_5 \cdot \ln Q^2\right). \tag{4.28}$$

Die Ergebnisse dieses Fits stimmen mit der $1/Q^2$–abhängigen Parametrisierung sehr gut überein.

4.5.3 Strahlungskorrekturen

Die tiefinelastische Lepton–Nukleon–Streuung wurde in Kapitel 1.1 in der Ein–Photon–Näherung beschrieben. Die im Experiment gemessenen Wirkungsquerschnitte enthalten jedoch weitere Beiträge höherer Ordnung, von denen die wichtigsten in Abbildung 4.10 dargestellt sind: Bremsstrahlung im Anfangszustand (a), Bremsstrahlung im Endzustand (b) und Vertex Korrekturen (c).

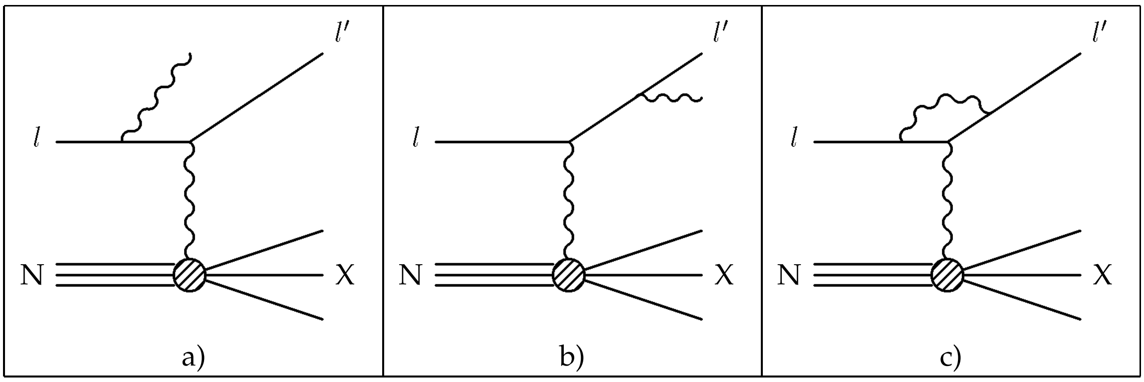


Abbildung 4.10: Die wichtigsten Beiträge der Strahlungskorrekturen bei HERMES–Energien.

Diese gezeigten Prozesse verschieben die Kinematik der Ereignisse. Die aus der Energie und dem Winkel des gestreuten Leptons mittels der Gleichungen (1.5 - 1.7) berechneten Variablen entsprechen nicht den wahren kinematischen Größen. Für die Energie des virtuellen Photons und die Bjorkensche Skalenvariable ergibt sich:

$$\nu_{\mathrm{wahr}} < \nu_{\mathrm{gemessen}} \tag{4.29}$$

$$x_{\mathrm{wahr}} > x_{\mathrm{gemessen}} \,. \tag{4.30}$$

In Abbildung 4.11 ist der kinematische Bereich abgebildet (schraffierte Fläche), aus dem aufgrund von Strahlungskorrekturen die Ereignisse in einen gemessenen Punkt an der Stelle $(Q^2, \nu)_{\mathrm{gemessen}}$ verschmiert werden können. Um die Verschmierung zu korrigie-

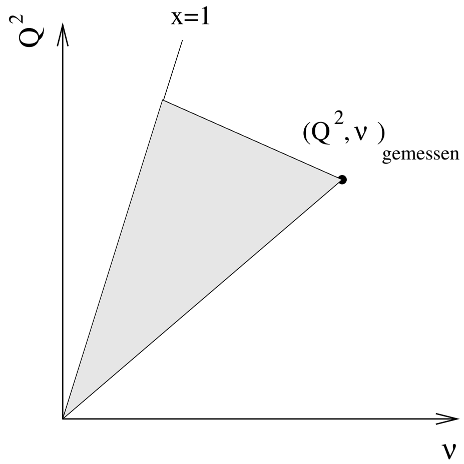


Abbildung 4.11: Bestimmung der Beiträge der Strahlungskorrekturen.

ren, muß über diesen kinematischen Bereich integriert werden. Dazu ist die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte innerhalb der gesamten Fläche notwendig. Die Berechnung der Strahlungskorrekturen wurde in dieser Analyse nach der Methode von Akushevich und Shumeiko [AS:94] durchgeführt. Die Strahlungskorrektur für die Asymmetrie δ_{RC} ist im Vergleich zur unpolarisierten Strahlungskorrektur $\delta_{\mathrm{RC}}^{\mathrm{unpol}}$ sehr gering und liegt für den gesamten kinematischen Bereich bei weniger als 8 %. In Abbildung 4.12 sind beide Strahlungskorrekturen gegenübergestellt. Die Strahlungskorrektur für die Asymmetrie ist in Abbildung 4.9 mit der totalen MC–Korrektur verglichen und die exakten Werte sind in Tabelle 6.3 aufgelistet. Dabei wurde die Notation

$$\delta_{\mathrm{RC}}^{\mathrm{unpol}} = \frac{\sigma_{\mathrm{tot}}^{\mathrm{unpol}}}{\sigma_{\mathrm{Born}}^{\mathrm{unpol}}} \tag{4.31}$$

$$\delta_{\mathrm{RC}}^{\mathrm{pol}} = \frac{\sigma_{\mathrm{tot}}^{\mathrm{pol}}}{\sigma_{\mathrm{Born}}^{\mathrm{pol}}} \tag{4.32}$$

$$\delta_{\mathrm{RC}} = \frac{\delta_{\mathrm{RC}}^{\mathrm{pol}}}{\delta_{\mathrm{RC}}^{\mathrm{unpol}}} \tag{4.33}$$

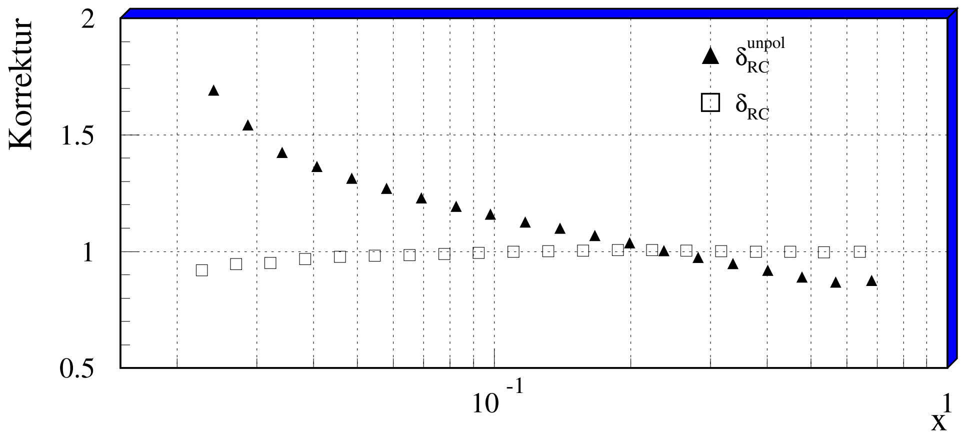


Abbildung 4.12: Die Strahlungskorrektur für die Asymmetrie und die unpolarisierte Streuung als Funktion von x.

verwendet. Hierbei bezeichnen $\sigma_{\text{Born}}^{\text{pol/unpol}}$ die Wirkungsquerschnitte des Ein–Photon–Austauschs und $\sigma_{\text{tot}}^{\text{pol/unpol}}$ die Wirkungsquerschnitte inklusive Strahlungskorrekturen höherer Ordnung für polarisierte bzw. unpolarisierte Streuung.

4.5.4 Die korrigierte experimentelle Asymmetrie

Unter Anwendung aller in Abschnitt 4.5 besprochenen Korrekturen erhält man die in Abbildung 4.13 gezeigte wahre Asymmetrie,

$$A_{||}^{\text{wahr}} = A_{||}^{\text{Ug}} \cdot \frac{\delta_{\text{MC}}}{\delta_{\text{RC}}}. \tag{4.34}$$

Hierbei ist $A_{||}^{\text{Ug}}$ die untergrundkorrigierte experimentelle Asymmetrie aus Gleichung (4.18) und $\delta_{\text{MC}}/\delta_{\text{RC}}$ ist der in Abbildung 4.9 gezeigte Quotient aus der totalen MC–Korrektur und der Strahlungskorrektur.

Die Asymmetrie steigt mit zunehmenden Werten von x an und erreicht knapp 20 %. Die statistischen Fehler sind als Balken an jedem Datenpunkt eingetragen und die systematischen Fehler, welche in Abschnitt 4.9 behandelt werden, sind durch das Fehlerband dargestellt. In Tabelle 6.5 ist die Asymmetrie für die 42 x–y–Bins angegeben. Innerhalb der einzelnen x–Bins ist eine deutliche Abhängigkeit von y zu erkennen.

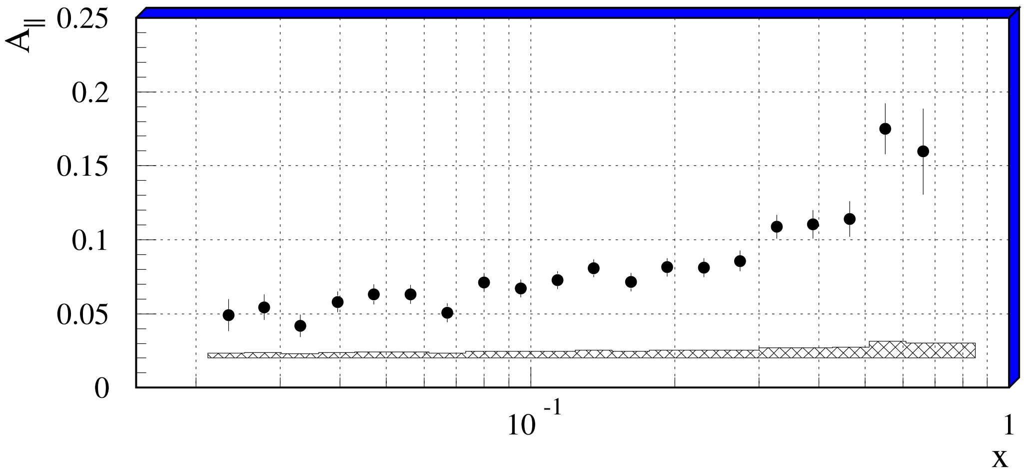


Abbildung 4.13: Die x–Abhängigkeit der korrigierten experimentellen Asymmetrie mit statistischem und systematischem Fehler.

4.6 Berechnung der Spinstrukturfunktion g_1^{p}

Zur Bestimmung der Strukturfunktion g_1^{p} wird in einem ersten Schritt das Strukturfunktionsverhältnis g_1/F_1 aus der experimentellen Asymmetrie $A_{||}$ nach

$$\frac{g_1}{F_1} = \frac{1}{1+\gamma^2}\left(\frac{A_{||}}{D} - (\eta - \gamma)\, A_2\right) \tag{4.35}$$

berechnet. Dabei sind D, η und γ die bereits in den Gleichungen (1.45), (1.46) und (1.21) definierten kinematischen Faktoren. Diese werden für jedes einzelne Bin aus den über den gesamten Datennahmezeitraum gemittelten Werten für $\langle x\rangle$ und $\langle y\rangle$ berechnet. Des weiteren geht in den Depolarisationsfaktor D noch das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für longitudinal und transversal polarisierte Photonen R ein. In dieser Analyse wurde für R die Parametrisierung aus Referenz [WRB$^+$:90] herangezogen. Die in dieser Referenz angegeben Fehler sind im kinematischen Bereich des HERMES–Experiments mit den aktuellsten Messungen für den Bereich $x < 0.12$ [NMC:97, E143:98b] mit den Daten verträglich. Die in [E143:98b] vorgestellte neue Parametrisierung R1998 (vgl. Abb. 4.14) beschreibt die Daten bei kleinen Werten von x besser als R1990. Im kinematischen Bereich des HERMES–Experiments sind allerdings beide Parametrisierungen im Rahmen der Fehler verträglich.

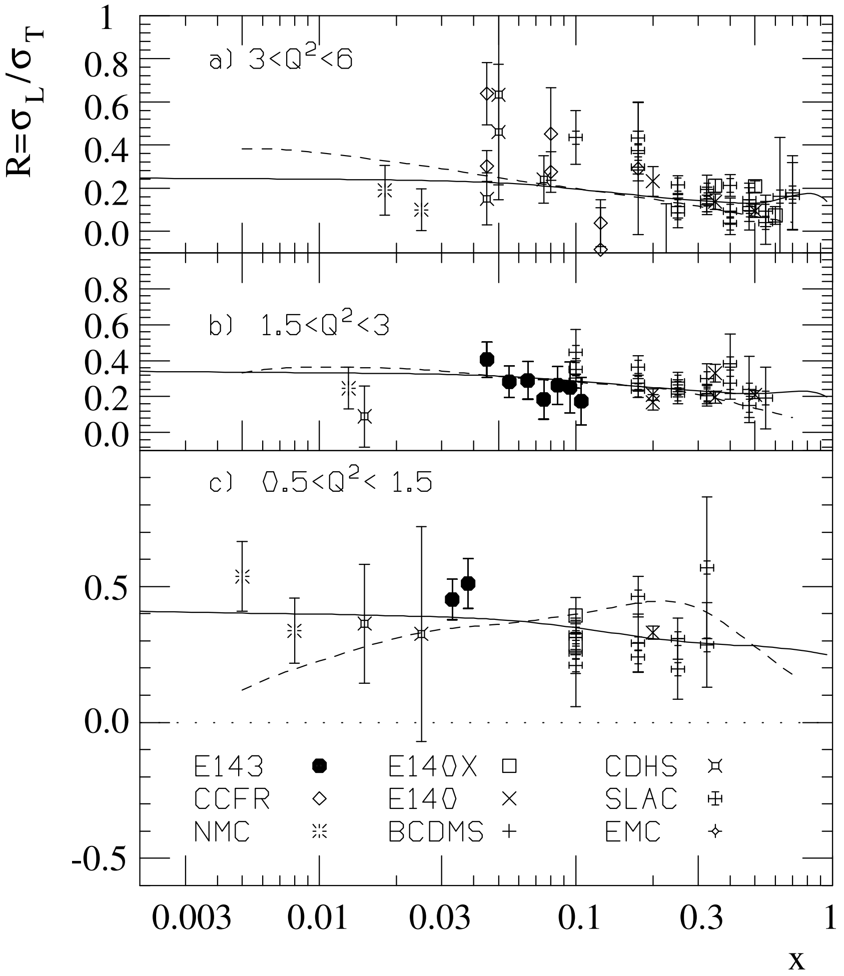


Abbildung 4.14: Die Strukturfunktion R in Abhängigkeit von x für drei verschiedene Bereiche von Q^2. Die durchgezogene Kurve ist die neue Parametrisierung R1998 [E143:98b], die gestrichelte Linie ist eine NNLO pQCD Berechnung.

Für die virtuelle–Photon–Asymmetrie A_2 wurde in der Analyse die Parametrisierung

$$A_2^p = 0.5 \frac{x}{Q^2} \tag{4.36}$$

verwendet, welche einen Fit an die vorhandenen Meßdaten (vgl. Abb. 4.15) [SMC:97b, SMC:97c, SMC:94a, E155:98b, E143:98a, E143:95b, E143:95a] darstellt. Da die vorhandenen Meßdaten einen großen Fehler aufweisen, wurde dieser Parametrisierung ein systematischer Fehler zugeordnet, der in Abschnitt 4.9 erläutert wird.

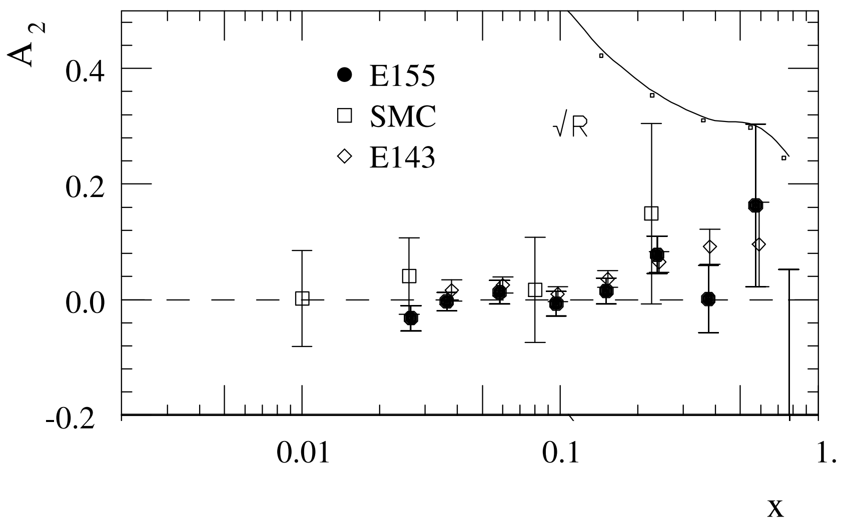


Abbildung 4.15: Die virtuelle–Photon–Asymmetrie A_2 des Protons in Abhängigkeit von x [E155:98b].

In Tabelle 6.4 sind die Werte der kinematischen Größen und der Strukturfunktionen für die 42 x–y–Bins angegeben.

Das so bestimmte Strukturfunktionsverhältnis g_1/F_1, welches näherungsweise der virtuellen–Photon–Asymmetrie A_1 entspricht, wird zunächst für die 42 x–y–Bins berechnet (siehe Tab. 6.5). Anschließend wird in jedem x–Bin über die y–Bins gemittelt (siehe Tab. 6.6) und die so erhaltene x–Abhängigkeit ist in Abbildung 4.16 gezeigt. Das Strukturfunktionsverhältnis steigt mit wachsendem x stetig an. Der Anstieg ist deutlich steiler als der der experimentellen Asymmetrie, was auf den mit zunehmendem x abfallenden Depolarisationsfaktor zurückzuführen ist. Die in dieser Arbeit angegebenen Werte weichen minimal von den in der HERMES–Veröffentlichung genannten Zahlen ab (vgl. Tab. 6.7), da in der Zwischenzeit Verbesserungen in der Berechnung der Targetpolarisation [Hen:98] und in der Bestimmung des Untergrunds vorgenommen wurden. Speziell die neue Berechnung der Targetpolarisation bewirkt eine leichte Verschiebung der Werte und eine Reduktion des systematischen Fehlers.

In einem zweiten Schritt wird die Spinstrukturfunktion g_1^p aus dem Strukturfunktionsverhältnis g_1/F_1 durch Multiplikation mit F_1 berechnet. Es gilt

$$F_1 = \frac{\left(1+\gamma^2\right) F_2}{2x\,(1+R)}, \tag{4.37}$$

wobei für F_2 die NMC–Parametrisierung (vgl. Abb. 1.4) und für R die oben angegebene Parametrisierung eingehen. Auch hier wird die Rechnung zunächst für die 42 x–y–Bins durchgeführt und anschließend werden die y–Bins zusammengefaßt (vgl. Tab. 6.5 und 6.6).

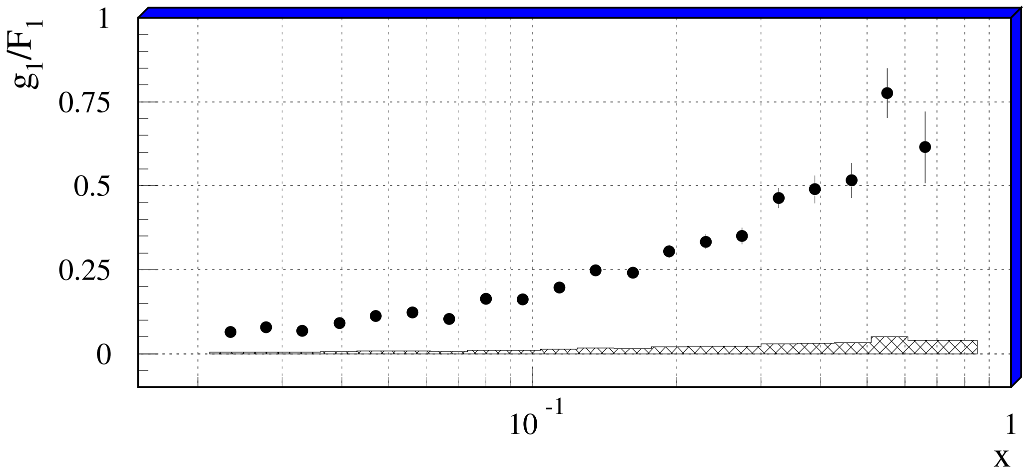


Abbildung 4.16: Das Strukturfunktionsverhältnis g_1/F_1 als Funktion von x. Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Ungenauigkeiten und das Band entspricht dem systematischen Fehler.

Das Resultat der Spinstrukturfunktion g_1 ist in Abbildung 4.17 als Funktion von x gezeigt. Bei kleinen Werten von x ist die Strukturfunktion g_1 groß, obwohl das Strukturfunktionsverhältnis g_1/F_1 klein ist. Dies liegt daran, daß die Strukturfunktion F_1 bei kleinen Impulsbruchteilen x groß ist. Andererseits ist die Strukturfunktion bei großen Werten von x nahezu Null, obwohl das Strukturfunktionsverhältnis in diesem Bereich groß ist. Da jedoch F_1 mit wachsendem x sehr stark abfällt, ist dieser Beitrag dominant und die Strukturfunktion g_1 verschwindet.

Die so berechneten Werte der Spinstrukturfunktion wurden an dem jeweiligen x– und Q^2–Wert pro Bin bestimmt. Da die Strukturfunktion $F_1(x, Q^2)$ allerdings eine deutliche Abhängigkeit von Q^2 zeigt, ist es notwendig, zur Berechnung des Integrals der Spinstrukturfunktion oder zum Vergleich mit anderen Experimenten, die bei unterschiedlichen Werten von Q^2 messen, die Spinstrukturfunktion an einem festen Wert von Q_0^2 zu berechnen. Die Entwicklung zu einem festen Q_0^2 wird im folgenden Abschnitt behandelt.

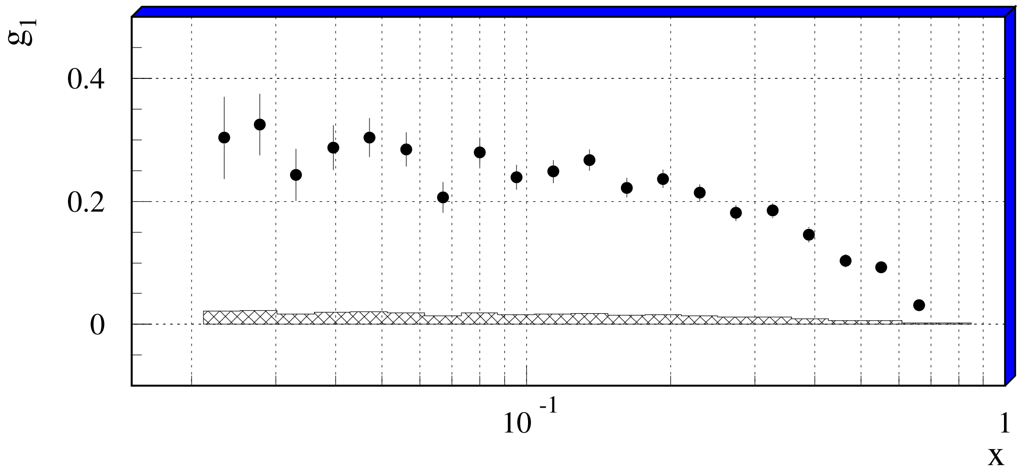


Abbildung 4.17: Die Strukturfunktion g_1 als Funktion von x. Das Band bezeichnet den systematischen Fehler.

4.7 Entwicklung zu einem festen Q_0^2

Die Spinstrukturfunktion g_1^p wird nach

$$g_1(x, Q^2) = \frac{g_1(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)} \cdot F_1(x, Q^2) \tag{4.38}$$

aus dem Strukturfunktionsverhältnis g_1/F_1 und der unpolarisierten Strukturfunktion F_1 berechnet. Unter der Annahme, daß das Strukturfunktionsverhältnis keine Q^2–Abhängigkeit aufweist, berechnet sich $g_1(x, Q_0^2)$ nach:

$$g_1(x, Q_0^2) = \frac{g_1}{F_1}(x) \cdot \frac{\left(1 + \gamma^2\right) F_2(x, Q_0^2)}{2x \left(1 + R(x, Q_0^2)\right)}. \tag{4.39}$$

In Abbildung 4.18 ist der Unterschied zwischen $g_1(x, Q^2)$ und $g_1(x, Q_0^2)$ für $Q_0^2 = 2.5\,\mathrm{GeV}^2$ dargestellt.

Speziell für kleine und große Werte von x ist ein deutlicher Unterschied zu erkennen, da die mittleren Werte von Q^2 in diesem Bereich stark von dem Durchschnittswert von $2.5\,\mathrm{GeV}^2$ abweichen. Die Werte von $g_1(x, Q^2)$ und $g_1(x, Q_0^2)$ sind für die 20 x–Bins

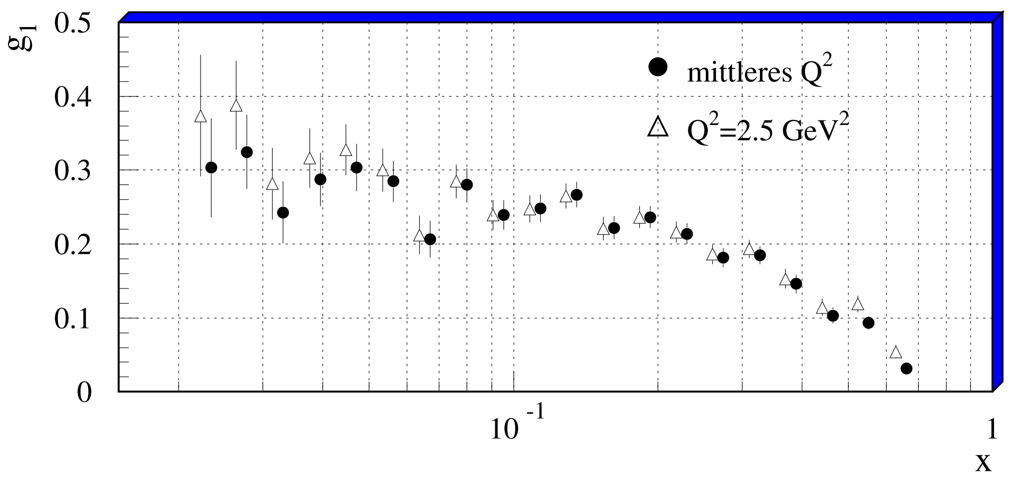


Abbildung 4.18: Vergleich der Spinstrukturfunktion g_1^{p} bei gemessenem und festem Q^2.

in Tabelle 6.6 mit den statistischen und systematischen Fehlern zusammengefaßt. Zum Vergleich sind in Tabelle 6.7 die Werte der HERMES–Veröffentlichung angegeben.

4.8 Bestimmung des Integrals im gemessenen Bereich

Zur Bestimmung des Integrals von g_1^{p} im gemessenen Bereich stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung. Die einfachste ist sicherlich die Berechnung der Fläche aus der Binbreite multipliziert mit dem gemessenen Wert für g_1 in diesem Bin. Jedoch ergibt sich hierbei das Problem, daß der funktionale Verlauf der Spinstrukturfunktion g_1^{p} nur ungenügend durch die konstanten Werte in jedem einzelnen Bin beschrieben wird. Speziell in dem Bereich großer Werte von x fällt die Spinstrukturfunktion stark ab und die Binbreiten sind hier verhältnismäßig groß. Weiterhin liegt das eigentliche Zentrum der Messung aufgrund des stark abfallenden Wirkungsquerschnitts am Rande des Bins. Somit würde zumindest im letzten x–Bin diese einfache Berechnung einen zu großen Wert für die Fläche liefern. In Abbildung 4.19 ist die Problematik der Integration über die Strukturfunktion g_1^{p} veranschaulicht. Die Werte für g_1^{p} sind pro Bin eingezeichnet und die gestrichelten senkrechten Linien geben die Bingrenzen an. Im letzten x–Bin ist deutlich zu erkennen, daß die Flächenberechnung aus Binbreite mal Meßwert eine Überschätzung der Fläche

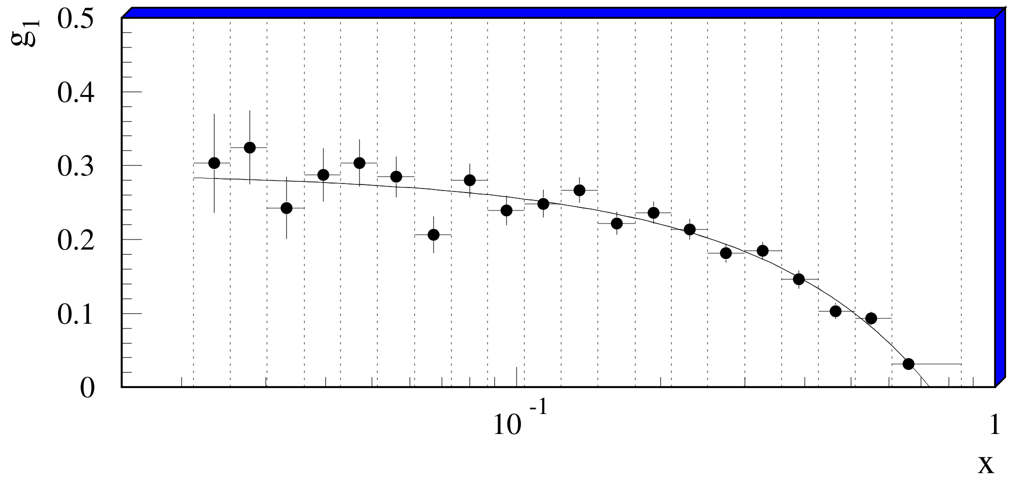


Abbildung 4.19: Die Strukturfunktion g_1^p in Abhängigkeit von x. Die Bingrenzen sind gestrichelt gekennzeichnet und der funktionale Verlauf der Strukturfunktion ist mit einem Polynom angefittet.

zur Folge hat.

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung des Integrals wäre die Parametrisierung des gemessenen Verlaufs der Spinstrukturfunktion mit anschließender Integration. Eine mögliche Parametrisierung ist in Abbildung 4.19 als durchgezogene Kurve eingezeichnet. Diese Methode wurde untersucht und hat sich als nicht praktikabel herausgestellt, da aufgrund der Parametrisierung ein zusätzlicher, nicht zu vernachlässigender, systematischer Fehler berücksichtigt werden muß.

In dieser Analyse wird zur Berechnung des Integrals der Spinstrukturfunktion die gemessene Asymmetrie pro Bin als konstant angenommen. Dieser Wert wird mit dem Integral der Strukturfunktion F_1 in diesem Bin multipliziert. Nachdem die Strukturfunktion F_1 ohnehin als Parametrisierung verwendet wird, entsteht durch diese Integration kein zusätzlicher systematischer Fehler. Der Vorteil dieser Methode ist, daß in dem Bereich großer Werte von x die hauptsächliche Variation in der Strukturfunktion F_1 zu finden ist und somit richtig berücksichtigt wird. Aus der so durchgeführten Integration ergibt sich für den gemessenen Bereich:

$$\int_{0.0212}^{0.85} g_1^{\mathrm{p}} = 0.121 \pm 0.003 \pm 0.009 \qquad (4.40)$$

4.9 Systematische Fehler

Die für die Analyse der polarisierten Strukturfunktion relevanten systematischen Fehler lassen sich in unterschiedliche Kategorien einteilen.

4.9.1 Systematische Fehler von Meßgrößen

Die einzigen beiden Meßgrößen, die einen relevanten systematischen Fehler aufweisen, sind die Strahl– und die Targetpolarisation.

Targetpolarisation

In Abschnitt 3.3 wurde die Berechnung der Targetpolarisation in der Speicherzelle diskutiert. Zum systematischen Fehler der Targetpolarisation tragen die folgenden Größen bei:

1. Die im BRP gemessene Polarisation beträgt im Mittel 0.915. Diese ist mit einem systematischen Fehler von 0.03 behaftet, der sich aus der Ungenauigkeit der Kalibration und der Stichprobenkorrektur für die Polarisationsmessung zusammensetzt (vgl. Abschnitt 3.3.3).

2. Der atomare Anteil α_0 liegt für die in dieser Analyse verwendeten Daten im Mittel bei 0.99, mit einem systematischen Fehler von 0.01. Letzterer ist auf die Kalibration des TGA zurückzuführen.

3. Der systematische Fehler der Größe $\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}}$ wird, wie in Abschnitt 3.3.2 erwähnt, aus dem Unterschied der beiden Extremwerte der Berechnung von $\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}}$ bestimmt,

$$\Delta\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}} = \frac{\alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}}(\max) - \alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}}(\min)}{2} \,. \qquad (4.41)$$

   Für den Mittelwert von 0.96 im Datennahmezeitraum 1997 erhält man einen systematischen Fehler von 0.02.

4. Das Verhältnis β der Polarisation der Protonen in rekombinierten Molekülen ($P_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{mol}}$) zur Polarisation der Protonen in Atomen ($P_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{atom}}$) wurde für die Bedingungen in der HERMES–Speicherzelle bestimmt. Aus einem Vergleich der gemessenen Asymmetrie für verschiedene Targettemperaturen, was unterschiedlichen Molekülanteilen $(1 - \alpha_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Z}})$ entspricht, erhält man $\beta = 0.6 \pm 0.4$.

Unter Verwendung dieser Mittelwerte und Unsicherheiten ergibt sich nach Gleichung (3.13) als Targetpolarisation in der Speicherzelle:

$$P_{\mathrm{Z}} = 0.89 \pm 0.03. \tag{4.42}$$

Strahlpolarisation

Den Hauptanteil des systematischen Fehlers der Strahlpolarisation liefert die absolute Kalibration der Polarimeter mit Hilfe von Anstiegszeitkurven. Dazu wird der Leptonenstrahl vollständig depolarisiert und anschließend der zeitliche Verlauf des Polarisationsanstiegs aufgenommen. Aus dem funktionalen Verhalten dieser Anstiegszeitkurven wird die absolute Kalibration der Polarimeter bestimmt. Diese ist mit einem systematischen Fehler von 3.3 % behaftet. Ein weiterer systematischer Fehler von 0.8 % ist u. a. auf die Laserpolarisation und die Positionierung des Polarimeters zurückzuführen. Quadratisch addiert ergeben diese beiden Anteile den systematischen Fehler der Strahlpolarisationsmessung von 3.4 %.

4.9.2 Systematische Fehler aufgrund von Detektoreigenschaften

Detektorakzeptanz

In zwei unabhängigen Studien wurde die Genauigkeit der absoluten Position des HERMES–Detektors untersucht. Einerseits wurden Ereignisse mit zwei Spuren in einer Detektorhälfte, die am selben Wechselwirkungspunkt entstanden sind, untersucht. Aus der Verteilung der Entstehungsorte innerhalb der Targetzelle erhält man für die obere und untere Detektorhälfte Informationen über eine mögliche Fehlpositionierung.

Andererseits wurde in einer MC–Untersuchung eine solche Fehlpositionierung simuliert. Die so generierten Verteilungen kinematischer Größen wurden mit den im Experiment gemessenen Daten verglichen.

Beide Methoden ergaben übereinstimmend, daß der Fehler der Positionierung der beiden Detektorhälften höchstens 1.8 mrad beträgt.

Diese obere Grenze wurde verwendet, um mit einer MC–Simulation die Auswirkung einer solchen Fehlpositionierung auf die gemessene Asymmetrie zu bestimmen. Dazu wurden zwei Datensätze generiert:

1. Detektor mit optimaler Positionierung
2. Beide Detektorhälften wurden um 1.8 mrad in Richtung der y–Achse vom Strahlrohr weg verschoben.

In Abbildung 4.20 sind die Ergebnisse dieser Untersuchung gezeigt. Die durchschnittliche Änderung der Asymmetrie liegt bei ca. 2.5 %. Dieser Wert wurde als systematischer Fehler der Detektorpositionierung in der Analyse verwendet. Es sei hier jedoch nochmals

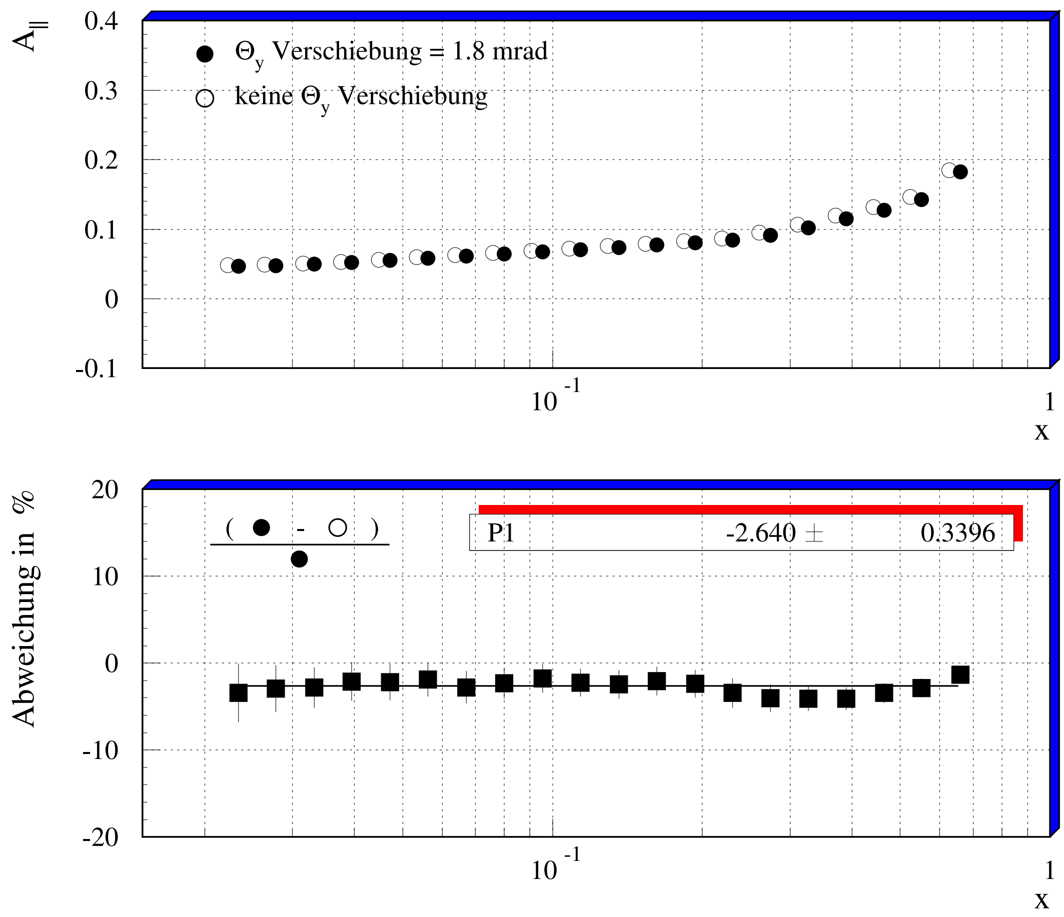


Abbildung 4.20: Die obere Abbildung zeigt die Asymmetrie $A_{||}$ für einen Detektor mit optimaler Positionierung und für einen um 1.8 mrad verschobenen Detektor in Abhängigkeit von x. In der unteren Abbildung ist die Abweichung dieser beiden Asymmetrien dargestellt.

darauf hingewiesen, daß dieser Wert von 2.5 % eine obere Abschätzung der eigentlich vorhandenen Unsicherheit in der Positionierung des HERMES–Experiments darstellt.

Normierung

Zur Messung von Spinasymmetrien ist es notwendig, Daten mit zwei unterschiedlichen Spinausrichtungen von Leptonenstrahl und Target zu vergleichen. Dazu müssen die beiden Datensätze gegenseitig normiert werden. Im HERMES–Experiment wird dafür die Luminositätsmessung verwendet (vgl. Abschnitt 3.4). Zur Untersuchung systematischer Beiträge wurde eine unabhängige Normierung der Daten vorgenommen.

Unter der Annahme einer über die Zeit konstanten Targetdichte ist die Luminosität direkt proportional zum Strahlstrom (vgl. Gl. (3.15)), der dann als Normierung verwendet werden kann. Aus der Abweichung der Ergebnisse beider Normierungen erhält man einen systematischen Fehler von weniger als 0.1 %, der im folgenden vernachlässigt wird.

Untergrund

Bei der Messung der inklusiven Asymmetrie ist es notwendig, den vorhandenen Untergrund von fehlidentifizierten Hadronen zu korrigieren (vgl. Abschnitt 4.5.1). Der Untergrund wird durch einen Fit an die PID Verteilung für jedes x–y–Bin bestimmt. Die Unsicherheit dieses Fits, die durch Variation der Fitparameter ermittelt wird, wird als systematischer Fehler berücksichtigt. Nachdem die Korrektur an sich sehr klein ist, sind auch die Beiträge zum systematischen Fehler sehr gering. Diese liegen für kleine Werte von x bei maximal 1 % und für den übrigen Bereich deutlich darunter. Somit kann diese Unsicherheit im Vergleich zu dem systematischen Fehler der Meßgrößen ebenfalls ohne Bedenken vernachlässigt werden.

Der Untergrund von Positronen aus ladungssymmetrischen Prozessen wird exakt korrigiert, da die Anzahl der entstandenen Elektronen gemessen wird. Der systematische Fehler, der dieser Anzahl von Elektronen aufgrund der Fehlidentifikation von negativen Hadronen zugeordnet werden kann, ist zu vernachlässigen, da es sich lediglich um eine Korrektur zweiter Ordnung handelt[5].

4.9.3 Systematische Fehler externer Größen

Smearing– und Strahlungskorrekturen

Für die Smearing– und Strahlungskorrektur wird ein gemeinsamer systematischer Fehler berechnet. Dazu wird die Gesamtkorrektur ($\delta_{\mathrm{MC}} / \delta_{\mathrm{RC}}$) für verschiedene Ausgangsasymmetrien bestimmt. Hierfür wurde analog zu Abschnitt 4.5.2 ein Polynomfit zweiten Grades und ein $\ln Q^2$–abhängiger Fit an die bei HERMES gemessene experimentelle Asymmetrie verwendet. Um zusätzlich die Einflüsse der Detektor– und Winkelauflösung auf die MC–Korrektur zu untersuchen, wurden die MC–Daten in einer weiteren Analyse ohne VCs rekonstruiert.

[5] Die Kontamination durch Elektronen liegt bei maximal 8 %, die wiederum, analog zu den positiven Hadronen, mit einem kleinen Fehler behaftet ist.

Mit diesen unterschiedlichen Korrekturen wird die Asymmetrie $A_{||}^{\mathrm{korr}}$ berechnet. Die maximale Abweichung der so bestimmten Asymmetrien definiert den gemeinsamen systematischen Fehler der Smearing– und Strahlungskorrektur.

Alle systematischen Fehler, die bis jetzt genannt wurden, wirken sich bereits auf die Asymmetrie $A_{||}$ aus. Im Gegensatz dazu spielen die nun folgenden Beiträge lediglich bei der Bestimmung des Strukturfunktionsverhältnisses g_1/F_1 und der Spinstrukturfunktion g_1^{p} eine Rolle.

Asymmetrie A_2

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers, der in Gleichung (4.36) angegebenen Parametrisierung für A_2^{p} wurde der Einfluß einer Variation innerhalb der statistischen und systematischen Fehler der experimentellen Daten (vgl. Abschnitt 4.6) auf das Strukturfunktionsverhältnis g_1/F_1 untersucht. Für große Werte von x wurde als Variation $\sqrt{R}$ und für kleine x die Annahmen $g_2 = 0$ bzw. g_2^{WW} herangezogen. Die so erhaltenen systematischen Fehler lagen bei weniger als 1.5 %.

Unpolarisierte Strukturfunktion F_2

Zur Berechnung des systematischen Fehlers aufgrund der verwendeten Parametrisierung der Strukturfunktion F_2 wurde die in Referenz [NMC:95] angegebene Unsicherheit herangezogen. Zusätzlich wurde der Normierungsfehler von 0.7 % berücksichtigt, der quadratisch zur Unsicherheit der Parametrisierung addiert wurde.

Strukturfunktion R

Als systematischer Fehler von R wurden die in [WRB$^+$:90] angegebenen Unsicherheiten der Parametrisierung herangezogen. Diese bewirken einen Fehler von ca. 3 % (2 %) bei der Bestimmung von g_1/F_1 (g_1^{p}). Die hier verwendeten Unsicherheiten decken für den kinematischen Bereich des HERMES–Experiments die vor kurzem veröffentlichten Werte [NMC:97, E143:98b] für den Bereich $x < 0.12$ ab.

Systematischer Fehler aufgrund der Evolution zu festem Q^2

Bei der Entwicklung zu festem Q_0^2 wurde angenommen, daß das Strukturfunktionsverhältnis g_1/F_1 keine Q^2–Abhängigkeit aufweist. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers dieser Q^2–Entwicklung wird für Q^2–abhängige Parametrisierungen von g_1/F_1 die Variation zwischen dem gemessenen Q^2 und Q_0^2 berechnet. Für diese Analyse wurden folgende Parametrisierungen verwendet:

1. NLO A_1 Evolution.

2. Der in Abschnitt 4.5.2 besprochene $1/Q^2$–abhängige Fit an die HERMES–Daten:
$$f(x,Q^2) = P_1 \cdot x^{P_2} \cdot \left(1 + P_3 \cdot x + P_4 \cdot x^2\right) \cdot \left(1 + \frac{P_5}{Q^2}\right). \tag{4.43}$$

3. Der ebenfalls in Abschnitt 4.5.2 besprochene $\ln Q^2$–abhängige Fit an die HERMES–Daten:
$$f(x,Q^2) = P_1 \cdot x^{P_2} \cdot \left(1 + P_3 \cdot x + P_4 \cdot x^2\right) \cdot \left(1 + P_5 \cdot \ln Q^2\right). \tag{4.44}$$

Als systematischer Fehler wurde die maximale Differenz der berechneten Werte von g_1/F_1 bei gemessenem Q^2 und festem Q_0^2 für diese drei Parametrisierungen herangezogen.

4.9.4 Untersuchung zusätzlicher systematischer Fehler

Neben den bekannten und in diesem Abschnitt diskutierten systematischen Fehlern wurde der gesamte Datensatz auf zusätzliche systematische Unsicherheiten untersucht. Dazu wurden sogenannte orthogonale Studien durchgeführt. Dabei wird der gesamte Datensatz in unabhängige Bereiche unterteilt[6] und deren Ergebnisse auf unstatistische Abweichungen überprüft. In Abbildung 4.21 ist exemplarisch die unkorrigierte experimentelle Asymmetrie für die drei in Abschnitt 4.1 diskutierten Zeitperioden abgebildet. Die Fluktuation der einzelnen Meßpunkte liegt im Rahmen der statistischen Fehler, was mit Hilfe eines χ^2–Tests überprüft wurde.

Bei dieser Analyse konnten keine zusätzlichen systematischen Effekte gefunden werden, weshalb kein weiterer systematischer Fehler berücksichtigt wurde.

Zusammenfassend sind die Beiträge der einzelnen systematischen Fehler zur Berechnung der Asymmetrie, des Strukturfunktionsverhältnisses, der Spinstrukturfunktion und des Integrals der Spinstrukturfunktion in den Tabellen 6.8–6.11 aufgelistet.

4.10 Vergleich der HERMES–Ergebnisse mit den Resultaten anderer Experimente

Die Resultate des Strukturfunktionsverhältnisses g_1/F_1 der HERMES–Datennahme 1997 sind in Abbildung 4.22 zusammen mit den Ergebnissen der Experimente E143 [E143:98a] und SMC [SMC:98] abgebildet. Die mit hoher Präzision gemessenen Daten zeigen eine sehr gute Übereinstimmung, obwohl sich die mittleren Werte von Q^2 bei HERMES und E143 um einen Faktor 5-10 von den SMC Werten unterscheiden. Dies zeigt, daß keine signifikante Q^2–Abhängigkeit des Strukturfunktionsverhältnisses g_1/F_1 im Bereich dieser Experimente vorliegt. In Abbildung 4.23 ist das HERMES–Resultat der Spinstrukturfunktion mit den E143 und SMC Ergebnissen verglichen. Aufgrund der Q^2–Abhängigkeit der

[6] Mögliche Teilbereiche sind die obere und untere Hälfte des Detektors oder die drei Zeitperioden, in die der Datennahmezeitraum aufgeteilt wurde (vgl. Abschnitt 4.1).

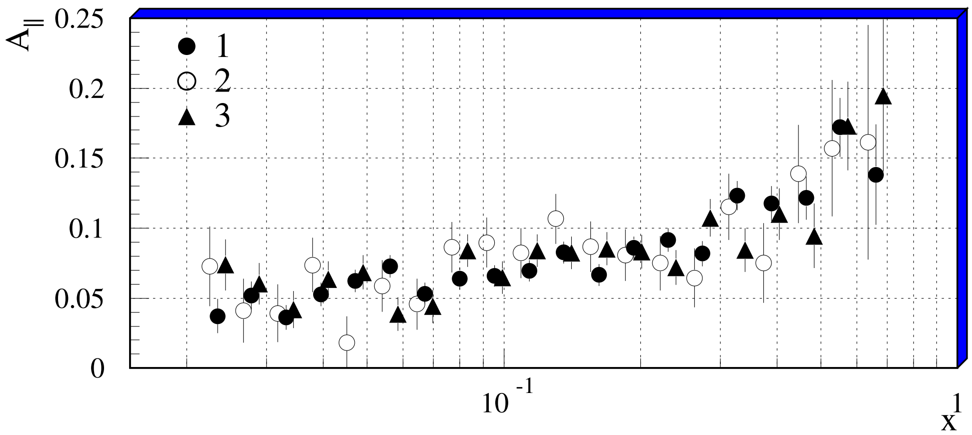


Abbildung 4.21: Die unkorrigierte experimentelle Asymmetrie für die drei Zeitperioden als Funktion von x.

Spinstrukturfunktion müssen die Daten zu den festen Q^2–Werten $2\,\mathrm{GeV}^2$ und $10\,\mathrm{GeV}^2$ extrapoliert werden. Nach dieser Extrapolation stimmen die Daten der verschiedenen Experimente sehr gut überein.

Das HERMES–Experiment zeichnet sich im Vergleich zum SMC–Experiment durch geringere statistische Fehler aus. SMC hatte allerdings den Vorteil, daß aufgrund der höheren Strahlenergie Daten bei kleineren Werten von x genommen werden konnten.

Zwar erzielen die SLAC Experimente E143 und speziell E155 wegen der größeren Luminosität geringere statistische Fehler als das HERMES–Experiment. Damit jedoch die polarisierten Quarkverteilungsfunktionen separat bestimmt werden können, was für ein genaueres Verständnis des Nukleonenspins erforderlich ist, sind exakte Messungen der inklusiven und der semi–inklusiven Wirkungsquerschnittsasymmetrien innerhalb desselben Experiments notwendig. HERMES ist aktuell das einzige Experiment, das diese Voraussetzung erfüllt, da erzeugte Hadronen zusätzlich zum primär gestreuten Positron nachgewiesen werden können.

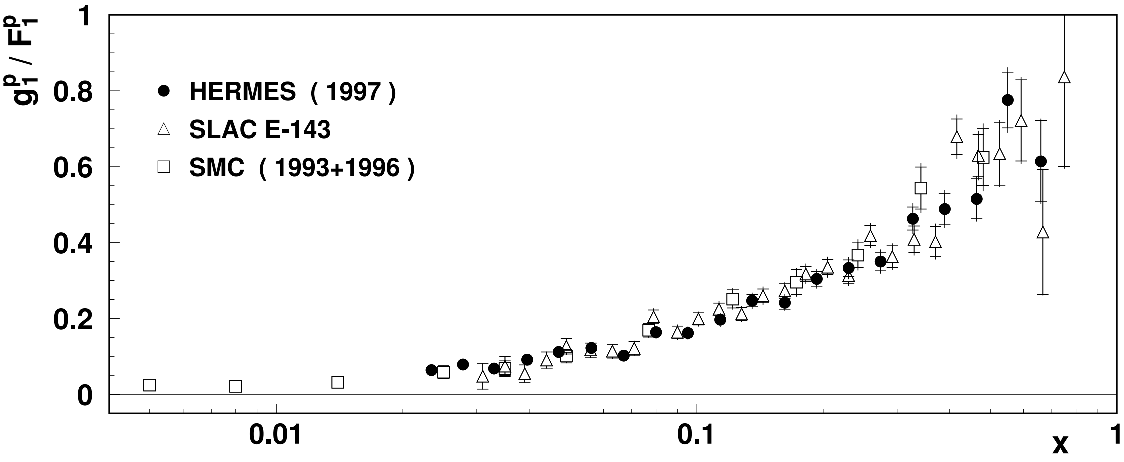


Abbildung 4.22: Vergleich des HERMES–Resultats des Strukturfunktionsverhältnisses g_1/F_1 mit dem Ergebnis des Experiments E143 und der virtuellen–Photon–Asymmetrie A_1^p von SMC. Der innere Bereich der eingezeichneten Fehlerbalken entspricht der statistischen Unsicherheit, wohingegen der gesamte Bereich die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler angibt.

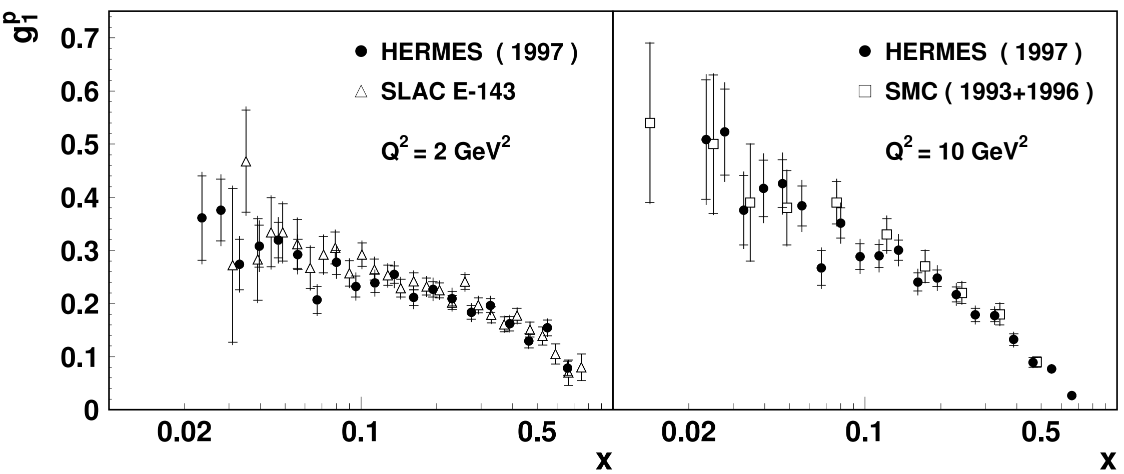


Abbildung 4.23: Vergleich des HERMES–Resultats der Spinstrukturfunktion g_1^p mit den Ergebnissen der Experimente E143 (links) und SMC (rechts). Dazu wurden die HERMES–Daten zu den Q^2–Werten $2\,\mathrm{GeV}^2$ und $10\,\mathrm{GeV}^2$ extrapoliert.

5 Zusammenfassung

Diese Arbeit umfaßt die Analyse der 1997 durch Streuung an einem polarisierten Wasserstofftarget gemessenen Spinasymmetrie und die Diskussion der daraus berechneten Spinstrukturfunktion g_1^p.

Aus den Zählraten der gestreuten Positronen für parallele und antiparallele Spinstellung von Leptonenstrahl und Target wurde die experimentelle Asymmetrie bestimmt.

Untergrund, Detektor– und Binningseffekte, sowie Strahlungskorrekturen wurden in speziellen Korrekturverfahren berücksichtigt.

Zur Untersuchung von Detektor– und Binningseffekten wurden ausführliche MC–Studien durchgeführt und mittels eines großen MC–Datensatzes gelang es, die notwendigen Korrekturen sehr genau zu bestimmen.

Aus der korrigierten Asymmetrie wurde das Strukturfunktionsverhältnis g_1/F_1 berechnet. Die erhaltenen Ergebnisse stimmen sehr gut mit den Resultaten anderer Experimente (E143, SMC) überein. Dies zeigt, daß keine signifikante Q^2–Abhängigkeit der Daten im Bereich dieser Experimente vorliegt, da sich die mittleren Q^2–Werte der verschiedenen Experimente deutlich unterscheiden.

Die Spinstrukturfunktion g_1^p berechnet sich aus dem Strukturfunktionsverhältnis durch Multiplikation mit F_1. Da die Strukturfunktion F_1 eine deutliche Q^2–Abhängigkeit aufweist, mußte die Spinstrukturfunktion zu einem festen Wert von Q_0^2 extrapoliert werden, um die Ergebnisse mit den Resultaten anderer Experimente vergleichen zu können. Dies ergab eine Übereinstimmung der berechneten Spinstrukturfunktion nach Extrapolation zu festen Werten von $Q_0^2 = 2\,\mathrm{GeV}^2$ bzw. $10\,\mathrm{GeV}^2$ mit den Ergebnissen der Experimente E143 und SMC.

Für einen festen Wert $Q_0^2 = 2.5\,\mathrm{GeV}^2$ wurde das Integral der Spinstrukturfunktion im gemessenen Bereich berechnet. Dies beträgt $\int_{0.0212}^{0.85} g_1^p = 0.121 \pm 0.003 \pm 0.009$ und steht in guter Übereinstimmung zu den Ergebnissen der anderen Experimente.

In den Jahren 1998 und 1999 wird bei HERMES ein polarisiertes Deuteriumtarget eingesetzt. Aus diesem Datensatz läßt sich mit hoher Genauigkeit die polarisierte Stukturfunktion g_1 des Deuterons bestimmen. Dies ist von großem Interesse, da die bisherigen Resultate (E143, SMC) starke Schwankungen aufweisen (vgl. Abb. 1.6).

Neben der inklusiven Analyse spielt bei HERMES die Auswertung von semi–inklusiven Daten eine große Rolle. Um die Spinstruktur des Nukleons exakt verstehen zu können, müssen die Beiträge von Quarks, Gluonen und Bahndrehimpulsen zum Spin des Nukleons separat gemessen werden. Dies ist über die Untersuchung von semi–inklusiven Ereignissen möglich. HERMES ist momentan weltweit das einzige Experiment, das die Spinstruktur des Nukleons in semi–inklusiver Streuung untersucht. Speziell durch den Einbau des RICH–Detektors in der Winterpause 1997/98 wurden exzellente Voraussetzungen für die semi–inklusive Analyse geschaffen, da nun im gesamten Energiebereich die Separation von Pionen, Kaonen und Protonen möglich ist. Die Ergebnisse des HERMES–Experiments zusammen mit den Resultaten der in naher Zukunft geplanten Experimente [COMPASS:96, PHENIX:94, STAR:92] werden wohl schon bald das 'Rätsel' um die Zusammensetzung des Spins des Nukleons lösen.

6 Tabellen der Ergebnisse

Tabelle 6.1: Bingrenzen in x und y für die Analyse von g_1^{p}

ix	x-Bereich	Bin-Grenzen in y			
1	0.0212 - 0.0253	0.1	0.85		
2	0.0253 - 0.0302	0.1	0.72	0.85	
3	0.0302 - 0.0361	0.1	0.68	0.85	
4	0.0361 - 0.0430	0.1	0.63	0.85	
5	0.0430 - 0.0513	0.1	0.60	0.85	
6	0.0513 - 0.0613	0.1	0.57	0.85	
7	0.0613 - 0.0731	0.1	0.54	0.85	
8	0.0731 - 0.0872	0.1	0.51	0.85	
9	0.0872 - 0.104	0.1	0.38	0.57	0.85
10	0.104 - 0.124	0.1	0.35	0.53	0.85
11	0.124 - 0.148	0.1	0.33	0.50	0.85
12	0.148 - 0.177	0.1	0.30	0.47	0.85
13	0.177 - 0.211	0.1	0.28	0.44	0.85
14	0.211 - 0.251	0.1	0.27	0.41	0.85
15	0.251 - 0.300	0.1	0.25	0.38	0.85
16	0.300 - 0.358	0.1	0.35	0.85	
17	0.358 - 0.427	0.1	0.85		
18	0.427 - 0.510	0.1	0.85		
19	0.510 - 0.608	0.1	0.85		
20	0.608 - 0.850	0.1	0.85		

Tabelle 6.2: Das Verhältnis der Zählraten negativer und positiver Hadronen für die einzelnen x–Bins

ix	N_{H_-}/N_{H_+}	Fehler
1	0.829	0.004
2	0.797	0.003
3	0.766	0.003
4	0.737	0.003
5	0.708	0.003
6	0.682	0.003
7	0.664	0.003
8	0.663	0.004
9	0.654	0.005
10	0.642	0.006
11	0.666	0.008
12	0.639	0.011
13	0.608	0.017
14	0.557	0.023
15	0.568	0.036
16	0.394	0.042
17	0.394	0.073
18	0.368	0.115
19	0.538	0.178
20	1.111	0.511

Tabelle 6.3: Die Smearing– und Strahlungskorrektur für die einzelnen x–y–Bins

ix	iy	δ_{MC}	δ_{RC}
1	1	0.9270	0.9204
2	1	0.9702	0.9558
2	2	0.9248	0.9278
3	1	0.9931	0.9581
3	2	0.9421	0.9405
4	1	0.9987	0.9692
4	2	0.9462	0.9684
5	1	1.0115	0.9798
5	2	0.9538	0.9729
6	1	0.9921	0.9823
6	2	0.9552	0.9830
7	1	0.9869	0.9819
7	2	0.9569	0.9858
8	1	0.9975	0.9857
8	2	0.9585	0.9929
9	1	0.9919	0.9956
9	2	0.9826	0.9936
9	3	0.9495	0.9935
10	1	0.9720	0.9997
10	2	0.9873	0.9970
10	3	0.9523	0.9981
11	1	0.9553	1.0029
11	2	0.9817	0.9996
11	3	0.9647	1.0028
12	1	0.9774	1.0058
12	2	0.9780	0.9999
12	3	0.9700	1.0027
13	1	0.9530	1.0076
13	2	0.9813	1.0003
13	3	0.9764	1.0019
14	1	0.9491	1.0078
14	2	0.9890	0.9996
14	3	0.9808	1.0010
15	1	0.9695	1.0073
15	2	0.9868	0.9998
15	3	0.9872	1.0003
16	1	0.9738	1.0027
16	2	0.9872	0.9994
17	1	0.9791	0.9996
18	1	0.9887	0.9982
19	1	1.0180	0.9968
20	1	1.0257	0.9998

Tabelle 6.4: Kinematische Größen und Strukturfunktionen

ix	iy	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	D	F_1	F_2	R	A_2
1	1	0.023	0.916	0.769	4.722	0.295	0.337	0.012
2	1	0.028	0.918	0.633	4.026	0.298	0.337	0.015
2	2	0.028	1.125	0.797	4.203	0.313	0.341	0.013
3	1	0.033	0.982	0.559	3.481	0.306	0.338	0.017
3	2	0.033	1.307	0.779	3.687	0.325	0.340	0.014
4	1	0.040	1.047	0.487	2.980	0.313	0.338	0.019
4	2	0.040	1.503	0.746	3.191	0.336	0.336	0.016
5	1	0.047	1.148	0.442	2.576	0.321	0.337	0.022
5	2	0.047	1.745	0.728	2.773	0.345	0.329	0.018
6	1	0.056	1.262	0.401	2.213	0.329	0.333	0.025
6	2	0.056	2.025	0.707	2.389	0.353	0.320	0.020
7	1	0.067	1.380	0.364	1.903	0.335	0.328	0.029
7	2	0.067	2.330	0.682	2.054	0.358	0.309	0.022
8	1	0.080	1.502	0.328	1.631	0.340	0.321	0.033
8	2	0.080	2.670	0.655	1.757	0.361	0.296	0.024
9	1	0.095	1.438	0.256	1.379	0.339	0.316	0.040
9	2	0.095	2.289	0.445	1.453	0.355	0.298	0.032
9	3	0.095	3.341	0.702	1.522	0.365	0.270	0.026
10	1	0.114	1.537	0.228	1.183	0.342	0.308	0.046
10	2	0.114	2.520	0.409	1.241	0.356	0.283	0.036
10	3	0.114	3.765	0.669	1.305	0.364	0.242	0.029
11	1	0.136	1.661	0.206	1.016	0.344	0.299	0.053
11	2	0.136	2.836	0.389	1.063	0.355	0.260	0.040
11	3	0.136	4.277	0.646	1.117	0.361	0.209	0.033
12	1	0.162	1.758	0.182	0.869	0.344	0.288	0.061
12	2	0.162	3.128	0.362	0.906	0.352	0.233	0.046
12	3	0.162	4.838	0.620	0.946	0.354	0.178	0.037
13	1	0.193	1.883	0.163	0.743	0.341	0.273	0.070
13	2	0.193	3.480	0.342	0.769	0.344	0.204	0.052
13	3	0.193	5.451	0.594	0.792	0.344	0.151	0.041
14	1	0.230	2.060	0.151	0.629	0.333	0.254	0.080
14	2	0.230	3.928	0.330	0.641	0.331	0.175	0.058
14	3	0.230	6.070	0.559	0.649	0.327	0.129	0.047
15	1	0.274	2.289	0.143	0.521	0.315	0.230	0.091
15	2	0.274	4.338	0.308	0.518	0.309	0.153	0.066
15	3	0.274	6.765	0.526	0.515	0.302	0.111	0.053
16	1	0.327	3.129	0.173	0.410	0.283	0.182	0.092
16	2	0.327	7.455	0.488	0.390	0.266	0.097	0.060
17	1	0.389	4.254	0.208	0.299	0.235	0.140	0.094
18	1	0.464	4.800	0.199	0.200	0.180	0.123	0.106
19	1	0.550	5.512	0.195	0.120	0.123	0.108	0.117
20	1	0.660	7.357	0.224	0.052	0.061	0.084	0.122

Tabelle 6.5: Die Ergebnisse der korrigierten experimentellen Asymmetrie, des Strukturfunktionsverhältnisses $g_1\,/\,F_1$ und der Spinstrukturfunktion g_1 mit statistischem und systematischem Fehler für die 42 x–y–Bins

ix	iy	$A_{\|\|}$ ± stat. ± syst.	$g_1\,/\,F_1$ ± stat. ± syst.	g_1 ± stat. ± syst.
1	1	0.049 ± 0.011 ± 0.003	0.064 ± 0.014 ± 0.005	0.302 ± 0.067 ± 0.023
2	1	0.045 ± 0.011 ± 0.003	0.071 ± 0.017 ± 0.006	0.287 ± 0.070 ± 0.019
2	2	0.068 ± 0.014 ± 0.005	0.086 ± 0.017 ± 0.006	0.361 ± 0.072 ± 0.029
3	1	0.029 ± 0.010 ± 0.002	0.052 ± 0.017 ± 0.004	0.182 ± 0.061 ± 0.011
3	2	0.063 ± 0.012 ± 0.004	0.081 ± 0.016 ± 0.006	0.299 ± 0.059 ± 0.022
4	1	0.064 ± 0.009 ± 0.004	0.132 ± 0.019 ± 0.011	0.393 ± 0.056 ± 0.024
4	2	0.049 ± 0.011 ± 0.003	0.066 ± 0.015 ± 0.005	0.212 ± 0.047 ± 0.016
5	1	0.052 ± 0.009 ± 0.003	0.119 ± 0.020 ± 0.010	0.306 ± 0.051 ± 0.019
5	2	0.078 ± 0.011 ± 0.005	0.108 ± 0.015 ± 0.007	0.300 ± 0.041 ± 0.021
6	1	0.048 ± 0.008 ± 0.003	0.121 ± 0.020 ± 0.009	0.268 ± 0.045 ± 0.017
6	2	0.086 ± 0.010 ± 0.005	0.123 ± 0.015 ± 0.008	0.293 ± 0.035 ± 0.020
7	1	0.043 ± 0.008 ± 0.003	0.120 ± 0.022 ± 0.009	0.229 ± 0.041 ± 0.014
7	2	0.063 ± 0.011 ± 0.004	0.094 ± 0.015 ± 0.006	0.192 ± 0.032 ± 0.013
8	1	0.049 ± 0.008 ± 0.003	0.149 ± 0.024 ± 0.011	0.242 ± 0.038 ± 0.015
8	2	0.111 ± 0.011 ± 0.007	0.170 ± 0.016 ± 0.012	0.299 ± 0.028 ± 0.020
9	1	0.045 ± 0.009 ± 0.003	0.174 ± 0.034 ± 0.013	0.239 ± 0.047 ± 0.015
9	2	0.072 ± 0.011 ± 0.004	0.162 ± 0.024 ± 0.011	0.236 ± 0.035 ± 0.015
9	3	0.111 ± 0.013 ± 0.007	0.158 ± 0.019 ± 0.011	0.240 ± 0.029 ± 0.017
10	1	0.046 ± 0.009 ± 0.003	0.201 ± 0.036 ± 0.013	0.238 ± 0.043 ± 0.015
10	2	0.077 ± 0.011 ± 0.005	0.188 ± 0.027 ± 0.013	0.234 ± 0.034 ± 0.015
10	3	0.133 ± 0.013 ± 0.008	0.199 ± 0.020 ± 0.014	0.260 ± 0.026 ± 0.018
11	1	0.043 ± 0.008 ± 0.003	0.208 ± 0.038 ± 0.014	0.212 ± 0.038 ± 0.014
11	2	0.104 ± 0.012 ± 0.006	0.265 ± 0.029 ± 0.019	0.282 ± 0.031 ± 0.018
11	3	0.162 ± 0.014 ± 0.010	0.250 ± 0.022 ± 0.017	0.279 ± 0.024 ± 0.019
12	1	0.031 ± 0.008 ± 0.002	0.169 ± 0.043 ± 0.011	0.147 ± 0.037 ± 0.009
12	2	0.110 ± 0.012 ± 0.007	0.300 ± 0.032 ± 0.021	0.272 ± 0.029 ± 0.018
12	3	0.144 ± 0.015 ± 0.009	0.232 ± 0.023 ± 0.016	0.219 ± 0.022 ± 0.015
13	1	0.045 ± 0.008 ± 0.003	0.265 ± 0.045 ± 0.018	0.197 ± 0.034 ± 0.013
13	2	0.109 ± 0.013 ± 0.006	0.313 ± 0.036 ± 0.022	0.241 ± 0.028 ± 0.016
13	3	0.189 ± 0.016 ± 0.011	0.315 ± 0.026 ± 0.021	0.249 ± 0.021 ± 0.017
14	1	0.044 ± 0.008 ± 0.003	0.281 ± 0.048 ± 0.018	0.177 ± 0.030 ± 0.011
14	2	0.127 ± 0.015 ± 0.007	0.375 ± 0.042 ± 0.025	0.240 ± 0.027 ± 0.015
14	3	0.189 ± 0.017 ± 0.011	0.333 ± 0.030 ± 0.022	0.216 ± 0.019 ± 0.014
15	1	0.054 ± 0.009 ± 0.003	0.353 ± 0.054 ± 0.023	0.184 ± 0.028 ± 0.012
15	2	0.123 ± 0.016 ± 0.007	0.385 ± 0.048 ± 0.025	0.200 ± 0.025 ± 0.013
15	3	0.178 ± 0.019 ± 0.010	0.331 ± 0.034 ± 0.022	0.171 ± 0.018 ± 0.011
16	1	0.087 ± 0.009 ± 0.005	0.465 ± 0.045 ± 0.030	0.191 ± 0.019 ± 0.012
16	2	0.233 ± 0.021 ± 0.014	0.462 ± 0.041 ± 0.031	0.180 ± 0.016 ± 0.012
17	1	0.110 ± 0.010 ± 0.006	0.489 ± 0.041 ± 0.032	0.146 ± 0.012 ± 0.009
18	1	0.114 ± 0.012 ± 0.007	0.516 ± 0.053 ± 0.033	0.103 ± 0.011 ± 0.006
19	1	0.175 ± 0.017 ± 0.010	0.776 ± 0.074 ± 0.051	0.093 ± 0.009 ± 0.006
20	1	0.160 ± 0.029 ± 0.009	0.615 ± 0.107 ± 0.041	0.032 ± 0.006 ± 0.002

Tabelle 6.6: Die Ergebnisse des Strukturfunktionsverhältnisses g_1/F_1 und der Spinstrukturfunktion g_1 bei gemessenem und festen $Q_0^2 = 2.5\,\mathrm{GeV}^2$ mit statistischem und systematischem Fehler für die 20 x–Bins

ix	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	g_1/F_1 ± stat. ± syst.	$g_1(x, Q^2)$ ± stat. ± syst.	$g_1(x, Q_0^2)$ ± stat. ± syst.
1	0.023	0.916	0.064 ± 0.014 ± 0.005	0.302 ± 0.067 ± 0.023	0.377 ± 0.083 ± 0.037
2	0.028	1.010	0.079 ± 0.012 ± 0.006	0.323 ± 0.050 ± 0.024	0.392 ± 0.061 ± 0.036
3	0.033	1.115	0.068 ± 0.012 ± 0.005	0.242 ± 0.042 ± 0.017	0.285 ± 0.049 ± 0.025
4	0.040	1.240	0.091 ± 0.012 ± 0.007	0.286 ± 0.036 ± 0.019	0.319 ± 0.041 ± 0.029
5	0.047	1.389	0.112 ± 0.012 ± 0.008	0.302 ± 0.032 ± 0.020	0.330 ± 0.035 ± 0.029
6	0.056	1.558	0.122 ± 0.012 ± 0.009	0.284 ± 0.028 ± 0.019	0.302 ± 0.029 ± 0.025
7	0.067	1.725	0.102 ± 0.013 ± 0.007	0.206 ± 0.025 ± 0.013	0.213 ± 0.026 ± 0.017
8	0.080	1.901	0.163 ± 0.013 ± 0.012	0.279 ± 0.023 ± 0.018	0.285 ± 0.023 ± 0.021
9	0.095	2.087	0.162 ± 0.014 ± 0.012	0.239 ± 0.020 ± 0.016	0.238 ± 0.020 ± 0.018
10	0.114	2.260	0.197 ± 0.015 ± 0.014	0.248 ± 0.019 ± 0.016	0.244 ± 0.018 ± 0.019
11	0.136	2.442	0.247 ± 0.016 ± 0.017	0.267 ± 0.017 ± 0.018	0.259 ± 0.017 ± 0.020
12	0.162	2.632	0.242 ± 0.017 ± 0.017	0.222 ± 0.016 ± 0.015	0.215 ± 0.015 ± 0.016
13	0.193	2.809	0.305 ± 0.019 ± 0.020	0.236 ± 0.015 ± 0.016	0.229 ± 0.014 ± 0.017
14	0.230	3.020	0.333 ± 0.022 ± 0.022	0.214 ± 0.014 ± 0.014	0.210 ± 0.014 ± 0.015
15	0.274	3.347	0.350 ± 0.025 ± 0.023	0.181 ± 0.013 ± 0.012	0.182 ± 0.013 ± 0.012
16	0.327	3.760	0.464 ± 0.030 ± 0.030	0.185 ± 0.012 ± 0.012	0.193 ± 0.013 ± 0.013
17	0.389	4.254	0.489 ± 0.041 ± 0.032	0.146 ± 0.012 ± 0.009	0.156 ± 0.013 ± 0.010
18	0.464	4.800	0.516 ± 0.053 ± 0.033	0.103 ± 0.011 ± 0.006	0.121 ± 0.012 ± 0.007
19	0.550	5.512	0.776 ± 0.074 ± 0.051	0.093 ± 0.009 ± 0.006	0.132 ± 0.013 ± 0.008
20	0.660	7.357	0.615 ± 0.107 ± 0.041	0.032 ± 0.006 ± 0.002	0.068 ± 0.012 ± 0.004

Tabelle 6.7: Darstellung der in der HERMES–Veröffentlichung [HERMES:98f] angegebenen Ergebnisse des Strukturfunktionsverhältnisses g_1/F_1 und der Spinstrukturfunktion g_1 bei gemessenem und festen $Q_0^2 = 2.5\,\text{GeV}^2$ mit statistischem und systematischem Fehler für die 20 x–Bins

ix	g_1/F_1 ± stat. ± syst.	$g_1(x, Q^2)$ ± stat. ± syst.	$g_1(x, Q_0^2)$ ± stat. ± syst.
1	0.064 ± 0.013 ± 0.005	0.300 ± 0.062 ± 0.024	0.375 ± 0.078 ± 0.035
2	0.080 ± 0.012 ± 0.006	0.327 ± 0.048 ± 0.026	0.395 ± 0.058 ± 0.034
3	0.069 ± 0.011 ± 0.005	0.245 ± 0.041 ± 0.019	0.288 ± 0.047 ± 0.023
4	0.090 ± 0.011 ± 0.007	0.284 ± 0.035 ± 0.021	0.316 ± 0.039 ± 0.026
5	0.112 ± 0.011 ± 0.009	0.302 ± 0.031 ± 0.022	0.329 ± 0.034 ± 0.026
6	0.122 ± 0.012 ± 0.009	0.284 ± 0.027 ± 0.020	0.302 ± 0.029 ± 0.023
7	0.103 ± 0.012 ± 0.008	0.206 ± 0.025 ± 0.015	0.213 ± 0.026 ± 0.016
8	0.163 ± 0.013 ± 0.013	0.280 ± 0.022 ± 0.020	0.285 ± 0.023 ± 0.022
9	0.163 ± 0.014 ± 0.013	0.240 ± 0.020 ± 0.017	0.238 ± 0.020 ± 0.020
10	0.198 ± 0.015 ± 0.015	0.251 ± 0.019 ± 0.018	0.246 ± 0.018 ± 0.021
11	0.249 ± 0.016 ± 0.019	0.268 ± 0.017 ± 0.019	0.261 ± 0.017 ± 0.023
12	0.244 ± 0.017 ± 0.018	0.225 ± 0.016 ± 0.016	0.217 ± 0.015 ± 0.019
13	0.307 ± 0.019 ± 0.022	0.237 ± 0.015 ± 0.017	0.231 ± 0.015 ± 0.020
14	0.336 ± 0.022 ± 0.024	0.216 ± 0.014 ± 0.015	0.212 ± 0.014 ± 0.018
15	0.354 ± 0.025 ± 0.026	0.183 ± 0.013 ± 0.013	0.184 ± 0.013 ± 0.015
16	0.468 ± 0.031 ± 0.034	0.187 ± 0.012 ± 0.013	0.195 ± 0.013 ± 0.016
17	0.494 ± 0.042 ± 0.035	0.147 ± 0.013 ± 0.010	0.158 ± 0.013 ± 0.012
18	0.520 ± 0.053 ± 0.037	0.104 ± 0.011 ± 0.007	0.122 ± 0.013 ± 0.010
19	0.784 ± 0.075 ± 0.057	0.094 ± 0.009 ± 0.007	0.134 ± 0.013 ± 0.012
20	0.615 ± 0.108 ± 0.045	0.032 ± 0.005 ± 0.002	0.068 ± 0.012 ± 0.007

Tabelle 6.8: Beiträge zum systematischen Fehler der experimentellen Asymmetrie $A_{||}$

ix	iy	P_z	P_{Beam}	Det.akz.	δ_{MC}/δ_{RC}	gesamt
1	1	0.002	0.002	0.001	0.001	0.003
2	1	0.002	0.002	0.001	0.001	0.003
2	2	0.003	0.002	0.002	0.003	0.005
3	1	0.001	0.001	0.001	0.000	0.002
3	2	0.002	0.002	0.002	0.002	0.004
4	1	0.002	0.002	0.002	0.001	0.004
4	2	0.002	0.002	0.001	0.002	0.003
5	1	0.002	0.002	0.001	0.001	0.003
5	2	0.003	0.003	0.002	0.002	0.005
6	1	0.002	0.002	0.001	0.001	0.003
6	2	0.003	0.003	0.002	0.002	0.005
7	1	0.002	0.001	0.001	0.001	0.003
7	2	0.002	0.002	0.002	0.001	0.004
8	1	0.002	0.002	0.001	0.001	0.003
8	2	0.004	0.004	0.003	0.002	0.007
9	1	0.002	0.002	0.001	0.001	0.003
9	2	0.003	0.002	0.002	0.001	0.004
9	3	0.004	0.004	0.003	0.002	0.007
10	1	0.002	0.002	0.001	0.001	0.003
10	2	0.003	0.003	0.002	0.001	0.005
10	3	0.005	0.005	0.003	0.003	0.008
11	1	0.002	0.001	0.001	0.001	0.003
11	2	0.004	0.004	0.003	0.002	0.006
11	3	0.006	0.006	0.004	0.003	0.010
12	1	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002
12	2	0.004	0.004	0.003	0.002	0.007
12	3	0.006	0.005	0.004	0.003	0.009
13	1	0.002	0.002	0.001	0.001	0.003
13	2	0.004	0.004	0.003	0.002	0.006
13	3	0.007	0.006	0.005	0.003	0.011
14	1	0.002	0.002	0.001	0.001	0.003
14	2	0.005	0.004	0.003	0.002	0.007
14	3	0.007	0.006	0.005	0.003	0.011
15	1	0.002	0.002	0.001	0.001	0.003
15	2	0.005	0.004	0.003	0.002	0.007
15	3	0.007	0.006	0.004	0.003	0.010
16	1	0.003	0.003	0.002	0.001	0.005
16	2	0.009	0.008	0.006	0.003	0.014
17	1	0.004	0.004	0.003	0.002	0.006
18	1	0.004	0.004	0.003	0.001	0.007
19	1	0.007	0.006	0.004	0.003	0.010
20	1	0.006	0.005	0.004	0.001	0.009

Tabelle 6.9: Beiträge zum systematischen Fehler des Strukturfunktionsverhältnisses $g_1\,/\,F_1$

ix	iy	P_z	P_{Beam}	Det.akz.	$\delta_{\mathrm{MC}}\,/\,\delta_{\mathrm{RC}}$	A_2	R	gesamt
1	1	0.002	0.002	0.002	0.002	0.001	0.002	0.005
2	1	0.003	0.002	0.002	0.001	0.000	0.003	0.006
2	2	0.003	0.003	0.002	0.003	0.001	0.003	0.006
3	1	0.002	0.002	0.001	0.001	0.000	0.003	0.004
3	2	0.003	0.003	0.002	0.002	0.001	0.003	0.006
4	1	0.005	0.004	0.003	0.002	0.000	0.007	0.011
4	2	0.003	0.002	0.002	0.002	0.001	0.002	0.005
5	1	0.005	0.004	0.003	0.002	0.001	0.006	0.010
5	2	0.004	0.004	0.003	0.003	0.001	0.003	0.007
6	1	0.005	0.004	0.003	0.002	0.001	0.006	0.009
6	2	0.005	0.004	0.003	0.003	0.001	0.003	0.008
7	1	0.005	0.004	0.003	0.002	0.001	0.006	0.009
7	2	0.004	0.003	0.002	0.002	0.001	0.003	0.006
8	1	0.006	0.005	0.004	0.002	0.001	0.007	0.011
8	2	0.007	0.006	0.004	0.003	0.001	0.006	0.012
9	1	0.007	0.006	0.004	0.004	0.001	0.008	0.013
9	2	0.006	0.005	0.004	0.002	0.001	0.006	0.011
9	3	0.006	0.005	0.004	0.003	0.001	0.006	0.011
10	1	0.008	0.007	0.005	0.003	0.001	0.006	0.013
10	2	0.007	0.006	0.005	0.003	0.001	0.007	0.013
10	3	0.008	0.007	0.005	0.004	0.001	0.007	0.014
11	1	0.008	0.007	0.005	0.004	0.001	0.006	0.014
11	2	0.010	0.009	0.007	0.004	0.002	0.011	0.019
11	3	0.010	0.008	0.006	0.005	0.002	0.008	0.017
12	1	0.006	0.005	0.004	0.003	0.002	0.005	0.011
12	2	0.011	0.010	0.007	0.005	0.002	0.012	0.021
12	3	0.009	0.008	0.006	0.005	0.002	0.007	0.016
13	1	0.010	0.009	0.006	0.005	0.002	0.008	0.018
13	2	0.012	0.010	0.008	0.005	0.002	0.011	0.022
13	3	0.012	0.011	0.008	0.005	0.002	0.009	0.021
14	1	0.010	0.009	0.007	0.005	0.002	0.008	0.018
14	2	0.014	0.012	0.009	0.005	0.002	0.012	0.025
14	3	0.013	0.011	0.008	0.005	0.003	0.010	0.022
15	1	0.013	0.012	0.008	0.006	0.003	0.010	0.023
15	2	0.015	0.013	0.009	0.006	0.003	0.012	0.025
15	3	0.013	0.011	0.008	0.005	0.003	0.010	0.022
16	1	0.017	0.015	0.011	0.008	0.003	0.013	0.030
16	2	0.018	0.015	0.011	0.006	0.004	0.014	0.031
17	1	0.018	0.016	0.012	0.007	0.004	0.015	0.032
18	1	0.019	0.017	0.012	0.005	0.005	0.016	0.033
19	1	0.029	0.026	0.019	0.011	0.005	0.024	0.051
20	1	0.023	0.020	0.015	0.005	0.009	0.020	0.041

Tabelle 6.10: Beiträge zum systematischen Fehler der Spinstrukturfunktion g_1

ix	iy	P_z	P_{Beam}	Det.akz.	δ_{MC}/δ_{RC}	A_2	R	F_2	gesamt
1	1	0.012	0.010	0.007	0.009	0.003	0.011	0.005	0.023
2	1	0.011	0.010	0.007	0.006	0.002	0.006	0.004	0.019
2	2	0.014	0.012	0.009	0.013	0.003	0.014	0.006	0.029
3	1	0.007	0.006	0.004	0.002	0.001	0.003	0.003	0.011
3	2	0.012	0.010	0.007	0.009	0.002	0.010	0.006	0.022
4	1	0.015	0.013	0.010	0.006	0.001	0.005	0.007	0.024
4	2	0.008	0.007	0.005	0.007	0.002	0.006	0.004	0.016
5	1	0.012	0.010	0.008	0.006	0.001	0.003	0.006	0.019
5	2	0.012	0.010	0.007	0.008	0.002	0.007	0.006	0.021
6	1	0.010	0.009	0.007	0.004	0.001	0.002	0.005	0.017
6	2	0.011	0.010	0.007	0.007	0.002	0.005	0.006	0.020
7	1	0.009	0.008	0.006	0.003	0.001	0.001	0.005	0.014
7	2	0.007	0.006	0.005	0.004	0.002	0.003	0.004	0.013
8	1	0.009	0.008	0.006	0.003	0.001	0.001	0.005	0.015
8	2	0.011	0.010	0.007	0.006	0.002	0.005	0.007	0.020
9	1	0.009	0.008	0.006	0.005	0.001	0.001	0.006	0.015
9	2	0.009	0.008	0.006	0.004	0.002	0.002	0.006	0.015
9	3	0.009	0.008	0.006	0.004	0.002	0.006	0.006	0.017
10	1	0.009	0.008	0.006	0.004	0.001	0.000	0.006	0.015
10	2	0.009	0.008	0.006	0.003	0.002	0.001	0.006	0.015
10	3	0.010	0.009	0.006	0.005	0.002	0.005	0.007	0.018
11	1	0.008	0.007	0.005	0.004	0.001	0.000	0.006	0.014
11	2	0.011	0.009	0.007	0.004	0.002	0.001	0.008	0.018
11	3	0.011	0.009	0.007	0.005	0.002	0.004	0.008	0.019
12	1	0.005	0.005	0.004	0.003	0.001	0.000	0.004	0.009
12	2	0.010	0.009	0.007	0.004	0.002	0.001	0.007	0.018
12	3	0.008	0.007	0.005	0.004	0.002	0.002	0.006	0.015
13	1	0.007	0.006	0.005	0.004	0.001	0.000	0.005	0.013
13	2	0.009	0.008	0.006	0.004	0.002	0.001	0.007	0.016
13	3	0.010	0.008	0.006	0.004	0.002	0.002	0.007	0.017
14	1	0.007	0.006	0.004	0.003	0.001	0.000	0.005	0.011
14	2	0.009	0.008	0.006	0.003	0.002	0.001	0.007	0.015
14	3	0.008	0.007	0.005	0.003	0.002	0.002	0.006	0.014
15	1	0.007	0.006	0.004	0.003	0.001	0.000	0.005	0.012
15	2	0.008	0.007	0.005	0.003	0.001	0.000	0.006	0.013
15	3	0.006	0.006	0.004	0.002	0.002	0.001	0.005	0.011
16	1	0.007	0.006	0.005	0.003	0.001	0.000	0.005	0.012
16	2	0.007	0.006	0.004	0.002	0.001	0.001	0.005	0.012
17	1	0.005	0.005	0.004	0.002	0.001	0.000	0.004	0.009
18	1	0.004	0.003	0.002	0.001	0.001	0.000	0.003	0.006
19	1	0.004	0.003	0.002	0.001	0.001	0.000	0.002	0.006
20	1	0.001	0.001	0.001	0.000	0.000	0.000	0.001	0.002

Tabelle 6.11: Beiträge zum systematischen Fehler des Integrals der Spinstrukturfunktion g_1^{p} im gemessenen Bereich von $0.0212 < x < 0.85$

ix	P_z	P_{Beam}	Det.akz.	δ_{MC}/δ_{RC}	A_2	R	F_2	$Q^2 - Evol.$	gesamt
1	0.0001	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0000	0.0001	0.0002
2	0.0001	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0000	0.0001	0.0002
3	0.0001	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0001
4	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0000	0.0000	0.0001	0.0001	0.0002
5	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0000	0.0000	0.0001	0.0001	0.0002
6	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0000	0.0000	0.0001	0.0001	0.0002
7	0.0001	0.0001	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0001	0.0002
8	0.0002	0.0001	0.0001	0.0001	0.0000	0.0001	0.0001	0.0001	0.0003
9	0.0002	0.0001	0.0001	0.0001	0.0000	0.0001	0.0001	0.0001	0.0003
10	0.0002	0.0002	0.0001	0.0001	0.0000	0.0001	0.0001	0.0002	0.0004
11	0.0002	0.0002	0.0002	0.0001	0.0000	0.0001	0.0002	0.0002	0.0005
12	0.0002	0.0002	0.0002	0.0001	0.0000	0.0000	0.0002	0.0002	0.0005
13	0.0003	0.0003	0.0002	0.0001	0.0001	0.0000	0.0002	0.0003	0.0006
14	0.0003	0.0003	0.0002	0.0001	0.0001	0.0000	0.0002	0.0002	0.0006
15	0.0003	0.0003	0.0002	0.0001	0.0001	0.0000	0.0002	0.0002	0.0006
16	0.0004	0.0004	0.0003	0.0002	0.0001	0.0000	0.0003	0.0003	0.0008
17	0.0004	0.0004	0.0003	0.0001	0.0001	0.0000	0.0003	0.0002	0.0007
18	0.0004	0.0003	0.0002	0.0001	0.0001	0.0000	0.0003	0.0002	0.0007
19	0.0005	0.0004	0.0003	0.0002	0.0001	0.0000	0.0003	0.0004	0.0009
20	0.0004	0.0003	0.0002	0.0001	0.0001	0.0000	0.0002	0.0004	0.0007
Integral	0.0046	0.0040	0.0030	0.0019	0.0010	0.0008	0.0031	0.0039	0.0087

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[A$^+$:94] R. Assmann et al., *Lepton beam polarization at LEP,* CERN preprint, CERN SL/94-08, 1994.

[AS:94] I. V. Akushevich and N. M. Shumeiko, *Radiative effects in deep inelastic scattering of polarized leptons by polarized light nuclei,* J. Phys. **G20**, 513 (1994).

[B$^+$:93] D. P. Barber et al., *The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA*, Nucl. Instr. Meth **A329**, 79 (1993).

[B$^+$:94a] D. P. Barber et al., *High spin polarization at the HERA electron storage ring,* Nucl. Instr. Meth **A338**, 166 (1994).

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

[B$^+$:95a] D. P. Barber et al., *The first achievement of longitudinal spin polarization in a high-energy electron storage ring,* Phys. Lett. **B343**, 436 (1995).

[B$^+$:95b] S. Bernreuther et al., *Design and performance of the large HERMES drift chambers,* Nucl. Instr. Meth **A367**, 96 (1995).

[B$^+$:98] S. Bernreuther et al., *The HERMES back drift chambers,* Nucl. Instr. Meth **A416**, 45 (1998).

[Bau:96] J. M. Bauer, *Measurement of the longitudinal deuteron spin-structure function in deep inelastic scattering,* Dissertation, University of Massachusetts Amherst, 1996.

[Bau:98] C. Baumgarten, *The HERMES internal polarized hydrogen and deuterium targets,* in *The 13th International Symposium on High Energy Spin Physics*, Protvino, Russia, 1998.

[BC:70] H. Burkhardt and W. N. Cottingham, *Sum rules for forward virtual compton scattering,* Ann. Phys. **56**, 453 (1970).

[Ben:94] T. Benisch, *Der Luminositätsmonitor für das HERMES-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, 1994.

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

[BFK$^+$:69] M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall et al., *Observed behavior of highly inelastic electron - proton scattering*, Phys. Rev. Lett. **23**, 935 (1969).

[Bjø:66] J. D. Bjørken, *Applications of the chiral $U(6) \otimes U(6)$ algebra of current densities*, Phys. Rev. **14**, 1467 (1966).

[Bjø:69] J. D. Bjørken, *Asymptotic sum rules at infinite momentum*, Phys. Rev. **179**, 1547 (1969).

[Bou:63a] M. A. Bouchiat, J. Phys. Radium **24**, 379 (1963).

[Bou:63b] M. A. Bouchiat, J. Phys. Radium **24**, 611 (1963).

[BP:69] J. D. Bjørken and E. A. Paschos, *Inelastic electron–proton and γ–proton scattering and the structure of the nucleon*, Phys. Rev. **185**, 1975 (1969).

[Bra:95] B. Braun, *Spinrelaxation von Wasserstoff und Deuterium in Speicherzellen*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1995.

[COMPASS:96] G. Baum et al. (COMPASS Collaboration), *COMPASS: A proposal for a common muon and proton apparatus for structur and spectroscopy*, CERN preprint, CERN SPSLC/96-14, 1996.

[CR:93] F. E. Close and R. G. Roberts, *Consistent analysis of the spin content of the nucleon*, Phys. Lett. **B316**, 165 (1993).

[Due:95] M. Dueren, *The HERMES-Experiment: From the design to the first results*, Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg, 1995.

[E142:96] P. L. Anthony et al. (E142 Collaboration), *Deep inelastic scattering of polarized electrons by polarized He-3 and the study of the neutron spin structure*, Phys. Rev. **D54**, 6620 (1996).

[E143:95a] K. Abe et al. (E143 Collaboration), *Measurements of the Q^2-dependence of the proton and deuteron spin structure functions g_1^p and g_1^d*, Phys. Lett. **B364**, 61 (1995).

[E143:95b] K. Abe et al. (E143 Collaboration), *Precision measurement of the proton spin structure function* g_1^p, Phys. Rev. Lett. **74**, 346 (1995).

[E143:98a] K. Abe et al. (E143 Collaboration), *Measurements of the proton and deuteron spin structure functions* g_1 *and* g_2, Phys. Rev. **D58**, 112003 (1998).

[E143:98b] K. Abe et al. (E143 Collaboration), *Measurements of R =* σ_L/σ_T *for* $0.03 < x < 0.1$ *and fit to world data*, hep-ex/9808028, 1998.

[E154:97a] K. Abe et al. (E154 Collaboration), *Next-to-leading order QCD analysis of polarized deep inelastic scattering data*, Phys. Lett. **B405**, 180 (1997).

[E154:97b] K. Abe et al. (E154 Collaboration), *Precision determination of the neutron spin structure function* g_1^n, Phys. Rev. Lett. **79**, 26 (1997).

[E155:98a] H. Borel (E155 Collaboration), *A precision measurement of polarized structure function* g_1 *of proton and deuteron*, in *Proceedings of the 6*th *International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 98)*, Brussels, Belgium, 1998.

[E155:98b] S. Rock (E155 Collaboration), *Measurement of the proton and deuteron spin structure function* g_2 *and asymmetry* A_2, in *Proceedings of the 6*th *International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 98)*, Brussels, Belgium, 1998.

[E155:98c] L. Sorrell (E155 Collaboration), *New precision measurement of* $g_1(x, Q^2)$ *from SLAC experiment E155*, in *Proceedings of the 29*th *International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 98)*, Vancouver, Canada, 1998.

[E61:75] S. Stein et al. (E61 Collaboration), *Electron scattering at 4-degrees with energies of 4.5-GeV - 20-GeV*, Phys. Rev. **D12**, 1884 (1975).

[EMC:88] J. Ashman et al. (EMC Collaboration), *A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function* g_1 *in deep inelastic muon-proton scattering*, Phys. Lett. **B 206**, 364 (1988).

[F$^+$:97] J. A. Fedchak et al., *Silane coatings for laser-driven polarized hydrogen sources and targets*, Nucl. Instr. Meth **A391**, 405 (1997).

[Fer:97] M. Ferstl, *Polarisierte tiefinelastische Streuung an einem* ^{3}*He-Target im HERMES-Experiment*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1997.

[Fey:72] R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, W. A. Benjamin, New York, 1972.

[Fun:98] M. Funk, *A measurement of the polarised parton densities of the nucleon in deep inelastic scattering at HERMES,* Dissertation, Universität Hamburg, DESY-Thesis-1998-017, 1998.

[Gro:94] C. Großhauser, *Optimierung der transversalen Elektronenpolarisation von HERA bei 26.7 GeV,* Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, 1994.

[Hae:67] W. Haeberli, volume 17, page 373, 1967.

[Has:99] D. Hasch, *Dissertation in Vorbereitung,* Dissertation, Humboldt-Universität Berlin, 1999.

[Hen:98] M. Henoch, *Interpretation der Polarisationsmessungen am polarisierten Wasserstofftarget des HERMES-Experiments am DESY in Hamburg,* Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1998.

[HERMES:97a] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), *Measurement of the neutron spin structure function g_1^n with a polarized He-3 internal target,* Phys. Lett. **B404**, 383 (1997).

[HERMES:97b] J. J. v. Hunen (HERMES Collaboration), *Performance of the HERMES micro-strip gas chamber,* in *Proceedings for the 7th Pisa meeting on advanced detectors,* Pisa, Italy, 1997.

[HERMES:98a] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), *Beam-induced nuclear depolarisation in a gaseous polarised hydrogen target,* hep-ex/9806006, 1998.

[HERMES:98b] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), *Determination of the deep inelastic contribution to the generalised Gerasimov-Drell-Hearn integral for the proton and neutron,* hep-ex/9809015, 1998.

[HERMES:98c] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), *Observation of a coherence length effect in exclusive ρ^0 electroproduction,* hep-ex/9811011, 1998.

[HERMES:98d] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), *The flavor asymmetry of the light quark sea from semi-inclusive deep inelastic scattering,* hep-ex/9807013, 1998.

[HERMES:98e] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), *The HERMES Spectrometer,* Nucl. Instr. Meth **A417**, 230 (1998).

[HERMES:98f] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *Measurement of the proton spin structure function g_1^p with a pure hydrogen target,* Phys. Lett. **B442**, 484 (1998).

[Hey:74] A. J. G. Hey, *What do we learn from deep inelastic scattering with polarized targets* , in *Proc. 9^{th} rencontre de Moriond: High energy leptonic interaction*, 1974.

[HM:84] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons, 1984.

[J^+:83] J. R. Johnson et al., *Beam polarization measurements at the SPEAR storage ring*, Nucl. Instr. Meth **204**, 261 (1983).

[Jaf:95] R. L. Jaffe, *Spin, twist and hadron structure in deep inelastic processes*, in *Proceedings of the Ettore Majorana International School of Nucleon Structure: 1st Course: The Spin Structure of the Nucleon*, Erice, Italy, 1995.

[Kai:97] R. Kaiser, *Particle identification at HERMES*, HERMES Internal Note 97-025, 1997.

[KMV:97] R. Kaiser, F. M. Menden and M. C. Vetterli, *Probability analysis of the TRD response and the contribution of flux ratios to HERMES particle identification*, HERMES Internal Note 97-036, 1997.

[Kol:98] H. Kolster, *The HERMES gaseous internal polarized proton target and its use in the HERA positron storage ring*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1998.

[Lac:98] W. A. Lachnit, *Die hinteren HERMES-Driftkammern und ihr Einfluß auf systematische Fehler von Asymmetriemessungen*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[Lor:97] W. Lorenzon, *Beam polarimetry at HERA*, in *Proceedings of the Workshop on polarised gas targets and polarised beams*, Urbana-Champaign, USA, 1997.

[LvRV:97] S. A. Larin, T. van Ritbergen and J. A. M. Vermaseren, *The α_s^3 approximation of quantum chromodynamics to the Ellis-Jaffe sum rule*, Phys. Lett. **B404**, 153 (1997).

[LW:94] G. D. Lafferty and T. R. Wyatt, *Where to stick your data points: The treatment of measurements within wide bins*, CERN preprint, CERN PPE/94-72, 1994.

[Man:92] A. V. Manohar, *An introduction to spin dependent deep inelastic scattering*, in *Proc. of the seventh Lake Louise Winter Institute*, Chateau Lake Louise, Canada, 1992.

[Nak:92] K. Nakajima, *Polarisation study and polarimeter development at TRISTAN,* in *Proc. of the 10th Int. Symp. of Heigh Energy Spin Physics,* Nagoya, Japan, 1992.

[Neu:97] F. Neunreither, *Beiträge zur Messung der Spinstrukturfunktion g_1^{n} des Neutrons im HERMES-Experiment,* Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1997.

[NMC:95] M. Arneodo et al. (NMC Collaboration), *Measurement of the proton and the deuteron structure functions, F_2^p and F_2^d*, Phys. Lett. **B364**, 107 (1995).

[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).

[Par:96] Particle Data Group, Phys. Rev. **D 54**, 1 (1996).

[PHENIX:94] J. C. Gregory et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX experiment at RHIC,* Nucl.Phys. **A566**, 287 (1994).

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

[PTG:94] Programming-Techniques-Group, *ADAMO – Entity-Relationship programming system, Version 3.3,* ECP Division, CERN, Geneva, 1994.

[Rit:97] K. Rith, *Quark–Gluon structure of the Nucleon,* in *Lectures on QCD, F. Lenz et al.*, Banz, Deutschland, 1997.

[SA:88] D. R. Swenson and L. W. Anderson, *Relaxation rates for optically pumped Na vapor on silicone surfaces,* Nucl. Instr. Meth **B29**, 627 (1988).

[SMC:93] B. Adeva et al. (SMC Collaboration), *Measurement of the spin-dependent structure function $g_1(x)$ of the deuteron,* Phys. Lett. **B302**, 533 (1993).

[SMC:94a] D. Adams et al. (SMC Collaboration), *Measurement of the spin dependent structure function $g_1(x)$ of the proton,* Phys. Lett. **B329**, 399 (1994).

[SMC:94b] D. Adams et al. (SMC Collaboration), *Spin asymmetry in muon - proton deep inelastic scattering on a transversely polarized target,* Phys. Lett. **B336**, 125 (1994).

[SMC:95] D. Adams et al. (SMC Collaboration), *A new measurement of the spin dependent structure function $g_1(x)$ of the deuteron,* Phys. Lett. **B357**, 248 (1995).

[SMC:97a] D. Adams et al. (SMC Collaboration), *The spin dependent structure function $g_1(x)$ of the deuteron from polarized deep inelastic muon scattering*, Phys. Lett. **B396**, 338 (1997).

[SMC:97b] D. Adams et al. (SMC Collaboration), *Spin structure of the proton from polarized inclusive deep inelastic muon - proton scattering*, Phys. Rev. **D56**, 5330 (1997).

[SMC:97c] B. Adeva et al. (SMC Collaboration), *The spin dependent structure function g(1)(x) of the proton from polarized deep inelastic muon scattering*, Phys. Lett. **B412**, 414 (1997).

[SMC:98] B. Adeva et al. (SMC Collaboration), *Spin asymmetries A_1 and structure functions g_1 of the proton and the deuteron from polarized high energy muon scattering*, Phys. Rev. **D58**, 112001 (1998).

[ST:64] A. Sokolov and I. Ternov, Sov. Phys. Doklady **8**, 1203 (1964).

[STAR:92] M. E. Beddo et al. (STAR Collaboration), *STAR: Conceptual design report for the solenoidal tracker at RHIC*, BNL-PUB-5347, 1992.

[T^+:87] G. E. Thomas et al., *Thin film coatings which inhibit spin relaxation of polarized potassium atoms*, Nucl. Instr. Meth **A257**, 32 (1987).

[TT:94] S. M. Troshin and N. E. Tyurin, *Spin phenomena in particle interactions*, World Scientific, 1994.

[W^+:95] W. Wander et al., *DAD – Distributed Adamo Database system at HERMES, Version 3.3*, in *Proc. of CHEP95, Rio de Janeiro*, 1995.

[Wan:96] W. Wander, *Rekonstruktion hochenergetischer Streuereignisse im HERMES-Experiment*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1996.

[Wei:98] C. Weiskopf, *Untersuchung der Bhabha-Asymmetrien mit dem HERMES-Luminositätsmonitor* , Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[WRB^+:90] L. W. Whitlow, S. Rock, A. Bodek, E. M. Riordan and S. Dasu, *A Precise extraction of R = σ_L/σ_T from a global analysis of the SLAC deep inelastic e-p and e-d scattering cross-sections*, Phys. Lett. **B250**, 193 (1990).

[WW:77] S. Wandzura and F. Wilczek, *Sum rules for spin dependent electroproduction: Test of relativistic constituent quarks*, Phys. Lett. **B72**, 195 (1977).

7 Danksagung

Zum Abschluß möchte ich mich bei all jenen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und dafür gesorgt haben, daß auch dieser Lebensabschnitt für mich in positiver Erinnerung bleibt.

Zu allererst danke ich H. Prof. Dr. Klaus Rith für die Vergabe und Betreuung dieser Arbeit. Durch das große Vertrauen und die Möglichkeit des weitgehend eigenständigen Arbeitens konnte ich viele wertvolle Erfahrungen sammeln, die auch für die Zeit nach der Grundlagenforschung sehr hilfreich sein werden.

Weiterhin möchte ich der gesamten Erlanger Gruppe für die nette Atmosphäre danken. Besonders sollen hier Thomas Benisch, Manfred Ferstl, Frank Neunreither, Christoph Weiskopf und Tom Wölfel erwähnt werden, die Zimmer und Streß mit mir teilten und immer für ein sehr gutes Arbeitsklima gesorgt haben.

Manfred Ferstl danke ich für seine große Ausdauer bei der Beantwortung sämtlicher Fragen.

Aber auch alle anderen Mitglieder der PI2–Gruppe, Marc Beckmann, Stefan Bernreuther, Bernd Braun, Peter Budz, Michael Düren, Klaus Fiedler, Carsten Großhauser, Peter Hanich, Wolfgang Kilian, Matthias Kirsch, Norbert Koch, Daniel Körner, Wolfgang Lachnit, Stefan Lorenz, Wolfgang Nagengast, Alexander Naß, Bernd Ranzenberger, Hans Russo, Frank Schmidt, Alexander Slavicek, Prof. Dr. Erhard Steffens, Jörn Stenger, Horst Utz, Wolfgang Wander, Michael Wiesmann und Jürgen Wilbert, haben durch viele Diskussionen, Kaffee– bzw. Teesessions, Mensagänge und unerschöpfliche Keksvorräte geholfen, so manches Problem zu lösen.

Einen besonderen Dank möchte ich auch unserer Sekretärin Frau Löhner aussprechen.

Ganz besonders bedanke ich mich bei meinen Zeuthener g_1–Kolleginnen Delia Hasch und Uta Stößlein für die sehr gute und produktive Zusammenarbeit.

Weiterhin gilt mein Dank allen Mitgliedern der HERMES–Kollaboration. Namentlich möchte ich hier Erik Volk für seine große Hilfe bei allen Monte–Carlo Problemen und Michael Düren, Marc–André Funk, Holger Ihssen, Wolfgang Wander und Knut Woller für die Beantwortung vieler Rechner– und Analyse–Fragen danken.

Ganz besonders möchte ich mich bei Thomas Benisch, Pamela Chumney, Marc–André Funk, Carsten Großhauser und Falk Meissner bedanken, die dazu beitrugen, daß ich mich auch in Hamburg sehr schnell heimisch (fränk.: sauwohl) fühlte.

Speziell die gemütlichen Stunden im Blauen Haus oder im Familieneck waren immer eine Reise wert.

Ein ganz herzlicher Dank an dieser Stelle an Falk für die spaßige und harmonische Zeit in der gemeinsamen Wohnung.

Meinen Eltern und meiner restlichen Familie möchte ich für die Unterstützung danken, die mir den notwendigen Rückhalt für die gesamte Ausbildung gegeben hat.

Mein größter Dank gilt allerdings meiner Marion, die mich über die ganze Zeit mit sehr viel Liebe unterstützt hat und leider viel zu oft Verständnis für ausgiebige Überstunden zeigen mußte.

Diese Aufzählung erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit – Merci bien an alle die ich vergessen habe!

Lebenslauf

Name:		Andreas Gute
Geburtstag:		21.05.1970
Geburtsort:		Nürnberg
Nationalität:		deutsch
Familienstand:		ledig
Schulausbildung:	09/76 - 07/80	Grundschule Hopfengartenweg Nürnberg
	09/80 - 05/89	Sigmund–Schuckert–Gymnasium Nürnberg
	05/89	Abitur
Wehrdienst:	06/89 - 11/89	Grundwehrdienst in Manching
Studium:	11/89 - 02/95	Studium an der Friedrich–Alexander Universität Erlangen–Nürnberg
	11/89 - 03/90	Fach: Mathe–Physik Lehramt
	04/90 - 02/95	Fach: Physik Diplom
	07/91	Diplom–Vorprüfung
	02/95	Diplom–Hauptprüfung
	seit 03/95	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen–Nürnberg