Polarisierte tiefinelastische Streuung an einem ^{3}He -Target im HERMES-Experiment

von
Manfred Ferstl

Polarisierte tiefinelastische Streuung an einem ^{3}He -Target im HERMES-Experiment

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

vorgelegt von
Manfred Ferstl
aus Neumarkt/Opf.

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

Tag der mündlichen Prüfung:	8. Dezember 1997
Vorsitzender der Prüfungskommission:	Prof. Dr. D. Kölzow
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. K. Rith
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. G. Anton

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die einheitliche Beschreibung möglichst aller fundamentalen Zusammenhänge der materiellen Welt war schon immer das Ziel der Physiker. Insbesondere die elementaren Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkung sind von großem Interesse. Nach dem sogenannten Standardmodell existieren als fundamentale Teilchen sechs Quarks und sechs Leptonen, die jeweils in drei Familien eingeteilt sind. Mit der Entdeckung des schwersten Quarks wurde dieses Modell 1995 komplettiert. In diesem Standardmodell wird die elektroschwache Wechselwirkung in einer einheitlichen Theorie beschrieben, welche durch die Entdeckung der W- und Z-Bosonen eindrucksvoll bestätigt wurde.

Im Gegensatz zur Struktur der Atome, die durch die elektromagnetische Wechselwirkung bestimmt wird, ist die Zusammensetzung der Hadronen aus den Quarks weit weniger verstanden. Die Beschreibung im einfachen Quarkmodell erklärt zwar die wesentlichen Quantenzahlen und erlaubt die Klassifizierung des sogenannten „Teilchenzoos", die Messung der Strukturfunktionen hat jedoch gezeigt, daß der Impuls der Nukleonen nur etwa zu 50 % von den Quarks getragen wird. Den fehlenden Anteil tragen die Gluonen bei, deren Existenz durch die Ereignisse mit mehreren Jets in e^+-e^--Kollisionen nachgewiesen wurde.

Die Berücksichtigung des Spins der Bausteine hat entscheidend zum Verständnis der Struktur von Atomen und Atomkernen beigetragen. Dies sollte im Fall der Hadronen nicht anders sein. Eine Untersuchung der Spinstruktur der Nukleonen mit hoher Präzision wurde jedoch erst durch Fortschritte in der Technologie polarisierter Leptonstrahlen und kernspinpolarisierter Targets möglich.

Das HERMES-Experiment begann im Jahr 1995 ein umfangreiches Meßprogramm zur Untersuchung der Spinstruktur von Proton und Neutron. In dieser Arbeit soll die inklusive Analyse der tiefinelastischen Daten des Jahres 1995 vorgestellt werden.

1 Physikalische Grundlagen

1.1 Tiefinelastische Streuung

Die wesentlichen Aufschlüsse über die Struktur der Materie wurden durch Streuexperimente gewonnen. Die ersten Hinweise auf den Bau der Atome erhielt Rutherford aus Streuung von Alphateilchen. Verwendung von höherenergetischen Elektronen als Sonden in elastischen Streuprozessen erlaubt die Bestimmung von elektomagnetischen Eigenschaften von Kernen und Nukleonen, wie Ladungsradien und Formfaktoren.

Die tiefinelastische Streuung (*deep inelastic scattering, DIS*) schließlich ermöglicht die Untersuchung der inneren Struktur der Nukleonen. Insbesondere die polarisierte Streuung gibt Aufschluß über ihre Spinstruktur. Die Grundlagen der theoretischen Beschreibung des tiefinelastischen Streuprozesses wurden in vielen Übersichtsartikeln dargestellt. Die nachfolgende Darstellung richtet sich im Wesentlichen nach [Jaf:95, Rob:90c].

1.1.1 Grundlegende Variablen

Der grundlegende Prozeß der tiefinelastischen Streuung ist in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt. Ein Lepton wechselwirkt mit einem Nukleon durch Austausch eines Vektorbosons, wobei die Viererimpulse vor und nach der Streuung mit $\mathbf{k}$ bzw. $\mathbf{k}'$ bezeichnet sind. Das Nukleon mit Viererimpuls $\mathbf{p}$ bildet nach der Absorption des Austauschbosons mit Impuls $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ den hadronischen Endzustand X mit Viererimpuls $\mathbf{p}_{\mathrm{X}}$. Die Masse des Nukleons sei M und die Masse m des Leptons wird vernachlässigt.

Beim HERMES Experiments werden Positronen gestreut[1] und bei der HERA-Energie von 27.5 GeV und stationärem Target spielt nur der Austausch von Photonen einen Rolle.

[1] Seit 1995 wird der Leptonenstrahl bei HERA mit Positronen betrieben, in Zukunft ist auch wieder der Betrieb mit Elektronen geplant.

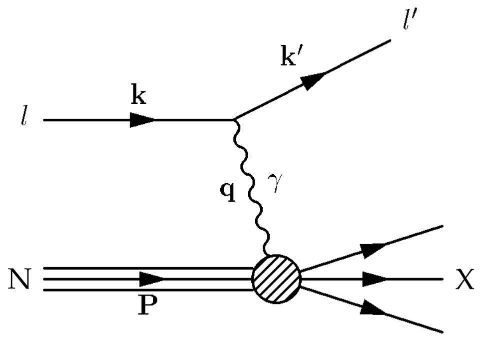


Abbildung 1.1: Tiefinelastische Lepton–Nukleon–Streuung (Ein–Photon–Austausch). Das einlaufende Lepton l emittiert ein virtuelles Photon γ. Dieses wird von dem Nukleon N absorbiert, welches in den hadronischen Endzustand X übergeht. Die inklusive Kinematik ist durch die Viererimpulse $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$ und $\mathbf{P}$ vollständig bestimmt.

Man definiert die folgenden Invarianten

$$q^2 \equiv (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 = -Q^2 < 0 \tag{1.1}$$
$$s \equiv (\mathbf{P} + \mathbf{k})^2 \tag{1.2}$$
$$W^2 \equiv \mathbf{P}_{\mathrm{X}}{}^2 = (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2 \tag{1.3}$$
$$\nu \equiv \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{M} = \frac{Q^2 + W^2 - M^2}{2M} \tag{1.4}$$

und die dimensionslosen Skalenvariablen

$$x \equiv \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \tag{1.5}$$
$$y \equiv \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}}, \tag{1.6}$$

für die gilt:

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - M^2} \tag{1.7}$$
$$y = \frac{2M\nu}{s - M^2} = \frac{Q^2 + W^2 - M^2}{s - M^2}. \tag{1.8}$$

Die Variable Q^2 beschreibt den Impulsübertrag auf das Nukleon durch das virtuelle Photon. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie wird mit s bezeichnet und W ist die Masse des hadronischen Endzustands. Die Variable x ist ein Maß für die Inelastizität der Streuung. Da der hadronische Endzustand nicht leichter als das Nukleon sein kann, $W^2 \geq M^2$, gilt

$$0 < x \leq 1.$$

Der Grenzfall $x = 1$ beschreibt elastische Streuung, bei der das Nukleon intakt bleibt.

Bei fester Schwerpunktsenergie s ist der Streuvorgang durch die beiden dimensionslosen Variablen x und y vollständig beschrieben, da

$$Q^2 = xy(s - M^2). \tag{1.9}$$

Als tiefinelastischen oder *Bjørken* Grenzfall bezeichnet man die Streuung für $\nu \to \infty, Q^2 \to \infty$ bei konstantem x.

Kinematische Variablen im Laborsystem

Im Laborsystem eines Experiments mit stationärem Target können die kinematischen Größen durch die experimentell zugänglichen Variablen ausgedrückt werden. Dies sind die Strahlenergie E, die Energie des gestreuten Teilchens E' und der Streuwinkel θ.

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \tag{1.10}$$

$$\nu = E - E' \tag{1.11}$$

$$s = 2ME + M^2 \tag{1.12}$$

$$y = \frac{\nu}{E}. \tag{1.13}$$

Die Energie des Photons im Laborsystem ist also gerade ν, y ist der Bruchteil der Energie des einlaufenden Leptons, die an das Photon übertragen wird. Folglich gilt auch

$$0 < y \leq 1.$$

1.1.2 Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für inklusive Streuung ist gegeben durch [Jaf:95]

$$\mathrm{d}\sigma = \frac{1}{J} \frac{\mathrm{d}^3 k'}{2k'_0 (2\pi)^3} \sum_{\mathrm{X}} \prod_{i=1}^{n_{\mathrm{X}}} \int \frac{\mathrm{d}^3 p_i}{2p_{i0}(2\pi)^3} \left|\mathcal{A}\right|^2 (2\pi)^4 \delta^4(P - q - \sum_{i=1}^{n_{\mathrm{X}}} p_i). \tag{1.14}$$

Es wird über alle hadronischen Endzustände X summiert, von denen jeder aus n_{X} Teilchen mit den Impulsen p_{X} besteht. Der Fluß J der einlaufenden Teilchen beträgt $J = 4\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}$ bzw. $J = 4EM$ im Laborsystem.

Die quadrierte Amplitude $|\mathcal{A}|^2$ setzt sich aus einem leptonischen und einem hadronischen Tensor zusammen:

$$\left|\frac{\mathcal{A}}{4\pi}\right|^2 = \frac{\alpha^2}{Q^4} l^{\mu\nu} W_{\mu\nu}. \tag{1.15}$$

Der leptonische Tensor $l^{\mu\nu}$ ist als Quadrat eines Stroms mit Spin 1/2 in der Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) exakt berechenbar und gegeben durch

$$l^{\mu\nu} = 2(k'^{\mu}k^{\nu} + k'^{\nu}k^{\mu}) - 2g^{\mu\nu}k \cdot k' + 2i\epsilon^{\mu\nu\sigma\tau}q_\sigma s_\tau. \tag{1.16}$$

Er ist eine Funktion der Impulse $\mathbf{k}$ und $\mathbf{k}'$ und des Spinvektors s des einlaufenden Leptons, der auf $s^2 = -m^2$ normiert ist. Über die Spinzustände des gestreuten Leptons wurde summiert. Der Tensor besitzt symmetrische Anteile und einen spinabhängigen antisymmetrischen Teil.

Der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ beschreibt die innere Struktur des Nukleons und ist durch die Dynamik der starken Wechselwirkung gegeben. Er muß verschiedenen Symmetrien genügen, insbesondere Lorenz–Kovarianz, Eichinvarianz und Paritätserhaltung der elektromagnetischen Wechselwirkung. Er kann durch vier dimensionlose Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$, $F_2(x, Q^2)$, $g_1(x, Q^2)$ und $g_2(x, Q^2)$ parametrisiert werden, die nur von den Invarianten x und Q^2 abhängen. Diese allgemeinste Darstellung kann ebenfalls in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Teil zerlegt werden:

$$W^{\mu\nu} = W^{\{\mu\nu\}} + W^{[\mu\nu]} \tag{1.17}$$

mit

$$W^{\{\mu\nu\}} = \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right) F_1 + \left[\left(P^\mu - \frac{M\nu}{q^2}q^\mu\right)\left(P^\nu - \frac{M\nu}{q^2}q^\nu\right)\right]\frac{F_2}{M\nu} \tag{1.18}$$

$$W^{[\mu\nu]} = -i\epsilon^{\mu\nu\sigma\tau}\frac{q_\sigma}{M\nu}\left(S_\tau(g_1 + g_2) - P_\tau\frac{q \cdot S}{M\nu}g_2\right), \tag{1.19}$$

wobei S der Spinvektor des Nukleons ist ($S^2 = -M^2, P \cdot S = 0$).

Diese Strukturfunktionen hängen mit den dimensionsbehafteten Strukturfunktionen, die ebenfalls benutzt werden, wie folgt zusammen:

$$MW_1 = F_1, \quad \nu W_2 = F_2, \quad G_1 = \frac{M}{\nu}g_1, \quad G_2 = \frac{M^2}{\nu^2}g_2. \tag{1.20}$$

Die Funktionen W und G wurden ursprünglich zur Parametrisierung des hadronischen Tensors verwendet. Im Grenzfall $Q^2 \to \infty$ hängen die F und g jedoch nur noch von der Skalenvariablen x ab, ihre Verwendung ist daher günstiger für die theoretische Beschreibung unabhängig vom Bezugssystem.

Der Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Streuung ergibt sich durch Kontraktion der symmetrischen Anteile von $l^{\mu\nu}$ und $W^{\mu\nu}$

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y} = \frac{e^4}{2\pi Q^2}\left\{\frac{y}{2}F_1(x,Q^2) + \frac{1}{2xy}(1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2)F_2(x,Q^2)\right\} \tag{1.21}$$

mit $\gamma^2 = Q^2/\nu^2 = \frac{4x^2M^2}{Q^2}$, was im Bjørken Limes verschwindet.

Strukturfunktionen im Laborsystem

Für Streuung an einem ruhenden Nukleon hat der Wirkungsquerschnitt in den experimentellen Variablen die Form[Rob:90a]:

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E'} &= \frac{\alpha^2}{4E^2\sin^4\frac{\theta}{2}}\left[2\frac{F_1}{M}\sin^2\frac{\theta}{2} + \frac{F_1}{\nu}\cos^2\frac{\theta}{2}\right] \\ &= \left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right|_{\mathrm{Mott}}\left[2\frac{F_1}{M}\tan^2\frac{\theta}{2} + \frac{F_2}{E-E'}\right],\end{aligned} \tag{1.22}$$

wobei

$$\left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right|_{\mathrm{Mott}} = \frac{\alpha^2}{4E^2}\frac{\cos^2\frac{\theta}{2}}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \tag{1.23}$$

der Streuquerschnitt für ein Lepton im Coulombfeld ist.

1.1.3 Polarisierte Strukturfunktionen

Im Falle unpolarisierter Leptonen liefern die spinabhängigen Terme im hadronischen Tensor keinen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Man kann deshalb den spinabhängigen Wirkungsquerschnitt als die Hälfte der Differenz der Wirkungsquerschnitte für links- und rechtshändige Leptonen schreiben:

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\Delta\sigma(\alpha)}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}\phi} = \frac{e^4}{4\pi Q^2}\Bigg\{&\cos\alpha\left[\left(1-\frac{y}{2}-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right)g_1(x,Q^2) - \frac{y}{2}\gamma^2 g_2(x,Q^2)\right] \\ &-\gamma\sin\alpha\cos\phi\sqrt{1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2}\left(\frac{y}{2}g_1(x,Q^2)+g_2(x,Q^2)\right)\Bigg\}.\end{aligned} \tag{1.24}$$

Hier treten zwei weitere Winkel auf, die im Ruhesystem des Nukleons wie folgt (siehe Abbildung 1.2) definiert sind: der Winkel α liegt zwischen der Richtung des Leptonstrahls und dem Spin des Nukleons, ϕ ist der Azimutwinkel des Nukleonspins zur Streuebene.

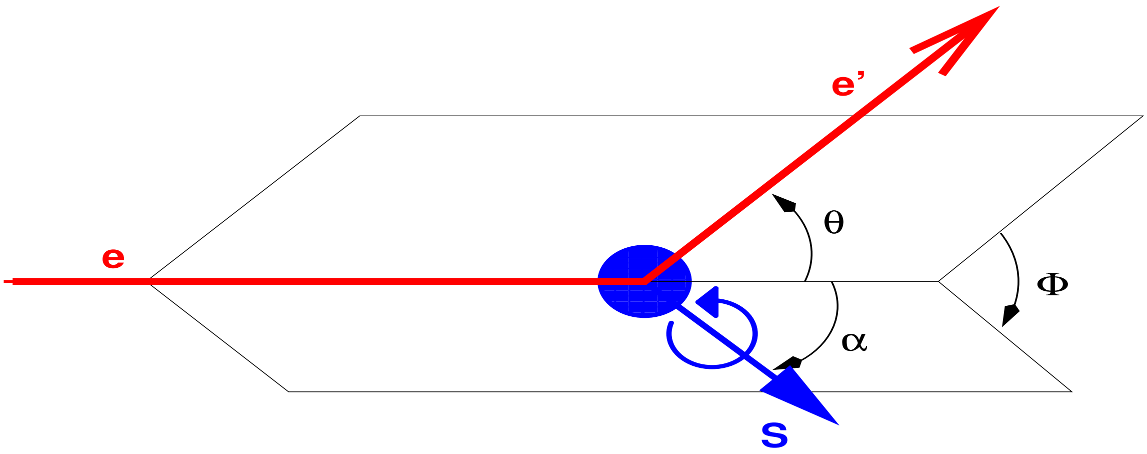


Abbildung 1.2: Winkel bei der spinabhängigen Streuung im Ruhesystem des Nukleons

1.2 Wirkungsquerschnitte für virtuelle Photonen

Eine nützliche Sichtweise des Prozesses ergibt sich unter Verwendung des Absorptionsquerschnitts für virtuelle Photonen. Diese können im Gegensatz zu reellen Photonen sowohl transversal als auch longitudinal polarisiert sein. Transversal polarisierte Photonen haben den Spin in Flugrichtung, longitudinal polarisierte Photonen haben ihn senkrecht dazu. Man verwendet die Polarisationsvektoren ϵ_λ, mit $\epsilon_\lambda \cdot \mathbf{q} = 0$. Wählt man die z-Achse entlang $\mathbf{q}$, so findet man[HM:84a]

$$\begin{array}{ll} \lambda = \pm 1 \qquad & \epsilon_\pm = \mp\sqrt{\frac{1}{2}}(0; 1, \pm i, 0) \\ \lambda = 0 \qquad & \epsilon_0 = \frac{1}{\sqrt{Q^2}}(\sqrt{Q^2+\nu^2}; 0, 0, \nu). \end{array} \tag{1.25}$$

Der totale Absorptionsquerschnitt für Photonen der Helizität λ ergibt sich dann zu

$$\sigma_\lambda^{\mathrm{tot}} = \frac{4\pi^2\alpha}{K}\epsilon_\lambda^{*\mu} W_{\mu\nu}\epsilon_\lambda^\nu. \tag{1.26}$$

Der Flußfaktor K für virtuelle Photonen kann nicht eindeutig festgelegt werden. Dies bedeutet, daß auch der Begriff des Absorptionsquerschnitts nicht wohldefiniert ist. Gleichwohl ist er nützlich für die folgenden Überlegungen, da die wichtigsten Relationen vom Fluß unabhängig sind. Für reelle Photonen ($Q^2 = 0$) gilt $K = \nu$, der allgemeine Flußfaktor muß diesen Grenzfall mit einschließen. Gebräuchliche Ausdrücke für K sind $K = \sqrt{\nu^2 + Q^2} = \nu\sqrt{1+\gamma^2}$ oder $K = \nu - \frac{Q^2}{2M} = \nu(1-x)$.

Für die verschiedenen Polarisationen des virtuellen Photons erhält man nun die Wirkungquerschnitte:

$$\sigma_{\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{KM}\left[F_1 + g_1 - \gamma^2 g_2\right] \tag{1.27}$$

$$\sigma_{\frac{3}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{KM}\left[F_1 - g_1 + \gamma^2 g_2\right] \tag{1.28}$$

$$\sigma_{\mathrm{L}} = \frac{4\pi^2\alpha}{KM}\left[\frac{1+\gamma^2}{2x}F_2 - F_1\right] \tag{1.29}$$

$$\sigma_{\mathrm{I}} = \frac{4\pi^2\alpha}{KM}\gamma\left[g_1 + g_2\right]. \tag{1.30}$$

Hierbei sind $\sigma_{\frac{1}{2}}$, $\sigma_{\frac{3}{2}}$ die Wirkungsquerschnitte für die Fälle daß der Betrag der Projektion des Gesamtspins von Photon und Nukleon entlang der Photonrichtung 1/2 bzw. 3/2 beträgt, der Absorptionsquerschnitt für longitudinale Photonen ist σ_{L}, die Interferenz von transversaler und longitudinaler Polarisation des Photons liefert σ_{I}. Man definiert das Verhältnis aus longitudinalem und transversalem Absorptionsquerschnitt, σ_{L} und $\sigma_{\mathrm{T}} = \frac{1}{2}(\sigma_{\frac{3}{2}} + \sigma_{\frac{1}{2}})$

$$R := \frac{\sigma_{\mathrm{L}}}{\sigma_{\mathrm{T}}} = \frac{F_2}{2xF_1}(1+\gamma^2) - 1. \tag{1.31}$$

Diese Beziehung verknüpft die beiden Strukturfunktionen F_1 und F_2, deshalb wird die unpolarisierte Streuung oft auch durch die beiden Funktionen F_2 und R beschrieben (siehe auch 1.50).

Man möchte nun den gesamten unpolarisierten tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt aus dem longitudinalen und dem transversalen Absorptionsquerschnitt zusammensetzen:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y} = \Gamma(\sigma_{\mathrm{T}} + \epsilon\sigma_{\mathrm{L}}), \tag{1.32}$$

mit ϵ als die relative longitudinale Polarisation des virtuellen Photons. Man findet durch Vergleich mit (1.21)

$$\epsilon = \frac{1}{1 + \frac{2y^2(1+\gamma^2)}{4(1-y) - y^2\gamma^2}} \tag{1.33}$$

$$\Gamma = \frac{2\alpha M y}{\pi Q^2}K. \tag{1.34}$$

1.3 Tiefinelastische Streuung im Quark-Parton-Modell

Das Quark–Parton–Modell (QPM) beschreibt die Mesonen und Baryonen als zusammengesetzte Objekte. Sie bestehen aus geladenen Quarks mit Spin 1/2 und ungeladenen Gluonen mit Spin 1. Die Quantenzahlen der Hadronen wie Ladung, Spin oder Strangeness werden dabei durch die *Valenzquarks* bestimmt. Baryonen bestehen aus drei Quarks, Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark. Außerdem können Gluonen in Quark-/ Antiquark-Paare fluktuieren, wodurch die *Seequarks* entstehen. Das QPM kann das Spektrum der Mesonen und Hadronen sowie äußere Eigenschaften wie z.B. die magnetischen Momente der Nukleonen in guter Näherung vorhersagen.

Im Quark–Parton–Modell interpretiert man die inelastische Streuung an einem Nukleon als die inkohärente Überlagerung der elastischen Streuung an den Quarks. Man benutzt dazu ein Bezugssystem, indem der Impuls des Protons unendlich wird, so daß alle Massen und Transversalimpulse vernachlässigbar sind (*infinite momentum frame*).

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung an den als punktförmig angesehenen Quarks berechnet sich analog zum Elektron-Müon-Streuquerschnitt (siehe Abbildung 1.3).

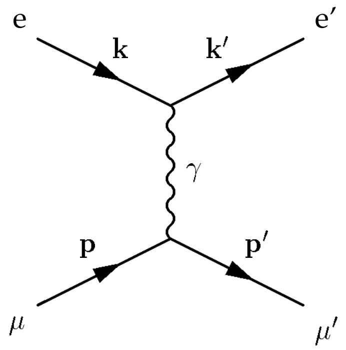


Abbildung 1.3: Elektron–Müon–Streuung in der Ein–Photon–Näherung als Analogprozeß zur Lepton–Quark–Streuung

Den Zusammenhang zwischen dem elastischen Lepton–Quark–Streuquerschnitt und den Strukturfunktionen der Nukleonen sieht man beinahe sofort, wenn man die Mandelstam–Variablen s, t und u,

$$s = (\mathbf{p} + \mathbf{k})^2, \qquad t = (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2, \qquad u = (\mathbf{p} - \mathbf{k}')^2 \tag{1.35}$$

verwendet, für die gilt

$$s + t + u = \sum m^2. \tag{1.36}$$

Die Summe läuft hier über alle Eingangs- und Ausgangsteilchen. Im Folgenden sollen jedoch alle Terme m^2, M^2 vernachlässigt werden.

Elektron–Müon–Streuung

Man erhält dann für die Elektron–Müon–Streuung [Clo:79]

$$l^{\mu\nu} W_{\mu\nu} = 2(s^2 + u^2) \tag{1.37}$$

und für den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} = \frac{4\pi\alpha^2}{t^2}\frac{1}{2}\frac{s^2+u^2}{s^2}. \tag{1.38}$$

Die Beziehung (1.36) vereinfacht sich im Falle der elastischen Elekton–Müon–Streuung zu

$$s + t + u = 0, \tag{1.39}$$

und der Wirkungsquerschnitt kann umgeschrieben werden zu

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}u} = \frac{4\pi\alpha^2}{t^2}\frac{1}{2}\frac{s^2+u^2}{s^2}\delta(s+t+u). \tag{1.40}$$

Die Beziehung wurde durch die Verwendung der Deltafunktion als doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt geschrieben, um dann den Vergleich zum inelastischen Formalismus zu ermöglichen.

Lepton–Quark–Streuung

Dieser Einzelwirkungsquerschnitt kann nun für die Quarks im Nukleon inkohärent überlagert werden. Vernachlässigt man den Transversalimpuls, so kann man für den Impuls eines Quarks schreiben

$$\mathbf{p}_{\mathrm{parton}} = \hat{x}\,\mathbf{p}_{\mathrm{Nukleon}}. \tag{1.41}$$

Das Quark trägt also den Bruchteil $\hat{x}$ vom Impuls des Nukleons. Die Invarianten s und u erhalten dadurch einen Faktor $\hat{x}$

$$s' = \hat{x}s, \quad u' = \hat{x}u, \tag{1.42}$$

während t unverändert bleibt,

$$t' = t, \tag{1.43}$$

da es nur durch den Vertex des Leptons definiert ist.
Man findet dann

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}u}\right)_{eq(\hat{x})\to eq(\hat{x})} = \hat{x}\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t'\,\mathrm{d}u'} = \frac{4\pi\alpha^2}{t^2}\frac{1}{2}\frac{s^2+u^2}{s^2}\hat{x}\delta(t+\hat{x}(s+u)). \tag{1.44}$$

Summiert man dies über die verschiedenen Typen i von Quarks (*flavours*) mit Ladung e_i (in Einheiten der Elementarladung e) und integriert über $\hat{x}$, so erhält man

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}u}\right)_{e\mathrm{N}\to e\mathrm{X}} = \frac{4\pi\alpha^2}{t^2}\frac{1}{2}\frac{s^2+u^2}{s^2}\int \mathrm{d}\hat{x}\sum_i e_i^2\hat{x}q_i(\hat{x})\frac{\delta(\hat{x}-x)}{s+u}. \tag{1.45}$$

Hierbei ist $q_i(\hat{x})$ die Wahrscheinlichkeitsdichte, ein Quark vom Typ i mit Impulsbruchteil $\hat{x}$ zu finden. Diese Funktionen werden Quark-Verteilungsfunktionen oder Quarkdichten genannt. Die Deltafunktion wurde mittels $x = -t/(s+u)$ umgeschrieben (siehe (1.46)).

Tiefinelastische Streuung

Für die Variablen der tiefinelastische Streuung ergeben sich folgende Zusammenhänge:

$$\begin{aligned} t = -Q^2, \qquad u &= 2M\nu - s \\ s+t+u &= M^2+W^2 \\ x &= -\frac{t}{s+u}. \end{aligned} \tag{1.46}$$

Drückt man nun den Wirkungsquerschnitt (1.21) der unpolarisierten Streuung durch die Mandelstam–Variablen aus, so erhält man

$$\begin{aligned} \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}u}\right)_{e\mathrm{N}\to e\mathrm{X}} &= \frac{4\pi\alpha^2}{t^2}\frac{1}{2}\frac{1}{s^2(s+u)}\left[2xF_1(s+u)^2 - 2usF_2\right] \\ &= \frac{4\pi\alpha^2}{t^2}\frac{1}{2}\frac{s^2+u^2}{s^2(s+u)}\left[2xF_1 + \frac{2us}{s^2+u^2}(2xF_1-F_2)\right]. \end{aligned} \tag{1.47}$$

Da s und u unabhängig verändert werden können, kann man die Koeffizienten in (1.45) und (1.47) direkt vergleichen. Man sieht sofort, daß der Bruchteil $\hat{x}$ mit x identifiziert werden muß. Die Skalenvariable x aus (1.5) kann also als Impulsbruchteil des Partons interpretiert werden, an dem gestreut wurde.

Die Strukturfunktionen $F_{1,2}$ sind nur noch Funktionen von x und es gilt:

$$2xF_1(x) = F_2(x) \tag{1.48}$$

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 q_i(x). \tag{1.49}$$

Die Beziehung (1.48) ist als *Callan-Gross-Relation* [CG:69] bekannt. Sie folgt direkt aus den Modellannahmen

- Die elastische Streuung an den Partonen erfolgt inkohärent. Es findet also keine weitere Wechselwirkung zwischen den Partonen statt. Dies entspricht der „asymptotischen Freiheit" der Quarks bei hohen Energien.
- Die Quarks sind punktförmig und haben Spin 1/2.

Man sieht durch Vergleich mit (1.31) daß in diesem Modell die Strukturfunktion R verschwindet

$$R = 0, \qquad \sigma_{\mathrm{L}} = 0. \tag{1.50}$$

Dies folgt daraus, daß longitudinale Photonen von Quarks ohne Transversalimpuls nicht absorbiert werden können.

Dieses sogenannte Skalenverhalten der Strukturfunktion im QPM, also die Abhängigkeit von nur einer Variablen x wurde durch die Experimente der tiefinelastischen Streuung bestätigt.

Spinabhängige tiefinelastische Streuung

Für die polarisierte Strukturfunktion g_1 kann eine zu (1.49) analoge Beziehung aufgestellt werden. Man definiert die spinabhängigen Verteilungsfunktionen

$$\Delta q_i(x) \equiv q_i^{\uparrow}(x) - q_i^{\downarrow}(x), \tag{1.51}$$

wobei $q_i^{\uparrow/\downarrow}$ die Wahrscheinlickeitsdichten sind, das Quark i mit Impulsbruchteil x und Spin parallel/antiparallel zum Spin des Nukleons zu finden ($q_i(x) = q_i^{\uparrow}(x) + q_i^{\downarrow}(x)$). Es ergibt sich dann

$$g_1(x) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 \Delta q_i(x), \tag{1.52}$$

$$g_2(x) = 0. \tag{1.53}$$

Im einfachen QPM ist also die Spinstrukturfunktion g_1 direkt mit den Quark–Spindichten verknüpft, während g_2 verschwindet.

1.4 Strukturfunktionen und Partondichten in der Quantenchromodynamik

Das naive Quark-Parton-Modell, das in 1.3 diskutiert wurde, kann im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) verbessert werden. Die einfache Darstellung von F_1 und g_1 durch die Quarkdichten in (1.49) und (1.52), die nur von x abhängen, wird erweitert zu Q^2-abhängigen Quarkdichten und Strukturfunktionen. Diese Erweiterung wurde auch gestützt durch die zunehmende Genauigkeit der experimentellen Daten, die Abweichungen der Strukturfunktionen vom Skalenverhalten zeigten. Abbildung 1.4 zeigt die Strukturfunktion F_2^{p} nach [NMC:95].

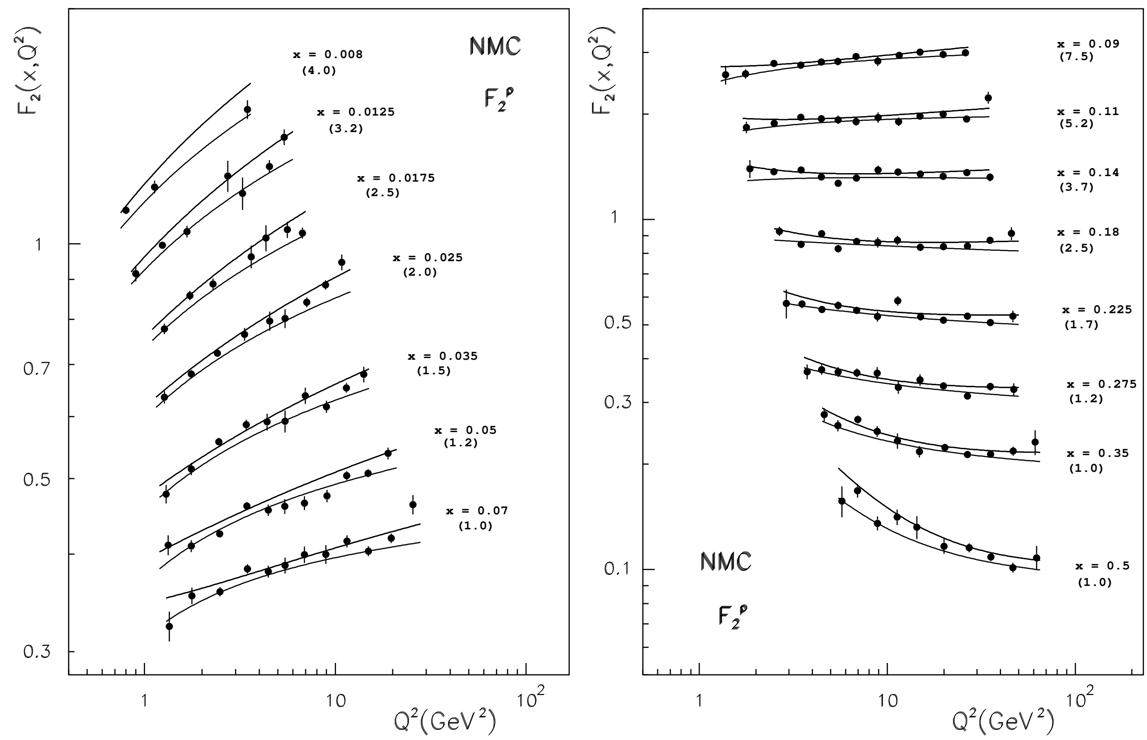
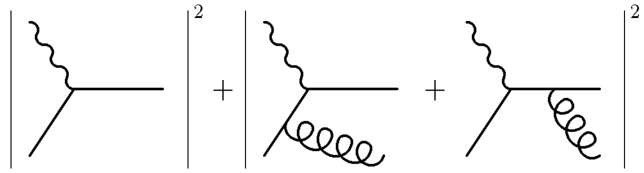


Abbildung 1.4: Die Strukturfunktion F_2^{p} als Funktion von Q^2 für verschiedene Werte von x nach [NMC:95]. Das Skalenverhalten für mittlere x ist deutlich zu erkennen, sowie die Abweichungen hiervon für kleine und große x.

1.4.1 QCD-Effekte in unpolarisierter Streuung

Die Abhängigkeit von Q^2 entsteht durch die Abstrahlung von Gluonen, welche proportional zur starken Kopplungskonstante α_{s} ist. Man ordnet diese Korrekturen nach Potenzen von α_{s}, bei den Termen 1. Ordnung ist also ein Gluon beteiligt.
So wird etwa die unpolarisierte Strukturfunktion erweitert zu [HM:84b]

$$\frac{F_2(x,Q^2)}{x} =$$

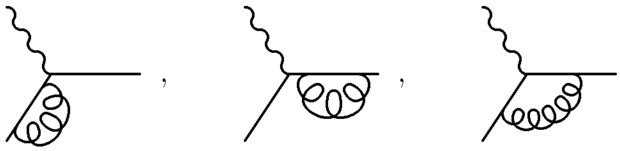


$$= \sum_i e_i^2 \left[q_i(x) + \frac{\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2)}{2\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y} P_{\mathrm{qq}}\left(\frac{x}{y}\right) q_i(y) \right]. \qquad (1.54)$$

Der zweite Term kommt dadurch zustande, daß ein Quark mit Impulsbruchteil $y > x$ ein Gluon abstrahlt und danach noch den Bruchteil x übrig behält. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Prozess ist nur abhängig von $z = x/y$ und gegeben durch

$$P_{\mathrm{qq}}(z) = \frac{4}{3}\left(\frac{1+z^2}{1-z}\right). \tag{1.55}$$

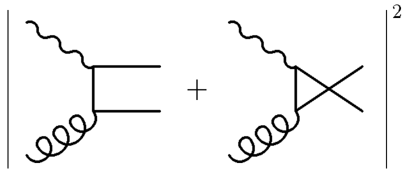
Diese Verzweigungsfunktion P_{qq} ist allerdings singulär bei $z = 1$, was der Abstrahlung von „weichen" masselosen Gluonen entspricht. Diese Divergenz wird jedoch durch Prozesse mit virtuellen Gluonen



vollständig aufgehoben.

Durch die Gluonenabstrahlung werden also Quarks zu niedrigeren x verschoben. Es können jedoch auch Quarks durch Paarerzeugung aus Gluonen entstehen. Diese tragen dann ebenfalls zu den Quarkdichten bei, es tritt also zu (1.54) ein weiterer Term hinzu, der eine Faltung der Gluonendichte $G(x, Q^2)$ mit einer weiteren Verzweigungsfunktion P_{qG} darstellt.

$$\left.\frac{F_2(x,Q^2)}{x}\right|_{\gamma^* g \to q\bar{q}} =$$



$$= \sum_i e_i^2 \frac{\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2)}{2\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y} P_{\mathrm{qG}}\left(\frac{x}{y}\right) G(y) \tag{1.56}$$

mit

$$P_{\mathrm{qG}}(z) = \frac{1}{2}(z^2 + (1-z)^2). \tag{1.57}$$

Die hier auftretende Gluonendichte entsteht aus den von Quarks nach (1.54) abgestrahlten Gluonen und aus Prozessen, in denen die Gluonen weitere Gluonen abstrahlen.

Diese gesamten QCD-Effekte können in Entwicklungsgleichungen für die Quark- und Gluondichten zusammengefaßt werden:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\ln Q^2}\begin{pmatrix} q_1 \\ \bar{q}_1 \\ q_2 \\ \dots \\ \bar{q}_{n_\mathrm{f}} \\ G \end{pmatrix} = \frac{\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2)}{2\pi}\begin{pmatrix} P_{\mathrm{qq}} & 0 & 0 & \cdots & 0 & P_{\mathrm{qG}} \\ 0 & P_{\mathrm{qq}} & 0 & \cdots & 0 & P_{\mathrm{qG}} \\ 0 & 0 & P_{\mathrm{qq}} & \cdots & 0 & P_{\mathrm{qG}} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & P_{\mathrm{qq}} & P_{\mathrm{qG}} \\ P_{\mathrm{Gq}} & P_{\mathrm{Gq}} & P_{\mathrm{Gq}} & \cdots & P_{\mathrm{Gq}} & P_{\mathrm{GG}} \end{pmatrix} \bigotimes \begin{pmatrix} q_1 \\ \bar{q}_1 \\ q_2 \\ \dots \\ \bar{q}_{n_\mathrm{f}} \\ G \end{pmatrix} \tag{1.58}$$

mit der Faltung

$$f(x) \otimes g(x) = \int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y} f\left(\frac{x}{y}\right) g(y). \tag{1.59}$$

Dieses Gleichungssystem verknüpft die Quark- und Antiquarkdichten q_i und $\overline{q}_i$ aller n_f Flavours sowie die Gluondichte G. Diese Integro-Differentialgleichungen werden als DGLAP-Gleichungen bezeichnet, nach ihren verschiedenen Autoren Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi.

Mit diesen allgemeineren Partondichten $f_i = \{q, \overline{q}, G\}$ schreibt man die unpolarisierte Strukturfunktion

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_{i=\mathrm{q},\overline{\mathrm{q}},\mathrm{G}} C_i(x, Q^2) \otimes f_i(x, Q^2). \tag{1.60}$$

Die Koeffizienten-Funktionen C_i ergeben sich aus den Verzweigungsfunktionen P_{ij} und können in der perturbativen QCD berechnet werden. Die Partondichten f_i sind spezifisch für das jeweilige Hadron und störungstheoretisch nicht berechenbar. In führender Ordnung (*leading order* , LO) der QCD gilt für Funktionen C_i

$$\begin{aligned} C_{\mathrm{q}/\overline{\mathrm{q}}} &= e^2_{\mathrm{q}/\overline{\mathrm{q}}}\,\delta(1-x) \\ C_\mathrm{G} &= 0 \end{aligned} \tag{1.61}$$

und (1.60) reduziert sich wieder zu dem QPM Ergebnis (1.49).

In höheren Ordnungen ist die Faktorisierung (1.60) jedoch nicht eindeutig, sondern abhängig von der Behandlung der Divergenzen. So werden z. B. im DIS-Faktorisierungs-Schema sämtliche QCD-Effekte in die Partonverteilungen f_i absorbiert, so daß die Funktionen C_i in allen Ordnungen von α_s die Form (1.61) haben.

1.4.2 QCD-Effekte in polarisierter Streuung

Analog zum unpolarisierten Fall läßt sich auch die polarisierte Strukturfunktion g_1 in Parton–Spindichten und QCD–Koeffizientenfunktionen faktorisieren. Es treten hier jedoch neue Effekte auf, nämlich daß die QCD–Effekte auch für $Q^2 \to \infty$ nicht verschwinden. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [Che:96].
In erster Ordnung (*next-to-leading order*, NLO) ergibt sich

$$\begin{aligned} g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_i^{n_\mathrm{f}} e_i^2 \Big\{ & \left[\delta(1-x) + \frac{\alpha_\mathrm{s}(Q^2)}{2\pi} \Delta f_q(x, Q^2)\right] \otimes \Delta q_i(x, Q^2) \\ & + \Delta\sigma^{\gamma G}_\mathrm{hard}(x, Q^2) \otimes \Delta G(x, Q^2) \Big\} \end{aligned} \tag{1.62}$$

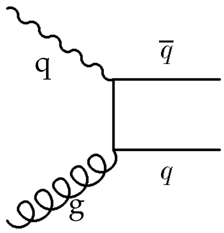


Abbildung 1.5: Photon–Gluon–Streuung

mit den n_f Quark–Spindichten

$$\Delta q_i(x, Q^2) = q^\uparrow(x, Q^2) + \overline{q}^\uparrow(x, Q^2) - q^\downarrow(x, Q^2) - \overline{q}^\downarrow(x), Q^2 \tag{1.63}$$

und der Gluon–Spindichte

$$\Delta G(x, Q^2) = G^\uparrow(x, Q^2) - G^\downarrow(x, Q^2). \tag{1.64}$$

Man definiert die integrierten Spinverteilungen

$$\Delta q_i(Q^2) = \int_0^1 \mathrm{d}x\ \Delta q_i(x, Q^2), \tag{1.65}$$

und

$$\Delta G(Q^2) = \int_0^1 \mathrm{d}x\ \Delta G(x, Q^2). \tag{1.66}$$

In $g_1(x)$ treten zwei verschiedenartige QCD-Terme auf. Der erste Term $\Delta f_q(x, Q^2) \otimes \Delta q_i(x, Q^2)$ stammt von Gluon–Abstrahlungsprozessen analog zum unpolarisierten Fall. Die Entwicklungsfunktion $\Delta f_q(x, Q^2)$ ist abhängig von dem gewählten Regularisierungsschema und ergibt sich im $\overline{\mathrm{MS}}$–Schema [BBDM:78] aus ihrer unpolarisierten Entsprechung $f_q(x)$ zu

$$\Delta f_q(x) = f_q(x) - \frac{4}{3}(1 + x). \tag{1.67}$$

Die vollständige Form findet man bei Ratcliffe [Rat:83]. Dieser Term verschwindet wie auch die unpolarisierten QCD-Korrekturen im Grenzfall $Q^2 \to \infty$.

Der zweite QCD-Term entsteht durch polarisierte Photon–Gluon–Streuung über die Erzeugung eines Quark–Antiquark–Paares (siehe Abbildung 1.5). Es tritt hier jedoch nur der harte Anteil des Wirkungsquerschnitts auf, der gesamte Photon–Gluon–Querschnitt wurde in zwei Anteile aufgeteilt.

$$\Delta\sigma^{\gamma G}(x, Q^2) = \Delta\sigma^{\gamma G}_{\mathrm{hard}}(x, Q^2, \mu^2_{\mathrm{fact}}) + \Delta\sigma^{\gamma G}_{\mathrm{soft}}(x, \mu^2_{\mathrm{fact}}) \tag{1.68}$$

Die Faktorisierungs-Skala μ_{fact} trennt harte Prozesse ($k_\perp^2 \gtrsim \mu^2_{\text{fact}}$), die perturbativ berechnet werden können, von den weichen Anteilen. Diese werden in die Quark-Spindichten absorbiert, so daß der gesamte Photo–Absorptionsquerschnitt sich aufteilt in

$$\begin{aligned}\Delta\sigma^\gamma(x,Q^2) = \sum_i^{n_{\text{f}}} \Big(& \Delta\sigma^{\gamma q}(x,Q^2,\mu^2_{\text{fact}}) \otimes \Delta q_i(x,\mu^2_{\text{fact}}) \\ & + \Delta\sigma^{\gamma G}_{\text{hard}}(x,Q^2,\mu^2_{\text{fact}}) \otimes \Delta G(x,\mu^2_{\text{fact}})\Big).\end{aligned} \tag{1.69}$$

Der weiche Anteil kann also auch interpretiert werden als die Spindichte der Quarks in einem Gluon,

$$\Delta\sigma^{\gamma G}_{\text{soft}}(x,\mu^2_{\text{fact}}) = \Delta q^G(x,\mu^2_{\text{fact}}), \tag{1.70}$$

die in Formel (1.69) in $\Delta q_i(x,\mu^2_{\text{fact}})$ enthalten ist.

Für das erste Moment der Strukturfunktion ergibt sich daraus

$$\begin{aligned}\Gamma_1(Q^2) &\equiv \int_0^1 \mathrm{d}x\; g_1(x,Q^2) \\ &= \frac{1}{2}\Big(1-\frac{\alpha_{\text{s}}}{\pi}\Big)\sum_i^{n_{\text{f}}} e_i^2 \Big[\Delta q_i(Q^2) + \Delta\sigma^{\gamma G}_{\text{hard}}(Q^2)\,\Delta G(Q^2)\Big]\end{aligned} \tag{1.71}$$

mit

$$\Delta\sigma^{\gamma G}_{\text{hard}}(Q^2) = \int_0^1 \mathrm{d}x\; \Delta\sigma^{\gamma G}_{\text{hard}}(x,Q^2). \tag{1.72}$$

Der Term $(1-\frac{\alpha_{\text{s}}}{\pi})$ stammt von der QCD Loop-Korrektur.

Bei der Berechnung von $\Delta\sigma^{\gamma G}_{\text{hard}}$ muß man sich auf ein bestimmtes Faktorisierungsschema festlegen. Dieses Schema bestimmt, in welcher Weise die Infrarot–Divergenzen in der Theorie regularisiert werden. Es stehen im Wesentlichen zwei Alternativen zur Auswahl, die jeweils eine andere grundlegende Symmetrie respektieren:

Chirale Invarianz (CI) Am Quark–Gluon–Vertex gilt Helizitätserhaltung, die beiden Quarks haben entgegengesetzten Spin. Diese Beschreibung ist jedoch nicht invariant unter einer Eichtransformation der QCD.

Eichinvarianz (GI) Die Beschreibung ist eichinvariant, jedoch ist die chirale Symmetrie gebrochen, und es können durch weiche Prozesse Seequarks mit nichtverschwindender Polarisation entstehen.

Beide Symmetrien können nicht gleichzeitig erfüllt sein. Diese Symmetriebrechung ist eine Folge der sogenannten *axialen Anomalie* der QCD. Als Folge davon erhält man in den beiden verschiedenen Betrachtungsweisen unterschiedliche Resultate.

Man findet für die Quark–Spindichten im Gluon

$$\Delta q^G_{\mathrm{GI}}(x) - \Delta q^G_{\mathrm{CI}}(x) = -\frac{\alpha_{\mathrm{s}}}{\pi}(1-x) \tag{1.73}$$

für große Werte von μ^2_{fact} bzw. Q^2. Diese Differenz ist unabhängig von Abschneideparametern in der Regularisierung und damit ein verläßliches QCD-Resultat, auch wenn die Berechnung des Wertes Δq^G selbst in beiden Fällen nicht verläßlich ist [Man:91]. Die Differenz rührt daher, daß im chiral invarianten Fall die axiale Anomalie zum harten Teil des Photon–Gluon–Querschnitts beiträgt, während im eichinvarianten Fall dieser Beitrag in die Quarkdichten absorbiert wird.
Für masselose Quarks gilt [ST:96] wie erwartet

$$\Delta q^G_{\mathrm{CI}} = \int_0^1 \mathrm{d}x \; \Delta q^G_{\mathrm{CI}}(x) = 0, \tag{1.74}$$

was bedeutet, daß die Quarks im Gluon unpolarisiert sind. Entsprechend ergibt sich

$$\Delta q^G_{\mathrm{GI}}(\mu^2_{\mathrm{fact}}) = -\frac{\alpha_{\mathrm{s}}(\mu^2_{\mathrm{fact}})}{2\pi}, \tag{1.75}$$

also eine *negative* Polarisation der perturbativ erzeugen Seequarks.

Da die Spindichte der Seequarks $\Delta q_{\mathrm{s}}(x)$ die Faltung der Spindichte im Gluon $\Delta q^G(x)$ mit der Gluonpolarisation $\Delta G(x)$ im Nukleon ist, und die Spindichte $\Delta q_{\mathrm{v}}(x)$ der Valenzquarks von dem Faktorisierungsschema unabhängig ist, folgt für $\Delta q = \Delta q_{\mathrm{v}} + \Delta q_{\mathrm{s}}$, daß

$$\Delta q_{\mathrm{GI}}(x, \mu^2_{\mathrm{fact}}) - \Delta q_{\mathrm{CI}}(x, \mu^2_{\mathrm{fact}}) = -\frac{\alpha_{\mathrm{s}}}{\pi}(1-x) \otimes \Delta G(x, \mu^2_{\mathrm{fact}}). \tag{1.76}$$

Integration dieser Beziehung über x ergibt

$$\Delta q_{\mathrm{GI}}(Q^2) - \Delta q_{\mathrm{CI}}(Q^2) = -\frac{\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2)}{2\pi}\Delta G(Q^2), \tag{1.77}$$

wobei $\mu^2_{\mathrm{fact}} = Q^2$ gesetzt wurde.
Wegen (1.68) folgt sofort

$$\Delta\sigma^{\gamma G}_{\mathrm{hard}}(x, Q^2, \mu^2_{\mathrm{fact}})_{\mathrm{GI}} = \Delta\sigma^{\gamma G}_{\mathrm{hard}}(x, Q^2, \mu^2_{\mathrm{fact}})_{\mathrm{CI}} + \frac{\alpha_{\mathrm{s}}(\mu^2_{\mathrm{fact}})}{2\pi}(1-x), \tag{1.78}$$

und insbesondere nach [Man:91]

$$\int_0^1 \mathrm{d}x \; \sigma^{\gamma G}_{\mathrm{hard}}(x, Q^2, \mu^2_{\mathrm{fact}})_{\mathrm{GI}} = 0, \tag{1.79}$$

im eichinvarianten Fall tragen die Gluonen nach (1.71) also nicht zu Γ_1 bei.

Man findet zusammenfassend folgendes Ergebnis für das Integral von g_1 :

$$\begin{aligned}\Gamma_1(Q^2) &= \frac{1}{2}\left(1-\frac{\alpha_s}{\pi}\right)\sum_q e_q^2 \Delta q_{\mathrm{GI}}(Q^2) \\ &= \frac{1}{2}\left(1-\frac{\alpha_s}{\pi}\right)\sum_q e_q^2 \left(\Delta q_{\mathrm{CI}}(Q^2) - \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\Delta G(Q^2)\right).\end{aligned} \tag{1.80}$$

Beide Betrachtungsweisen sind äquivalent, auch wenn scheinbar ein grundlegender Unterschied in der Rolle der Gluonen vorliegt. Allerdings werden die meisten Analysen von Quark-Spindichten aus experimentellen Daten im eichinvarianten $\overline{\mathrm{MS}}$–Schema [BBDM:78] durchgeführt, da hier die polarisierten Verzweigungsfunktionen besser bekannt sind und auch die unpolarisierten Quarkdichten zumeist in dieser Form vorliegen. Die experimentell meßbare und damit physikalisch eindeutige Größe ist ohnehin Γ_1, lediglich die Interpretation in Form der Quark–Spindichten ist schemaabhängig.

1.5 QCD-Summenregeln

1.5.1 Operator–Produkt–Entwicklung des hadronischen Tensors

Der hadronische Tensor $W_{\mu\nu}$ der tiefinelastischen Streuung (1.18) ist das Produkt zweier elektromagnetischer Ströme J_μ

$$4\pi W_{\mu\nu} = \int \mathrm{d}^4\xi \; e^{iq\cdot\xi} \left\langle P,S\right| \left[J(\xi)_\mu, J(0)_\nu\right] \left|P,S\right\rangle. \tag{1.81}$$

Die Momente der darin enthaltenen Strukturfunktionen können durch Größen der Operator–Produkt–Entwicklung (OPE) [CHM:72] der Ströme J_μ ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned}\Gamma_1^{\mathrm{p(n)}}(Q^2) &= \int_0^1 \mathrm{d}x \; g_1^{\mathrm{p(n)}}(x,Q^2) \\ &= \left[\pm\frac{1}{12}a_3 + \frac{1}{36}a_8\right] C_{\mathrm{ns}}(Q^2) + \frac{1}{9}\hat{a}_0 \; C_{\mathrm{s}}(Q^2)\end{aligned} \tag{1.82}$$

Das positive (negative) Vorzeichen vor $a_3 = |g_\mathrm{A}|$ gilt für Proton (Neutron) als Target. Die axialen Ladungen a_3, a_8 und $\hat{a}_0$ hängen mit den Proton–Matrixelementen und den Spindichten im Proton zusammen. g_A ist die Konstante des Neutron–Betazerfalls, wobei per Konvention $g_\mathrm{v} = 1$ gesetzt wurde.

$$\begin{aligned} a_3 &= \Delta u - \Delta d \\ a_8 &= \Delta u + \Delta d - 2\Delta s \\ \hat{a}_0 &= \Delta u + \Delta d + \Delta s \quad = \quad \Sigma(\infty). \end{aligned}$$

Es treten hier zwei verschiedene Koeffizienten–Funktionen $C_{\rm s}$ und $C_{\rm ns}$ auf, für den Singlet- und den Non–Singlet-Anteil des axialen Stroms.

Eine andere Schreibweise nach [ABFR:97] definiert die Non-Singlet- und Singlet-Spindichten

$$\Delta q_{\rm ns} \equiv \sum_q^{n_{\rm f}} \left(\frac{e_q^2}{\langle e^2 \rangle} - 1 \right) \Delta q \tag{1.83}$$

$$\Delta\Sigma \equiv \sum_q^{n_{\rm f}} \Delta q, \tag{1.84}$$

mit $\langle e^2 \rangle = \sum_q^{n_{\rm f}} e_q^2 / n_{\rm f}$. Die Non-Singlet Spindichte für Proton und Neutron ergibt sich also aus den einzelnen Flavour-Spindichten im *Proton* zu

$$\Delta q_{\rm ns}^{\rm p} = \Delta u - \frac{1}{2}\Delta d - \frac{1}{2}\Delta s \tag{1.85}$$

$$\Delta q_{\rm ns}^{\rm n} = \Delta d - \frac{1}{2}\Delta u - \frac{1}{2}\Delta s. \tag{1.86}$$

Das Integral schreibt sich dann

$$\Gamma_1(Q^2) = \frac{\langle e^2 \rangle}{2} \left[C_{\rm ns}(Q^2)\Delta q_{\rm ns} + C_{\rm s}(Q^2)\Delta\Sigma \right]. \tag{1.87}$$

Die Koeffizienten-Funktionen wurden mittlerweile bis zur Ordnung $\alpha_{\rm s}^3(Q^2)$ berechnet [LvRV:97] und lauten für drei beteiligte Quarkflavours

$$C_{\rm ns}(Q^2) = 1 - \left(\frac{\alpha_{\rm s}}{\pi}\right) - \frac{43}{12}\left(\frac{\alpha_{\rm s}}{\pi}\right)^2 - 20.2153\left(\frac{\alpha_{\rm s}}{\pi}\right)^3, \tag{1.88}$$

$$C_{\rm s}(Q^2) = 1 - \frac{1}{3}\left(\frac{\alpha_{\rm s}}{\pi}\right) - 0.54959\left(\frac{\alpha_{\rm s}}{\pi}\right)^2 - 4.44725\left(\frac{\alpha_{\rm s}}{\pi}\right)^3. \tag{1.89}$$

1.5.2 Bjørken–Summenregel

Bereits vor Entwicklung der QCD leitete Bjørken aus der $U(6) \otimes U(6)$–Algebra eine Beziehung her [Bjø:66], die die Integrale der Spinstrukturfunktionen mit der schwachen Kopplungskonstanten des Betazerfalls verknüpft. Diese Summenregel folgt in der heutigen Schreibweise direkt aus (1.82)

$$\mathrm{BJ}(Q^2) \equiv \Gamma_1^{\rm p} - \Gamma_1^{\rm n} = \frac{1}{6}\,|g_{\rm A}|\,C_{\rm ns}(Q^2) \tag{1.90}$$

Aus dem Neutronzerfall erhält man $\frac{g_A}{g_V} = -1.2601 \pm 0.0025$ [Par:96], so daß in LO gilt $\mathrm{BJ} = 0.21$. Diese Zahl wird jedoch durch die QCD-Korrekturen zu niedrigeren Werten verschoben. So erhält man die Vorhersagen

$$\begin{aligned} \mathrm{BJ} &= 0.187 \pm 0.003 \quad \text{mit} \quad \alpha_s(10\,\mathrm{GeV}^2) = 0.24 \pm 0.03 \\ \mathrm{BJ} &= 0.171 \pm 0.008 \quad \text{mit} \quad \alpha_s(3\,\mathrm{GeV}^2) = 0.35 \pm 0.08 \end{aligned}$$

Da diese Summenregel nur auf den Grundlagen der Stromalgebra beruht, gilt sie als fundamentale Aussage der QCD, und sie wurde mittlerweile auch durch Experimente bestätigt [SMC:95a, E143:95c].

Die QCD-Korrekturen sind hinreichend genau bekannt, daher kann mittels der Summenregel aus den gemessenen Strukturfunktionen die Kopplungskonstante α_s bestimmt werden. Der hieraus erhaltene Wert stimmt mit den Daten aus dem Z-Zerfall an e^+-e^-–Collidern überein [ABFR:97], ist aber noch mit größeren Fehlern behaftet.

1.5.3 Ellis–Jaffe–Summenregel

Da zum Test der Bjørken–Summenregel experimentelle Daten für Proton und Neutron notwendig sind, machten Ellis und Jaffe 1974 eine Vorhersage für die jeweiligen Werte von Proton und Neutron separat. Diese basierte auf $SU(3)$-Symmetrie der drei leichten Quarks und einer Annahme über die Spindichte der s–Quarks.
Die Symmetrie im $SU(3)$-Oktett der Baryonen ergibt z.B. analog zu

$$\left(\frac{g_A}{g_V}\right)^n = \Delta u - \Delta d = F + D \tag{1.91}$$

eine Beziehung für den Zerfall $\Xi^- \to \Lambda e^- \bar{\nu}$

$$\left(\frac{g_A}{g_V}\right)^{\Xi^-} = \Delta d - \Delta s = F - D, \tag{1.92}$$

wobei F und D die symmetrischen und antisymmetrischen Tensorkonstanten sind. Durch Kombination verschiedener schwacher Zerfälle von Baryonen erhält man [CR:93]

$$\begin{aligned} F &= 0.459 \pm 0.008 \\ D &= 0.798 \pm 0.008^{\cdot} \end{aligned} \tag{1.93}$$

Mit diesen Konstanten erhält man für die Integrale aus (1.82) und (1.5.1) in LO[Clo:93]

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{18}\left[9F - D - \frac{\alpha_s}{\pi}\left(5F + \frac{1}{3}D\right)\right] + \frac{1}{3}\Delta s\left(1 - \frac{\alpha_s}{3\pi}\right) \tag{1.94}$$

$$\Gamma_1^n = \frac{1}{18}\left[6F - 4D - \frac{\alpha_s}{\pi}\left(2F - \frac{8}{3}D\right)\right] + \frac{1}{3}\Delta s\left(1 - \frac{\alpha_s}{3\pi}\right) \tag{1.95}$$

Ellis und Jaffe fügten nun die Annahme hinzu

$$\Delta s = 0. \tag{1.96}$$

Aus den obigen Ausdrücken erhält man dann ohne QCD-Korrekturen

$$\Gamma_1^p = 0.185 \pm 0.003, \qquad \Gamma_1^n = -0.024 \pm 0.003. \tag{1.97}$$

bzw. in erster Ordnung QCD

$$\Gamma_1^p = 0.174, \quad \Gamma_1^n = -0.037 \qquad \text{für } Q^2 = 10\ \text{GeV}^2 \tag{1.98}$$
$$\Gamma_1^p = 0.169, \quad \Gamma_1^n = -0.043 \qquad \text{für } Q^2 = 3\ \text{GeV}^2 \tag{1.99}$$

Die experimentellen Daten zu Γ_1^p von EMC ergaben jedoch [EMC:88]

$$\Gamma_1^p = 0.123 \pm 0.013 \pm 0.019 \qquad \text{bei } Q^2 = 10.7\ \text{GeV}^2. \tag{1.100}$$

Dies unterscheidet sich signifikant von der Vorhersage, und diese Diskrepanz führte zur sogenannten *Spinkrise* . Man kann nämlich aus diesem Meßwert und den bekannten Werten für F und D den Singlet–Anteil $\Delta\Sigma$ sowie die Anteile der einzelnen Quarkflavours extrahieren. Unter Verwendung der LO Korrekturen erhält man [Che:96]

$$\Delta u = 0.77 \pm 0.06, \qquad \Delta d = -0.49 \pm 0.06, \qquad \Delta s = -0.15 \pm 0.06, \tag{1.101}$$

und

$$\Delta\Sigma = 0.14 \pm 0.17 \tag{1.102}$$

bei Q^2=10.7 GeV^2. Der Anteil der Quarks zum Gesamtspin des Nukleons $\Delta\Sigma$ wäre demnach mit Null verträglich. Dieses überraschende Ergebnis hat das Interesse an der Spinstruktur der Nukleonen weiter gesteigert und vielfältige theoretische wie auch experimentelle Anstrengungen initiiert.

1.5.4 Gerasimov–Drell–Hearn–Summenregel

Die Gerasimov–Drell–Hearn–Summenregel(GDH) in ihrer ursprünglichen Form [Ger:66, DH:66] behandelt spinabhängige Photoproduktion, also die Absorption reeller Photonen ($Q^2 = 0$) mit Spin parallel/antiparallel zum Spin des Nukleons. Sie verknüpft die Differenz der Wirkungsquerschnitte mit dem anomalen magnetischen Moment κ der Nukleonen

$$\text{GDH} \equiv \int_{\nu_{\text{th}}}^{\infty} \frac{\mathrm{d}\nu}{\nu} \left(\sigma_{\frac{1}{2}}(\nu) - \sigma_{\frac{3}{2}}(\nu) \right) = -\frac{2\pi^2\alpha}{M^2}\kappa^2 \tag{1.103}$$

wobei M die Masse des Nukleons ist. Das anomale magnetische Moment $\kappa = (g-2)/2$ beträgt κ_p=1.79 für das Proton und κ_n=-1.91 für das Neutron.

Dieses GDH–Integral kann auf virtuelle Photonen erweitert werden. Man definiert

$$I(Q^2) := \frac{M^2}{8\pi^2\alpha}\int_{\frac{Q^2}{2M}}^{\infty}\frac{\mathrm{d}\nu}{\nu}\left(\sigma_{\frac{1}{2}}(\nu,Q^2)-\sigma_{\frac{3}{2}}(\nu,Q^2)\right). \tag{1.104}$$

Im Grenzwert reeller Photonen ergibt sich

$$I(0) = -\frac{\kappa^2}{4} \tag{1.105}$$

und mittels (1.27) und (1.28) und der Wahl von $K = \nu\sqrt{1+\gamma^2}$ (nach [IKL:84]) erhält man

$$I(Q^2) = \frac{2M^2}{Q^2}\int_0^1 \mathrm{d}x\,\frac{g_1-\gamma^2 g_2}{\sqrt{1+\gamma^2}} \tag{1.106}$$

was im DIS–Limes ($Q^2 \to \infty, \gamma^2 \to 0$) zu

$$I(Q^2) = \frac{2M^2}{Q^2}\Gamma_1 \tag{1.107}$$

wird. Das Integral (1.104) verknüpft also polarisierte Photoproduktion bei Q^2=0 mit der tiefinelastischen Streuung im Limes $Q^2 \to \infty$. Insbesondere tritt im Falles des Protons ein Vorzeichenwechsel auf, da Γ_1^p für Q^2>1 GeV^2 positiv ist.

Die vollständige Messung der GDH-Summenregel ist prinzipiell nicht möglich, da der Energie der polarisierten Photonen Grenzen gesetzt sind. Man wird nur studieren können, inwieweit die Summenregel durch den experimentell zugänglichen Bereich ausgeschöpft ist und für die hohen Energien auf Annahmen zurückgreifen müssen.

Auch im tiefinelastischen Fall bei endlichem Q^2 ist jeweils nur ein begrenzter Bereich in x zugänglich. Durch Kombination verschiedener Experimente in unterschiedlichen Energiebereichen kann man versuchen, das GDH-Integral bei verschiedenen Q^2 zu bestimmen, indem die Asymmetrie A_1 in einem möglichst großen x-Bereich gemessen wird.

1.6 Asymmetrien und experimentelle Faktoren in spinabhängiger tiefinelastischer Streuung

In diesem Abschnitt soll beschrieben werden, wie die polarisierten Strukturfunktionen mit experimentellen Größen verknüpft sind.

1.6.1 Asymmetrien für virtuelle Photonen

Aus den Wirkungsquerschnitten (1.27–1.30) definiert man die folgenden Asymmetrien für virtuelle Photonen:

$$A_1 := \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \tag{1.108}$$

$$A_2 := \frac{2\sigma_{\mathrm{I}}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} = \frac{\gamma(g_1 + g_2)}{F_1}. \tag{1.109}$$

Die Umkehrung dieser Beziehungen ergibt

$$g_1 = \frac{F_1}{1+\gamma^2}(A_1 + \gamma A_2) \tag{1.110}$$

$$g_2 = \frac{F_1}{1+\gamma^2}(\frac{A_2}{\gamma} - A_1). \tag{1.111}$$

Zur Bestimmung der Strukturfunktionen g_1 und g_2 genügt also die Kenntnis dieser Asymmetrien A_1 und A_2 sowie der unpolarisierten Strukturfunktion F_1. Diese wird mittels (1.31) durch die experimentell bestimmten Strukturfunktionen F_2 und R ausgedrückt.

Von primärem Interesse ist zunächst g_1, der dominante Beitrag hierzu kommt von A_1, da A_2 durch den Faktor γ unterdrückt ist. Da σ_{I} der Interferenzterm aus longitudinalem und transversalem Querschnitt ist, findet man $\sigma_{\mathrm{I}}^2 \leq \sigma_{\mathrm{T}}\sigma_{\mathrm{L}}$ und es folgt eine Obergrenze für A_2

$$0 \leq A_2 \leq \sqrt{R}, \tag{1.112}$$

und da R ebenfalls klein ist, kann der Beitrag von A_2 zu g_1 im allgemeinen vernachlässigt werden. Man verwendet also die Näherung

$$g_1 \approx \frac{F_2}{2x(1+R)} A_1. \tag{1.113}$$

1.6.2 Experimentelle Asymmetrien

Im Experiment steht nun jedoch kein Strahl von transversal polarisierten virtuellen Photonen zur Verfügung. Von einem polarisierten Leptonstrahl können auch longitudinale Photonen emittiert werden. Zudem ist der Spin der (transversalen) Photonen nicht kollinear mit dem Nukleonenspin. Das virtuelle Photon wird unter einem Winkel ψ zur Strahlrichtung abgestrahlt, die Nukleonen sind jedoch entlang dieser polarisiert, so daß die Nukleonpolarisation um den Faktor $\cos\psi$ reduziert ist.

Man mißt im Experiment also die Asymmetrie für Nukleonenspin parallel und antiparallel zum Spin der Leptonen, die entlang der Strahlrichtung ($\rightarrow$) polarisiert sind.

$$A_{||}(x, Q^2) = \frac{\sigma^{\rightleftarrows} - \sigma^{\rightrightarrows}}{\sigma^{\rightleftarrows} + \sigma^{\rightrightarrows}}. \tag{1.114}$$

Bei transversal polarisiertem Target ergibt sich eine weitere Asymmetrie

$$A_{\perp}(x, Q^2) = \frac{\sigma^{\rightarrow\Uparrow} - \sigma^{\rightarrow\Downarrow}}{\sigma^{\rightarrow\Uparrow} + \sigma^{\rightarrow\Downarrow}}. \tag{1.115}$$

Die Asymmetrien $A_{1/2}$ können aus diesen experimentell zugänglichen Asymmetrien bestimmt werden [Rob:90b]:

$$A_{||} = D(A_1 + \eta A_2), \tag{1.116}$$

$$A_{\perp} = D(\xi A_2 - \frac{\eta}{\xi} A_1). \tag{1.117}$$

Die Faktoren D, η und ξ sind rein kinematische Größen:

$$D = \frac{1 - (1-y)\epsilon}{1 + \epsilon R} \tag{1.118}$$

$$\eta = \frac{2M\epsilon\sqrt{Q^2}}{s[1 - (1-y)\epsilon]} \tag{1.119}$$

$$\xi = \sqrt{\frac{2\epsilon}{1+\epsilon}} \tag{1.120}$$

mit ϵ aus (1.33).

Der Faktor D wird allgemein als Depolarisationsfaktor bezeichnet, richtiger wäre *effektive Polarisation* des Photons. Er kann einfach interpretiert werden als Produkt von zwei Termen [Hug:93]: der eine Faktor ist die tatsächliche transversale Polarisation P^γ der Photonen bei einer bestimmten Kinematik, der andere berücksichtigt den Winkel ψ zwischen Photon und Spin des Nukleons.

$$P^\gamma = \frac{\sqrt{1-\epsilon^2}}{1+\epsilon R}, \qquad \cos\psi = \frac{1-(1-y)\epsilon}{\sqrt{1-\epsilon^2}} \tag{1.121}$$

1.6.3 Verdünnungsfaktoren und statistischer Fehler

Die Asymmetrien (1.114) und (1.115) sind definiert für vollständige Polarisation von Leptonstrahl und Targetnukleonen. Dies ist jedoch in einem realen Experiment nicht der Fall. Außerdem ist in den meisten polarisierten Targets nur ein Bruchteil f der Nukleonen im Targetmaterials polarisiert. Die tatsächlich gemessene Asymmetrie ergibt sich dann zu

$$A_{||}^{\mathrm{mess}} = A_{||} \cdot P_{\mathrm{t}} \cdot P_{\mathrm{b}} \cdot f, \tag{1.122}$$

wobei P_t und P_b die Polarisation von Target und Strahl bedeuten. Die Asymmetrie $A_{||}$ wird im einfachsten Fall aus den Zählraten für parallele und antiparallele Spins bestimmt.

$$A_{||}^{\mathrm{mess}} = \frac{N^{\rightleftarrows} - N^{\rightrightarrows}}{N^{\rightleftarrows} + N^{\rightrightarrows}}. \tag{1.123}$$

Der statistische Fehler dieser Größe ergibt sich aus den statistischen Fehlern der Zählraten ($\sqrt{N}$) zu

$$\delta A_{||}^{\mathrm{mess}} = 2\sqrt{\frac{N^{\rightleftarrows} N^{\rightrightarrows}}{(N^{\rightleftarrows} + N^{\rightrightarrows})^3}}, \tag{1.124}$$

so daß für kleine Asymmetrien ($N^{\rightleftarrows} \approx N^{\rightrightarrows} \approx N$) gilt

$$\delta A_{||} = \frac{1}{\sqrt{2N} \cdot P_\mathrm{t} \cdot P_\mathrm{b} \cdot f}. \tag{1.125}$$

Man definiert daher für Asymmetrie–Messungen die *figure of merit* (FOM) als

$$\mathrm{FOM} := N P_\mathrm{t}^2 P_\mathrm{b}^2 f^2, \tag{1.126}$$

eine Verdopplung dieser Kennzahl verkleinert den statistischen Fehler der Asymmetrie um den Faktor $\sqrt{2}$. Da die Zählrate N proportional zur integrierten Luminosität, also zur Meßdauer ist, die Polarisationen jedoch quadratisch auftreten, kann durch eine Verbesserung in diesen Größen eine erhebliche Einsparung in der Meßdauer erreicht werden.

1.7 Physikalische Ziele des HERMES-Experiments

1.7.1 Experimenteller Stand

Im Jahre 1995 zu Beginn der HERMES-Datennahme lagen inklusive Messungen von den Experimenten am CERN und am SLAC vor. Die Experimente EMC und SMC am CERN benutzten einen polarisierten Müonenstrahl von 200 GeV mit einer natürlichen Polarisation von 85 % und Festkörpertargets mit polarisierten Protonen und Deuteronen.

Die Experimente E80, E130, E142 und E143 benutzen den polarisierten Elektronenstrahl des Stanford Linear Accelerator mit Energien von anfänglich 6 und 13 GeV bis hin zu 26 GeV. Die Polarisation wurde ebenfalls von anfänglich 50 % bis zu 85 % gesteigert. Die Experimente E80, E130 und E143 benutzten Festkörpertargets mit polarisierten Protonen und Deuteronen, E142 ein $^3\mathrm{He}$ -Gas unter 10 bar in einer Glaszelle, die Polarisation betrug 30-40 %.

Die Abbildungen 1.6 und 1.7 zeigen die gemessenen Strukturfunktionen g_1^p und g_1^n, Tabelle 1.1 zeigt eine Zusammenstellung der experimentellen Daten und der Integrale nach [Che:96].

Tabelle 1.1: Experimente zu polarisierten Strukturfunktionen bis 1995

Experiment	Jahr	Target	$< Q^2 >$	x-Bereich	$\Gamma_1^{\mathrm{target}}$	Referenz
E80/E130	1976/1983	p	$\sim$5	$0.1 < x < 0.7$	0.17 ± 0.05	[E80:76, E130:83]
EMC	1987	p	10.7	$0.01 < x < 0.7$	$0.126 \pm 0.010 \pm 0.015$	[EMC:88]
SMC	1993	d	4.6	$0.006 < x < 0.6$	$0.023 \pm 0.020 \pm 0.015$	[SMC:93]
SMC	1994	p	10	$0.003 < x < 0.7$	$0.136 \pm 0.011 \pm 0.011$	[SMC:94]
SMC	1995	d	10	$0.003 < x < 0.7$	$0.034 \pm 0.009 \pm 0.006$	[SMC:95a]
E142	1993	n	2	$0.03 < x < 0.6$	-0.220 ± 0.011	[E142:93]
E143	1994	p	3	$0.03 < x < 0.8$	$0.127 \pm 0.004 \pm 0.010$	[E143:95c]
E143	1995	d	3	$0.03 < x < 0.8$	$0.042 \pm 0.003 \pm 0.004$	[E143:95b]

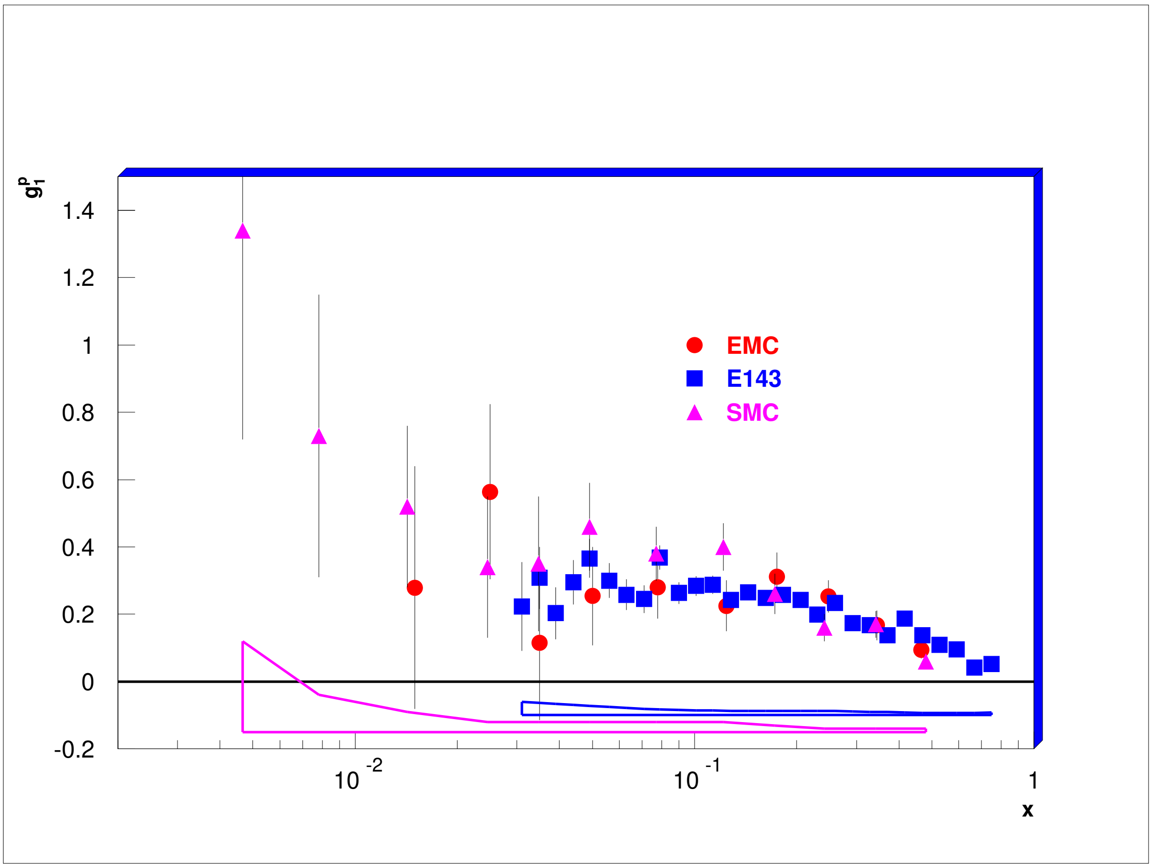


Abbildung 1.6: Weltdaten zur Spinstrukturfunktion $g_1^{\mathrm{p}}(x)$ in 1995 [EMC:88, SMC:94, E143:95c]

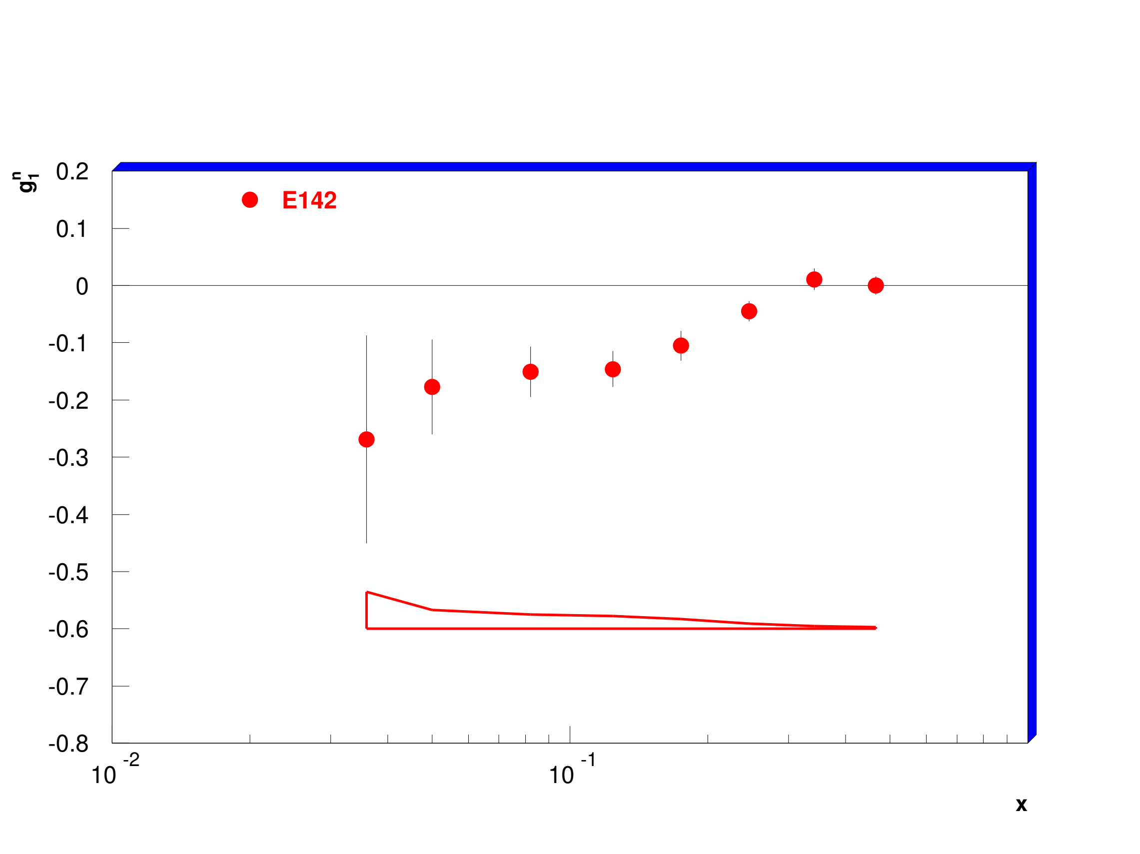


Abbildung 1.7: Messung der Spinstrukturfunktion $g_1^{\mathrm{n}}(x)$ unter Verwendung eines $^3\mathrm{He}$-Targets [E142:96]

1.7.2 Geplante Messungen

Die *inklusiven* Messungen zielen darauf ab, die Spinstrukturfunktion g_1 für Proton und Neutron zu messen. Die bereits vorhandenen und angekündigten Daten der Experimente am CERN und SLAC sollten ergänzt und erweitert werden unter Verwendung der neuartigen Speicherzellen-Technologie, die es ermöglicht, daß sämtliche Atome des Targets polarisierbar sind. Der große kinematische Bereich sollte es auch erlauben, das GDH-Integral zumindest teilweise zu bestimmen.

Durch das Design des HERMES-Detektors ist es auch möglich, Hadronen aus dem Endzustand der Streuung nachzuweisen. Dies erlaubt den Zugang zu einer Fülle von *semi-inklusiven* Messungen, in denen von dem beobachteten Hadron auf das an der Streuung beteiligte Quark zurückgeschlossen werden kann.

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines bestimmten Hadrons h kann geschrieben werden als

$$\frac{1}{\sigma_{\mathrm{tot}}} \frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{h}}(x,z)}{\mathrm{d}z} = \frac{1}{F_1(x)} \sum_i e_i^2 q_i(x) D_i^{\mathrm{h}}(z), \tag{1.127}$$

wobei $z = E^{\mathrm{h}}/\nu$ der Energieanteil des Hadrons relativ zur Energie des virtuellen Photons ist. Hier geht als Annahme ein, daß die Formation des Hadrons h aus dem getroffenen Quark q_i unabhängig vom Impulsbruchteil x des Quarks im Nukleon ist. Dann kann der Hadronisierungsprozess in die Quarkdichten $q_i(x)$ und die Fragmentationsfunktionen $D_i^{\mathrm{h}}(z)$ faktorisiert werden. Da die Fragmentationsfunktionen in ein bestimmtes Hadron für verschiedene Quarks stark unterschiedlich sind, können die einzelnen Quarks separiert werden, indem man Daten für verschiedene Nukleonen kombiniert.

Analog zu diesen unpolarisierten Querschnitten können auch Asymmetrien definiert werden, in denen die Spindichten auftreten. Dies ermöglicht dann die Spindichten der einzelnen Quarks separat zu messen, während bei inklusiven Messungen nur die ladungsgewichtete Summe aller Quarkflavours nach (1.52) zugänglich ist.

2 Das HERMES Experiment

Das HERMES–Experiment befindet sich in der Experimentierhalle Ost des HERA–Speicherrings am DESY in Hamburg. Es untersucht die Spinstruktur der Nukleonen durch polarisierte tiefinelastische Streuung.

Zur Messung von inklusiven Asymmetrien sind drei experimentelle Voraussetzungen nötig:

- **Ein Strahl polarisierter geladener Leptonen**
  Der Positronenstrahl am HERA-Ring hat eine Energie von 27.5 GeV und eine mittleren Polarisation von 60 %.

- **Ein Target mit polarisierten Nukleonen**
  Das Target im HERMES–Experiment ist ein internes Speicherzellentarget, das mit polarisierten und unpolarisierten Gasen gefüllt werden kann. Durch die Speicherzellentechnik kann eine hohe Targetdichte erreicht werden, ohne daß anderes Material vom Strahl getroffen wird. Eine lasergepumpte Quelle liefert $^3\mathrm{He}$ mit einer Polarisation von 45 %.

- **Ein Spektrometer mit guter Energie- und Winkelauflösung und Identifikation der Teilchen**
  Das HERMES–Spektrometer ist ein offenes Dipol–Spektrometer mit einem integrierten Magnetfeld von 1.3 Tm. Die Energie- und Winkelauflösung betragen 1-2.5 % bzw. 0.6-0.9 mrad [Wan:96]. Die Winkelakzeptanz von 40-170 mrad deckt den kinematischen Bereich weitgehend ab, lediglich bei Energien unter 2 GeV können durch die starke Beugung der Spur im Magneten nicht mehr alle Teilchen nachgewiesen werden. Insbesondere können auch die durch Fragmentation aus dem getroffenen Quark entstehenden Hadronen detektiert werden.

Im Folgenden werden die einzelne Komponenten des Experiments kurz beschrieben.

2.1 Der polarisierte Positronenstrahl

Der HERA–Speicherring wurde gebaut, um in Elektron–Proton–Kollisionen die Struktur des Protons zu untersuchen. In zwei Ringsystemen werden Protonen bei 820 GeV und

Elektronen bzw. Positronen bei 27.5 GeV gespeichert. An zwei Stellen, in den Hallen Süd und Nord, kreuzen sich die Strahlen, und es finden Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von s=90200 GeV^2 statt. Dort befinden sich die Experimente ZEUS und H1. Das HERMES–Experiment in der Halle Ost benutzt nur den Leptonenstrahl, der Protonstrahl wird parallel zum Leptonstrahl durch das Experiment geführt.

2.1.1 Polarisation im Speicherring

Ein Strahl geladener Teilchen in einem Speicherring wird durch den Sokolov–Ternov–Effekt [ST:64] transversal polarisiert. Die im statischen Magnetfeld der Ablenkdipole abgestrahlte Synchrotron–Strahlung führt in einem geringen Anteil zum Umklappen des Spins. Diese Umklapp–Amplitude ist jedoch stark asymmetrisch:

$$\Delta w = w^{\uparrow\downarrow} - w^{\downarrow\uparrow} = \frac{8}{5\sqrt{3}}\overline{w}. \tag{2.1}$$

wobei $\overline{w} = 1/\tau_\mathrm{p}$ die mittlere Umklapp–Wahrscheinlichkeit ist. Bei der Energie des HERA–Strahls gilt $\tau_\mathrm{p} = 2220\,s$. Diese Rate ist um 10 Größenordnungen kleiner als die Synchrotronrate ohne Spinflip [Due:95].

Der zeitliche Verlauf der Polarisation folgt einem Exponentialgesetz

$$P(t) = P_\mathrm{max}(1 - e^{-t/\tau_\mathrm{p}}) \tag{2.2}$$

mit der hohen asymptotischen Polarisation von $P_\mathrm{max} = \frac{8}{5\sqrt{3}} = 92.38\,\%$.

Dies gilt nur für den Fall, daß keine depolarisierenden Effekte wirksam sind, was aber in einem realen Speicherring nie der Fall ist. Diese Effekte bewirken zusätzliche Spinflips, die jedoch unabhängig von der Richtung des Spins vor dem Umklappen sind. Dadurch wird die Spinflip–Rate erhöht und die Asymmetrie abgeschwächt. Dies bewirkt eine schnellere Einstellung des Gleichgewichts $\tau < \tau_\mathrm{p}$, das allerdings bei einem niedrigeren Wert P_∞ liegt,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_\mathrm{p}} + \frac{1}{\tau_\mathrm{d}}, \qquad P_\infty = \frac{P_\mathrm{max}}{1 + \frac{\tau_\mathrm{p}}{\tau_\mathrm{d}}} \tag{2.3}$$

mit der Zeitkonstante τ_d der richtungsunabhängigen Spinflips.

Zum Erreichen einer möglichst hohen Polarisation muß also τ_d groß gegenüber τ_p sein. Im HERA–Ring wurden Polarisationen von bis zu 70 % erreicht, die mittlere Polarisation im Jahr 1995 lag bei 58 %. Ein Beispiel für den zeitlichen Polarisationsverlauf zeigt Abbildung 2.2.

Diese Polarisation ist transversal, für das Experiment ist jedoch eine longitudinale Polarisation erforderlich. Deshalb befinden sich im Ring vor und hinter dem HERMES–Experiment Spinrotatoren, die den Spin der Teilchen von transversal nach longitudinal

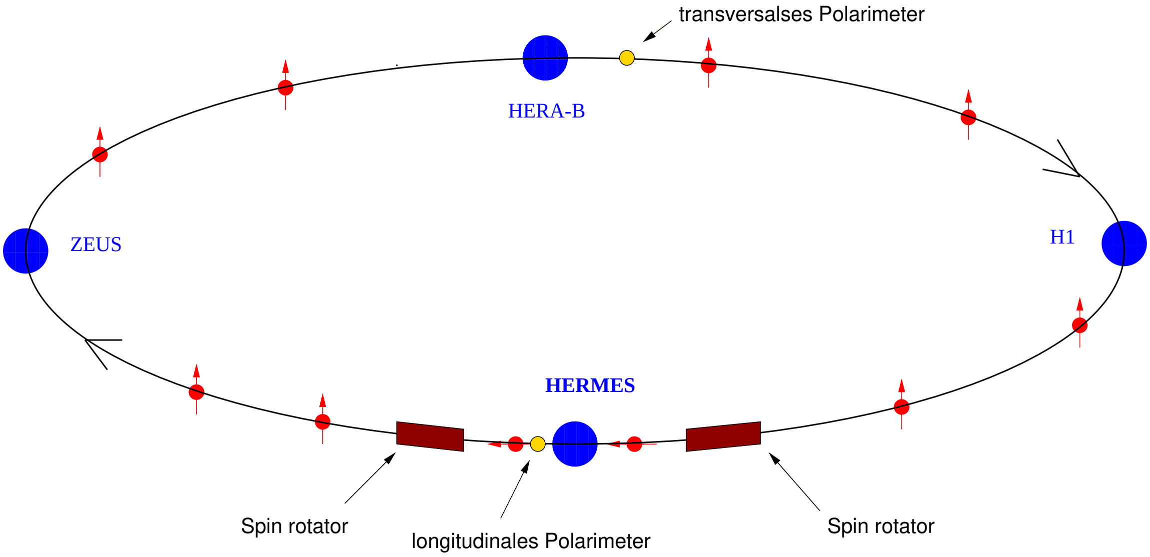


Abbildung 2.1: Polarisation im HERA–Speicherring: Die transversale Polarisation wird durch die Spinrotatoren vor und hinter dem HERMES–Experiment um $\pm 90°$ gedreht. An zwei Stellen befinden sich Polarimeter, welche die transversale bzw. longitudinale Polarisation messen.

und zurück drehen (siehe Abbildung 2.1). Die Richtung der transversalen Polarisation ist durch die Ladung der Teilchen und den Umlaufsinn vorgegeben, sie ist entgegengesetzt für Elektronen und Positronen. Die Spinrotatoren können jedoch in zwei verschiedenen Einstellungen betrieben werden, so daß das Vorzeichen der longitudinalen Polarisation nach Wunsch eingestellt werden kann. Im Jahr 1995 wurde jedoch nur mit einer Spinstellung gemessen.

2.1.2 Polarisationsmessung

Zur Messung einer polarisationsabhängigen Asymmetrie ist die genaue Kenntnis der Polarisation unerläßlich, da diese ja direkt in die gemessene Asymmetrie eingeht (vgl. (1.123)). Bei HERA dienen hierzu zwei Polarimeter, von denen eines die transversale, das andere die longitudinale Polarisation des Strahls mißt. In Jahr 1995 war allerdings nur das transversale Polarimeter in Betrieb, das longitudinale Polarimeter wurde erst 1996 installiert.

Eine Messung der transversalen Polarisation ist aber ausreichend, da der Wert der Polarisation im gesamten Ring gleich sein muß. Die präzise Kalibration der Rotatoren garantiert, daß der Spin in der HERMES–Region tatsächlich longitudinal ist. Schon kleine Fehlkalibrationen in den Rotatoren, die etwa den Spin nur minimal gegenüber der Sollstellung verkippen, würden stark depolarisierend wirken und eine Polarisation wäre überhaupt nicht erreichbar. Die zuvor ohne aktivierte Spinrotatoren üblichen Werte der

Strahlpolarisation von über 60 % wurden auch beim ersten Betrieb mit aktivierten Rotatoren erreicht [B$^+$:95a].

Das Prinzip der Messung der transversalen Polarisation beruht auf der spinabhängigen Comptonstreuung von zirkular polarisiertem Laserlicht am Leptonstrahl [Due:95]. Das Laserlicht trifft dazu frontal auf die umlaufenden Positronen, einzelne rückgestreute Photonen werden in einem Kalorimeter orts- und energieaufgelöst detektiert. Durch die Zwei–Teilchen–Kinematik besteht eine feste Beziehung zwischen dem Streuwinkel und der Energie der Photonen, die also für eine bestimmte Energie auf einem Kreis mit vorgegebenem Radius das Kalorimeter treffen. Falls eine transversale Polarisation vorliegt, wird dadurch eine Richtung definiert, und die Verteilung im Azimutwinkel in Bezug auf diese Richtung ist mit einem Term $\cos\phi$ moduliert, der proportional zur Polarisation des Strahls ist. Durch die Bestimmung der räumlichen Verteilung der Photonen einer festen Energie kann also die Polarisation des Strahls gemessen werden.

Das Polarimeter liefert pro Minute einen Meßwert mit einer statistischen Genauigkeit von 2-5 %, abhängig von Untergrundbedingungen. Dies gewährleistet eine direkte Überwachung und Optimierung des Polarisationszustands während des Experimentbetriebs. Für die Messung der tiefinelastischen Asymmetrie werden die Polarimeterdaten einer weiteren Analyse unterzogen, um die statistischen Fehler zu minimieren (siehe 2.1.3).

Der systematische Fehler der Polarisation wird im Wesentlichen bestimmt durch die absolute Kalibration des Polarimeters. Diese kann überprüft werden durch die Auswertung von Anstiegskurven, wobei der Polarisationsaufbau im Ring ohne äußere Beeinflussung durch Veränderungen der Strahlparameter erfolgen muß. Bei einem ungestörten Polarisationsaufbau ist die Steigung der Polarisationskurve am Nullpunkt unabhängig von den depolarisierenden Effekten

$$\left.\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t}\right|_{P=0} = \frac{P_{\max}}{\tau_{\mathrm{p}}} \tag{2.4}$$

und kann somit zur absoluten Kalibration des Polarimeters verwendet werden. Für die Polarisationsmessungen 1995 wurde eine Genauigkeit von 4 % erreicht.

Hinzu kommen noch andere Quellen für systematische Fehler aus der Korrektur auf die Zentrierung der rückgestreuten Photonen auf das Kalorimeter und aus der Energiekalibration des Polarimeters selbst. Der gesamte systematische Fehler der Strahlpolarisation im Jahr 1995 beträgt 5.5 %.

2.1.3 Interpolation der Polarisationsmessungen durch Spline–Fits

Die in Minuten–Intervallen vorliegenden Meßwerte des transversalen Polarimeters wurden durch einen Fit geglättet um statistische Fluktuationen zu eliminieren [Bel:96]. Da die Polarisation in einem Speicherring einen glatten Verlauf hat, also außer bei schneller Depolarisation keine abrupten Sprünge auftreten, kann dadurch die statistische Genauigkeit der Meßwerte wesentlich erhöht werden.

Die aufgezeichneten Polarisationswerte wurden dazu in Perioden mit konstanten Strahlbedingungen eingeteilt, was normalerweise der Einteilung in einzelne Füllungen des Speicherrings entspricht. An verschiedenen Stellen mußte jedoch auch innerhalb einer Füllung unterteilt werden. Alle Datenpunkte wurden einer augenscheinlichen Prüfung unterzogen, um Ausreißer zu identifizieren, die durch stark wechselnde Untergrundverhältnisse entstehen können. Diese Ausreißer können als nicht physikalisch verworfen werden, entweder weil sie zu hohe Polarisationswerte liefern, oder weil die Sprünge im Speicherring so nicht vorkommen können. Die Polarisation kann zwar schnell abfallen, aber nicht schnell wieder auf einen hohen Wert springen.

Die verbleibenden Daten wurden mittels eines gewichteten Fits an kubische Spline–Funktionen angepasst. Dabei wurden auch Lücken in den Daten überbrückt, falls ein stetiger Verlauf der Polarisation angenommen werden konnte. Diese Lücken entstehen, wenn während des Experiments Kalibrationsmessungen des Polarimeters vorgenommen werden und in diesem Zeitraum kein Polarisationsmeßwert bestimmt werden kann.

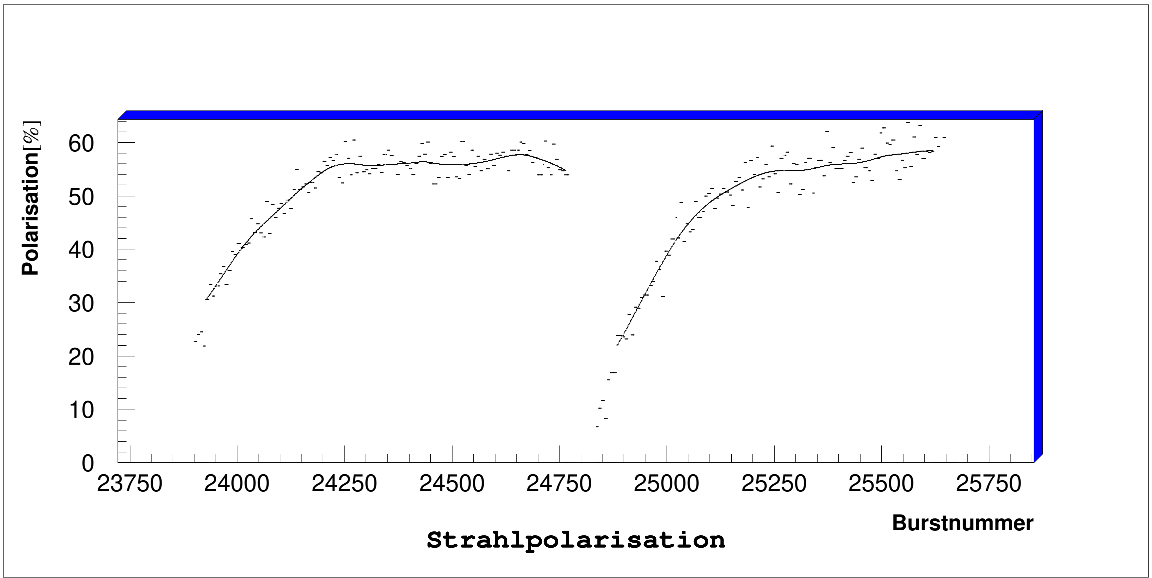


Abbildung 2.2: Polarisationsaufbau: Die stark streuenden Punkte sind die ursprünglichen Meßwerte, diese wurden durch Splines interpoliert. Ein Burst entspricht 10 s Datennahmezeit. Man erkennt den Polarisationsaufbau nach der Befüllung des Speicherrings und erneut nach einer vollständigen Depolarisation des Strahls.

Durch diese Fitprozedur erhält man eine kontinuierliche Information über den zeitlichen Verlauf der Polarisation, für die Auswertung der Asymmetrie wurde der Wert in Intervallen von 10 s verwendet. Die Abbildung 2.2 zeigt für die ersten Stunden einer Füllung die ursprünglichen Meßwerte zusammen mit dem Fit. Die mittlere Strahlpolarisation während der Datennahme 1995 lag bei 55 %.

2.2 Das polarisierte $^3\mathrm{He}$ –Target

Das Target des HERMES–Experiments verwendet die neuartige Speicherzellen–Technologie in einem Speicherring, was bei hohem Strahlstrom und hoher Targetdichte eine hervorragende Reinheit der Daten gewährleistet, da keine Streuung an Targetwänden, -fenstern oder anderem Material mit nicht polarisierten Atomen stattfinden kann.

Zur Messung der Spinstrukturfunktion g_1^{n} wurden 1995 polarisierte $^3\mathrm{He}$ –Atome aus einer lasergepumpten Quelle verwendet, die über das Pumpen von metastabilen Zuständen des $^3\mathrm{He}$ Polarisationen von bis zu 50 % erreichte.

2.2.1 Das Speicherzellentarget

Das wesentliche Merkmal der HERMES–Targets ist die Verwendung von gasförmigem Targetmaterial in einer Speicherzelle. Die Atome des Targetgases befinden sich in einem elliptischen Rohr von 40 cm Länge mit einem Querschnitt von $10 \times 30\,\mathrm{mm}^2$ (siehe Abbildung 2.3). Dieses ist an den Enden offen, so daß der Positronenstrahl, der das Rohr entlang der Achse durchquert, nur an den Gasatomen gestreut werden kann. Der Abfluß von Targetatomen an den Enden wird durch den Zustrom aus der Quelle durch ein seitliches Röhrchen in der Mitte der Zelle ausgeglichen, so daß sich eine dreiecksförmige Dichteverteilung entlang der Rohrachse ergibt.

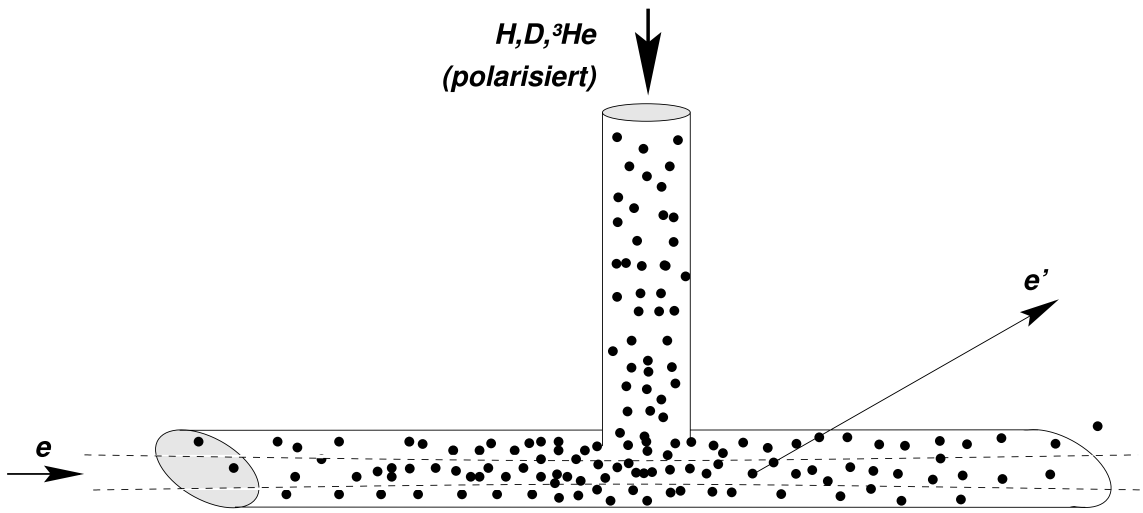


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau des internen Gastargets

Die Atome stoßen mehrere hundert Male an der Wand der Zelle, bevor sie diese verlassen. Dieser kontinuierliche Eintrag von Gasatomen in das Vakuum des Speicherrings wird durch ein mehrstufiges Pumpsystem kompensiert. Durch Kühlen der Targetzelle auf — je nach verwendetem Gas — 25-120 K wird eine zusätzliche Erhöhung der Targetdichte erreicht. Diese Technologie erlaubt wesentlich höhere Luminositäten als etwa Jet–Targets, bei denen die Atome den Strahl nur einmal passieren und die durch die Leistung der Quelle limitiert sind. Bei der Verwendung von polarisiertem Helium oder von unpolarisierten Gasen kann das Target gar nicht mit maximaler Dichte betrieben werden, da sonst die Reduzierung der Lebensdauer des Strahls zu groß wäre.

Da die Positronen nach der Streuung die Wand der Targetzelle durchdringen, wurde die Wandstärke auf weniger als 0.1 mm reduziert, um Energieverluste durch Bremsstrahlung und Vielfachstreuung zu minimieren. Die Rekonstruktion der primären Streuvertizes zeigte, daß in der Tat nur Streuung an den Gasatomen in der Zelle stattfindet und die Verteilung der Streuorte entlang der Strahlachse mit der erwarteten Dichteverteilung übereinstimmt (siehe Abbildung 2.4).

Die Targetzelle sitzt innerhalb der Targetkammer im Vakuum des Positronenstrahls. Die gestreuten Teilchen verlassen die Targetkammer durch ein dünnwandiges Austrittsfenster aus 0.3 mm rostfreiem Stahl, das speziell gestaltet wurde, um bei minimaler Materialstärke genügend Festigkeit gegen den Umgebungsdruck zu bieten.

2.2.2 Die Quelle für polarisiertes $^3\mathrm{He}$

Die Quelle für kernspin–polarisiertes $^3\mathrm{He}$ liefert einen Fluß von bis zu $2{\cdot}10^{17}$ Atome/s mit einer Polarisation von 50-60 %. Die Polarisation wird durch optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem Laserlicht erzeugt [KDM$^+$:95]. Abbildung 2.5 zeigt schematisch den Aufbau der Quelle.

In einer Pumpzelle aus Quarzglas wird ein geringer Anteil der $^3\mathrm{He}$ –Atome durch eine elektrische Entladung in den metastabilen 2^3S_1–Zustand angeregt. Durch Pumpen mit Laserlicht der Wellenlänge 1083 nm in die Zustände $2^3P_{0,1,2}$ kann Drehimpuls auf diese Atome übertragen werden. Durch Spinaustauschstöße der metastabilen Zustände mit den übrigen Atomen wird auch der Grundzustand polarisiert. Wegen des kontinuierlichen Flusses durch die Pumpzelle ist die Verweildauer der einzelnen Atome beschränkt, so daß nur Polarisationen von 50-60 % erreicht werden können. Die mittlere Polarisation während der Datennahme 1995 war 46 %.

Die Quantisierungsrichtung wird dabei durch ein Haltefeld von ≈33 Gauss gegeben [dS:97], das durch mehrere Spulen erzeugt wird. Wichtig ist hierbei, Gradienten im Feld transversal zur Richtung des Haltefeldes zu vermeiden, da diese eine Relaxation der Polarisation bewirken. Für die Relaxation infolge eines Gradienten gilt $\tau_{\mathrm{grad}}^{-1} \propto \frac{|\Delta B_\perp|^2}{|B|^2}$. Das Streufeld des Spektrometer–Dipolmagneten erzeugt derartige Gradienten, die durch Korrekturspulen kompensiert werden.

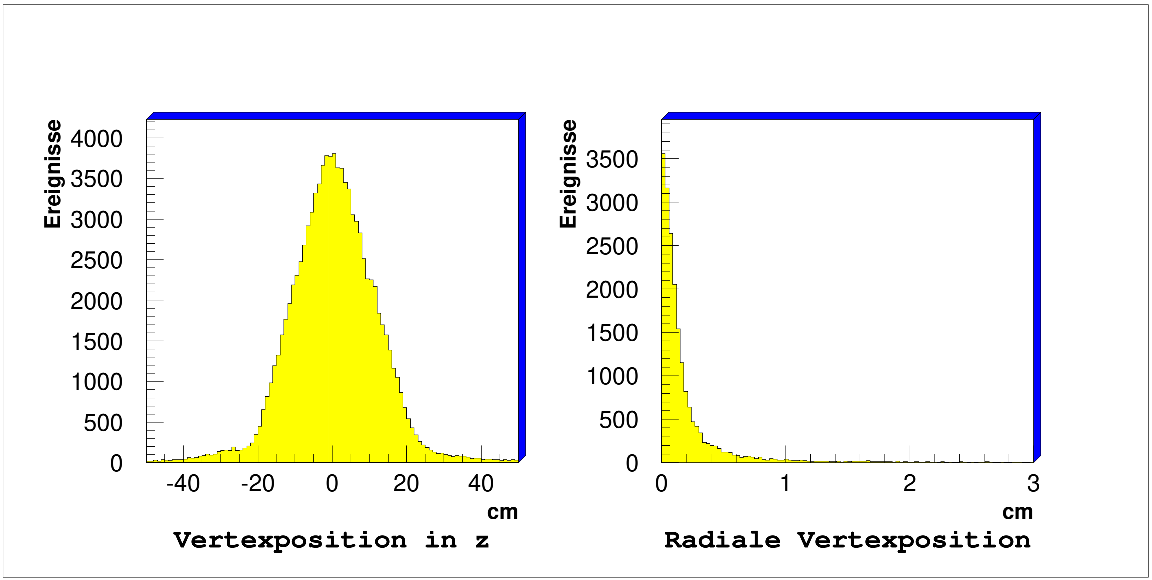


Abbildung 2.4: Verteilung der rekonstruierten Streuorte : Die linke Abbildung zeigt die Verteilung der rekonstruierten Streuorte entlang der Strahlachse, sie entspricht der erwarteten Dichteverteilung des Targetgases in der Zelle. Die rechte Abbildung zeigt die radiale Koordinate der Streuorte. Die Wand der Targetzelle befindet sich im Abstand von 4.5 bis 15 mm von der Strahlachse, in diesem Bereich ist keine Häufung von Ereignissen zu sehen. Der Ausläufer der Verteilung ist auf die Winkelauflösung der Rekonstruktion zurückzuführen.

2.2.3 Polarisationsmessung

Die Messung der Kernspinpolarisation erfolgt über die Beobachtung der 633 nm-Linie des $^3\mathrm{He}$. Die Zirkularpolarisation dieser Photonen ist ein Maß für die Polarisation der Atome, die Beziehung der beiden Werte wurde in einer Kalibrationsmessung bestimmt [LG$^+$:93]. Diese Linie wird in der Pumpzelle infolge der Entladung emittiert, die Atome in der Speicherzelle werden durch den Positron–Strahl angeregt, so daß auch hier diese $^3\mathrm{He}$ -Linie beobachtet werden kann. An beiden Stellen wird die Polarisation gemessen.

Das Licht aus der Pumpzelle gelangt durch ein rotierendes $\lambda/4$-Plättchen, einen linearen Polarisator und einen geeigneten Frequenzfilter auf einen Photomultiplier. Der Anodenstrom zeigt über einem Gleichstromanteil eine Wechselstrom–Komponente, die phasenkorreliert mit der Drehung des $\lambda/4$-Plättchens gemessen wird. Dies erlaubt eine Messung der Polarisation mit einer relativen Genauigkeit von 1 % innerhalb einer Minute. Die absolute Unsicherheit der Polarisationsmessung ist jedoch größer, sie beträgt 5 %.

Die Messung der Polarisation in der Speicherzelle erfolgt durch den TOM (*target optical monitor*). Hierzu wird das sichtbare Licht aus der Targetzelle über ein Spiegelsystem auf

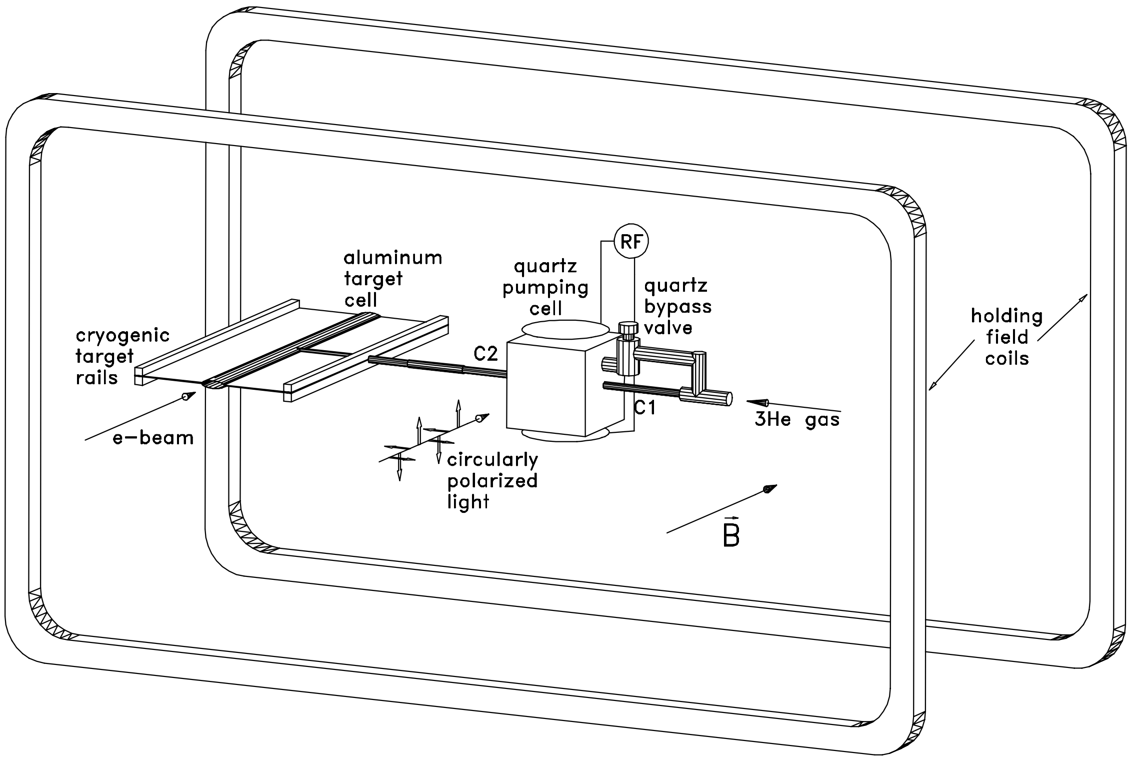


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau der Quelle für polarisiertes $^3\mathrm{He}$: Das $^3\mathrm{He}$–Gas strömt durch eine Pumpzelle aus Quarzglas in die gekühlte Speicherzelle. Während der Verweildauer in der Pumpzelle werden die Atome durch zirkular polarisiertes Laserlicht polarisiert.

ein zum Polarimeter an der Pumpzelle analoges System gelenkt. Allerdings sieht dieser Detektor einen erheblichen Untergrund durch Synchrotronstrahlung vom Strahl, was eine wesentlich längere Meßzeit für einen Datenpunkt erfordert. Zudem ist die gemessene Polarisation des Lichts kleiner als erwartet, was dadurch erklärt werden kann, daß ein Teil des Lichts der gewählten Wellenlänge an den Wänden der Targetzelle diffus gestreut wird, ehe es in den Detektor gelangt. Bei dieser Streuung geht die Polarisation verloren, so daß das beobachtete Licht vom Target insgesamt weniger polarisiert ist.

Der TOM kann daher keine Absolutmessung der Polarisation in der Targetzelle liefern, er ist aber nützlich als zusätzliches Instrument zur Überwachung der Stabilität der Quelle.

2.3 Das HERMES–Spektrometer

2.3.1 Genereller Aufbau

Der Detektor des HERMES–Experiments ist ein offenes Dipolspektrometer in der typischen Form eines Experiments mit stationärem Target. Der Magnet erzeugt ein Dipolfeld mit einer integrierten Flußdichte von $\int B \ \mathrm{d}l$=1.3 Tm. Der Einbau im Doppel–Speicherringsystem bei HERA gab bestimmte Rahmenbedingungen im Design des Detektors vor.

Sowohl der Positronen- als auch der Protonenstrahl durchqueren den für den Detektor zur Verfügung stehenden Raum, und insbesondere der Positronenstrahl muß gegen das Dipolfeld des Spektrometer–Magneten abgeschirmt werden. Die Apertur des Magneten wird deshalb durch eine horizontale Septumplatte unterbrochen, in der beide Strahlrohre geführt sind, das Positronen-Strahlrohr mittig, die Protonen um 71 cm nach links versetzt. Diese Platte schirmt das Innere der Strahlrohre weitgehend gegen das Magnetfeld ab und unterteilt den gesamten Detektor in zwei zu dieser Ebene symmetrische Hälften oberhalb und unterhalb. Innerhalb der Septumplatte um das Positronenstrahlrohr befindet sich noch eine Korrekturspule, um das von der Septumplatte nicht abgeschirmte Feld zu kompensieren.

Diese Septumplatte limitiert die Akzeptanz bei kleinen Streuwinkeln, es können nur Teilchen nachgewiesen, die unter mehr als 40 mrad aus dem Target kommen. Die gesamte Akzeptanz besteht damit aus zwei Rechtecken oberhalb und unterhalb der Symmetrieebene mit einer Apertur von 40-140 mrad vertikal und von ± 170 mrad horizontal. Hinter dem Magneten beträgt die Apertur in der Horizontalen ± 278 mrad, um die durch den Magneten abgelenkten Teilchen detektieren zu können.

2.3.2 Die einzelnen Detektoren

Eine schematische Ansicht des Detektors von oben zeigt Abbildung 2.6. Die einzelnen aktiven Detektorkomponenten lassen sich in die Funktionengruppen

- **Spurfindung**
  Vertexkammern, Driftkammern (FC und BC) und Magnetkammern
- **Teilchenidentifikation**
  Čerenkovzähler, TRD, Preshower und Kalorimeter
- **Trigger**
  Hodoskope und Kalorimeter

einteilen, wobei Kalorimeter und Preshower sowohl Trigger- als auch Identifikationsfunktionen erfüllen. Im folgenden werden kurz die Detektoren beschrieben, die 1995 in Betrieb waren, das Spektrometer wurde seitdem durch verschiedene neue Komponenten erweitert. Die Reihenfolge entspricht ihrer Position in Strahlrichtung. Die z-Achse des Koordinatensystems weist in Strahlrichtung, mit dem Ursprung in der Mitte der Targetzelle.

Die folgenden Angaben beschreiben jeweils die Komponenten der oberen Detektorhälfte, der untere Detektor ist analog aufgebaut. Die Positionsangaben gelten für die Mitte des Detektormoduls.

Vertexkammer

Die Vertexkammer (VC; *vertex chamber*) sitzt direkt hinter dem Austrittsfenster bei einer z–Position von 86 cm. Sie besteht aus Mikrostreifen-Gaszählern[B$^+$:97] in sechs Ebenen mit insgesamt 12400 aktiven Mikrostreifen. Der Steifenabstand beträgt 193 µm, was eine intrinsische Auflösung von 193 µm/$\sqrt{12}$ =57 µm bedeutet. Diese hohe Ortsauflösung soll eine präzise Bestimmung des Vertexpunktes im Target und des Streuwinkels ermöglichen.

Die Vertexkammer wird digital ausgelesen, es wird nur die Nummer der getroffenen Zelle vermerkt. Da beim Durchgang eines Teilchens immer mehrere Zellen ansprechen, könnte eine analoge Auslese durch Vergleich der Signale in benachbarten Zellen die Auflösung noch verbessern, dies würde aber einen erhöhten Aufwand bei der Auslese und damit eine größere Totzeit des Experiments bewirken.

Die für die Auslese verwendeten Elektronik-Bausteine erzeugten in 1995 jedoch einen kanalabhängigen Untergrund und zahlreiche 'heiße' Drähte, die bei jeder Auslese ein Signal liefern. Dies bewirkte insgesamt eine niedrige Effizienz der Vertexkammer, so daß sie für die Standardanalyse nicht mit in die Rekonstruktion mit einbezogen wurde (siehe Abschnitt 3.2.1). Mit Verwendung der Vertexkammer konnten etwa 20 % weniger Spuren rekonstruiert werden, für diese Untermenge ist aber die Spur nahe des Targets besser bestimmt, was insbesondere für Analysen von zerfallenden Teilchen von Bedeutung ist. Ab 1996 war durch Einsatz neuer Chips die Detektorleistung wesentlich verbessert.

Vordere Driftkammern

Die vorderen Driftkammern (FC1/2; *front chambers*) bestehen aus einem Paar baugleicher Driftkammern bei 152.6 und 164.6 cm. Ein Modul besteht aus 6 Drahtebenen mit jeweils 96 Signaldrähten im Abstand von 7 mm. Jeweils zwei Ebenen sind um 30 ° nach links bzw. rechts zur Senkrechten gedreht. Ebene Driftkammern liefern als Meßwert die Position der getroffenen Driftzelle und einen Abstand der Spur zum Signaldraht. Es kann jedoch nicht unterschieden werden, auf welcher Seite des Drahtes die Spur verläuft. Um diese Links-Rechts-Ambiguität aufzulösen, sind die jeweils gleichartigen Ebenen in den drei Orientierungen um einen halben Drahtabstand gegeneinander verschoben.

Magnetkammern

Die Magnetkammern (MC1-3; *magnet chambers*) sind ein Satz von Proportionalkammern, die innerhalb des Magnetjochs bei 267, 306 und 345 cm installiert sind. Jedes Modul enthält drei Ebenen, die analog zu den FCs verschieden orientiert sind, die Ebenen enthalten zwischen 496 und 720 Drähte im Abstand von 2 mm. Die Magnetkammern sollen die Zuordnung der geraden Spurstücke vor und hinter dem Magneten erleichtern, indem sie Ortsinformationen über den gekrümmten Teil der Spur innerhalb des Magneten liefern. Außerdem kann mit ihrer Hilfe auch der Impuls von niederenergetischen Teilchen

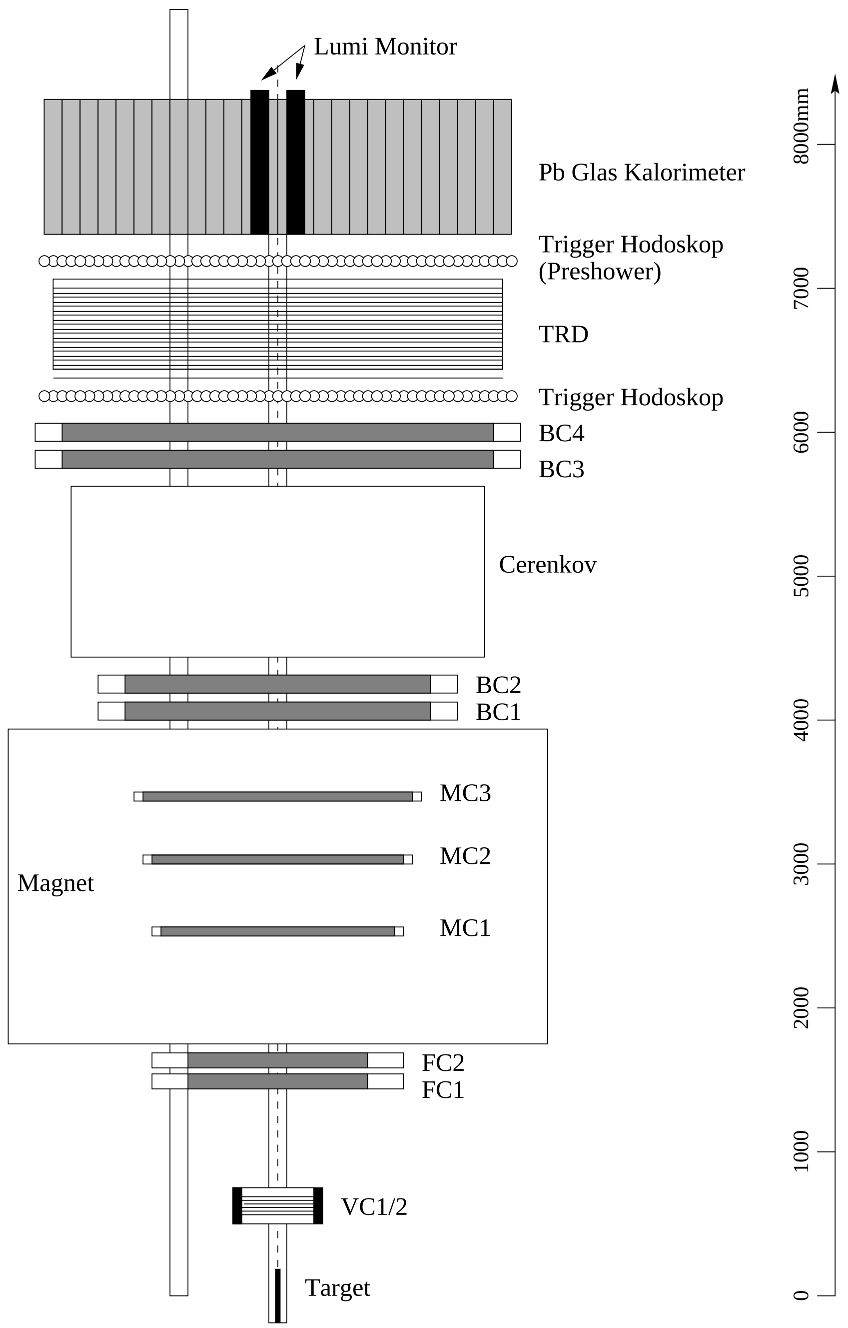


Abbildung 2.6: Schematische Draufsicht des Spektrometers: Zur Spurbestimmung vor und hinter dem Magneten dienen die Detektoren VC1/2, FC1/2 und BC1-4, der Trigger wird gebildet durch die Hodoskope und das Kalorimeter. Zur Teilchenidentifikation dienen Čerenkov, Preshower, Kalorimeter und der TRD.

bestimmt werden, die im Magneten so stark abgelenkt werden, daß sie die Spurkammern hinter dem Magneten nicht mehr erreichen. Die Magnetkammern waren allerdings in der Datennahmezeit 1995 infolge defekter Elektronik–Module nur bedingt einsatzbereit, so daß sie für die Analyse inklusiver Reaktionen nicht verwendet wurden.

Hintere Driftkammern

Die Spurerkennung hinter dem Magneten erfolgt mittels zweier Paare von Driftkammern (BC1-4; *back chambers*) mit jeweils 6 Ebenen in zu den vorderen Driftkammern analoger Konfiguration [B$^+$:95b]. Die Module BC1/2 mit 118 Signaldrähten pro Ebene befinden sich bei 405 und 425 cm, die Module BC3/4 sitzen bei 580 und 600 cm und haben 196 Signaldrähte. Der Abstand der Signaldrähte beträgt jeweils 1.5 cm. Diese insgesamt 24 Ebenen erlauben die Rekonstruktion der geraden Spurstücke hinter dem Magneten mit hoher Effizienz.

Čerenkovzähler

Ein Schwellen–Čerenkovzähler, der Gas bei Atmosphärendruck enthält, weist Čerenkovlicht nach, das über ein Spiegelsystem auf eine von 24 Photokathoden abgebildet wird. In 1995 wurde als Gas Stickstoff verwendet, in dem Pionen erst ab einer Energie von 5.7 GeV ein Signal liefern. Schwerere Hadronen werden bei der zur Verfügung stehenden Energie nicht gesehen. Dies ermöglicht bei niedrigen Impulsen eine klare Separation der Hadronen von den Positronen, da nur die Positronen ein Signal erzeugen. Ab 1996 wurde ein schwereres Gas verwendet, das aus einer Mischung von $\mathrm{C_4F_{10}}$ und $\mathrm{N_2}$ im Volumenverhältnis 3:7 besteht. Dies erlaubt die Trennung von Pionen und Kaonen zwischen 4 und 12 GeV. Ab 1998 soll ein ringabbildender Čerenkovdetektor mit zwei verschiedenen Radiatoren eine Separation der Hadronen im gesamten Energiebereich ermöglichen.

Übergangsstrahlungs–Detektor

Der Übergangsstrahlungs–Detektor (TRD; *transition radiation detector*) besteht aus sechs identischen Modulen bei 666 cm. Diese enthalten jeweils eine Lage Radiator der Dicke 63.5 mm aus Polyethylen/Polypropylen–Fasern und eine Vieldraht–Proportionalkammer mit 256 Drähten. Das Gas in der Kammer ist Xenon, was infolge seiner hohen Kernladung ideal ist, die Röntgenphotonen der Übergangsstrahlung zu detektieren, mit einer Beimischung von 10 % Methan als 'Quenchgas', um sekundäre Photonen zu absorbieren. Der TRD unterscheidet Positronen von Hadronen, da die Positronen mit $\gamma \gtrsim 1000$ zusätzlich zum Energieverlust durch Ionisation noch Übergangsstrahlung erzeugen.

Hodoskope

Bei 615 cm befindet sich ein Hodoskop (H1) mit 42 Streifen, die als Plastikszintillatoren der Ausmaße $9.3 \times 91 \times 1\,\mathrm{cm}^3$ ausgeführt sind. Die Streifen sind senkrecht angeordnet und überlappen jeweils um 1.5 mm. Diese Detektoren dienen für den Trigger, und über Flugzeitmessung ist für niederenergetische Hadronen eine Separation von z.B. Protonen und den leichteren Mesonen möglich.

Eine zweites identisches Hodoskop bei 709 cm trägt auf der Vorderseite zusätzlich eine 11 mm dicke Bleischicht (*preshower*). Dies bewirkt unterschiedliche Signalhöhen durch die unterschiedlichen Schauerprofile für Hadronen und Positronen.

Kalorimeter

Die Kalorimeterwand bei 745 cm am Ende des Spektrometers besteht aus 10 übereinander angeordneten Lagen von jeweils 42 Bleiglasblöcken mit einem Querschnitt von 9×9 cm und einer Länge von 50 cm. Das Kalorimeter hat eine relative Energieauflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 1.5\,\% + \frac{5.1\,\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}$$

und eine räumliche Auflösung durch Analyse des Schauerprofils von 0.5 cm[A$^+$:96]. Es dient als Triggerdetektor, zur Unterscheidung von Positronen und Hadronen und als Nachweisgerät für Photonen aus Strahlungsprozessen und elektromagnetischen Zerfällen.

Luminositätsmonitor

Ein Detektorsystem aus zwei Kalorimetern der Größe 8.8×6.6 cm^2 dient zur Messung der Luminosität über symmetrische Bhabha–Streuung der Strahlpositronen an den Elektronen des Targetgases. Die Detektoren sitzen einander gegenüber bei 730 cm direkt am Positron–Strahlrohr unter einem Winkel von 4.5 mrad [Ben:94]. Sie bestehen aus jeweils 3×4 Kristallen der Größe 22×22×200 mm^3 aus einkristallinem $\mathrm{NaBi(WO_4)_2}$, einem Material, das durch seine besondere Strahlenhärte ausgezeichnet ist.

2.3.3 Trigger

Das Triggersystem soll die tiefinelastischen Streuereignisse selektieren, die bei der üblichen Luminosität mit etwa 10 Hz Rate auftreten, wobei die Pakete des Positronenstrahls mit 10.8 MHz auf das Target treffen. Um dieses Verhältnis zu erreichen, wird als Triggerbedingung eine Koinzidenz zwischen Kalorimeter und den Hodoskopen gefordert. Das Triggersignal wird dabei für die obere und untere Hälfte des Detektors getrennt generiert.

Zur Bestimmung des Triggersignals im Kalorimeter werden die Summensignale aus zehn Blöcken in zwei benachbarten Spalten des Kalorimeters gebildet, pro Detektorhälfte gibt es 43 derartige Summensignale. Über Diskriminatoren, deren Schwelle 1995 bei 3.5 GeV gesetzt war, wird daraus ein logischer Wert für das Kalorimeter erzeugt.

Die Hodoskope liefern Signale, die in einem engen Zeitfenster relativ zur Passierzeit der Positronpakete liegen müssen. Die Referenzzeit ist hierbei das 'HERA-Clock'–Signal, das den genauen Zeitpunkt definiert, an dem ein Positronenpaket das Target passiert. Die beiden Systeme H1 und H2 haben jedoch nicht genügend Abstand, um mit den zeitlichen Signalen die Flugrichtung der Teilchen zu bestimmen.

Die Koinzidenzbedingung für den Trigger auf tiefinelastische gestreute Positronen erfordert sowohl ein Signal im Kalorimeter wie in beiden Hodoskopen. Hierbei wurde keine räumliche Korrelation der Signale in der x-Koordinate gefordert. Da im normalen HERA–Betrieb auch Untergrund vom Protonstrahl von hinten den Detektor durchquert, werden dadurch abhängig von den Strahlbedingungen im Protonenstrahl auch zahlreiche falsche Trigger generiert. Dies führte 1995 durch die begrenzte Kapazität des Datennahmesytems zu mitunter erheblichen Totzeiten von über 10 %.

2.3.4 Spurrekonstruktion und Bestimmung der Streukinematik

Die Rekonstruktion der Spuren geladener Teichen erfolgt im HERMES–Spektrometer mittels der ortsauflösenden Detektoren. Dies sind die Mikrostreifen–Gaszähler (VC) nahe des Targets, die verschiedenen Driftkammern (FC, BC) und die Proportionalkammern.

Mittels eines schnellen rekursiven Algorithmus [Wan:96], der auf Mustervergleich zwischen den beobachteten Treffern in den Detektoren und möglichen Spurmustern aus einer Datenbank basiert, werden gerade Spurstücke in den Bereichen vor und hinter den Magneten identifiziert. Diese werden dann durch den Magneten hindurch einander zugeordnet. Für diese Gesamtspur werden dann der Streuwinkel im Bezug auf die Strahlachse aus dem vorderen Spurteil und der Impuls des Teilchens durch die Ablenkung im Magnetfeld bestimmt. Eine genauere Beschreibung der Rekonstruktion findet sich in Abschnitt 3.2.

2.3.5 Teilchenidentifikation

Die Identifikation der Teilchenart (*particle identification; PID*) für die inklusive Analyse besteht nur darin, die gestreuten Positronen von anderen Teilchen zu unterscheiden, dies sind im Wesentlichen Hadronen. Die Unterscheidung der verschiedenen Hadronenarten ist nur wichtig für semiinklusive und exklusive Prozesse, auf sie soll hier nicht näher eingegangen werden.

Im HERMES–Detektor werden verschiedene Komponenten eingesetzt, die als Ganzes die Funktion eines 'Positronen–Erkenners' ausüben. Die Erkennung der Teichensorte beruht auf der verschiedenartigen Wechselwirkung der Teilchen in verschiedenen Detektoren. Diese ist jedoch stochastisch, und daher kann die Endaussage niemals exakt sein, sondern wird in bestimmten Fällen irren. Bei derartigen Tests auf eine Hypothese P (Teilchen ist Positron) können zwei verschiedene Fehler auftreten:

- P ist wahr, der Detektor liefert jedoch $\overline{\mathrm{P}}$ (Fehler 1. Art)
- $\overline{\mathrm{P}}$ ist wahr, der Detektor liefert jedoch P (Fehler 2. Art)

Die Fehler 1. Art führen zu Ineffizienz des Detektorsystems, da erwünschte Ereignisse verloren gehen, und damit zu einer Vergrößerung des statistischen Fehlers. Die 2. Fehlerart bewirkt eine Kontamination der gewünschten Ereignisse und damit eine Verfälschung des Meßwerts, die korrigiert werden muß. Im Falle der Asymmetriemessung ist dazu die Kenntnis der Asymmetrie der kontaminierenden Hadronen nötig.

Die Effekte Ineffizienz und Kontamination sind direkt antikorreliert, eine höhere Effizienz muß mit höherer Kontamination erkauft werden (siehe auch Abbildung 2.7). Je besser die Positronenerkennung als Ganzes funktioniert, desto niedriger wird bei einer bestimmten Effizienz die Kontamination sein und umgekehrt. Die Wahl des Entscheidungskriteriums richtet sich danach, wie gut der Einfluß der Kontamination bekannt ist und korrigiert werden kann. Ist die Kontamination gut verstanden, kann man die Effizienz groß wählen, andernfalls muß man eine höhere Ineffizienz in Kauf nehmen.

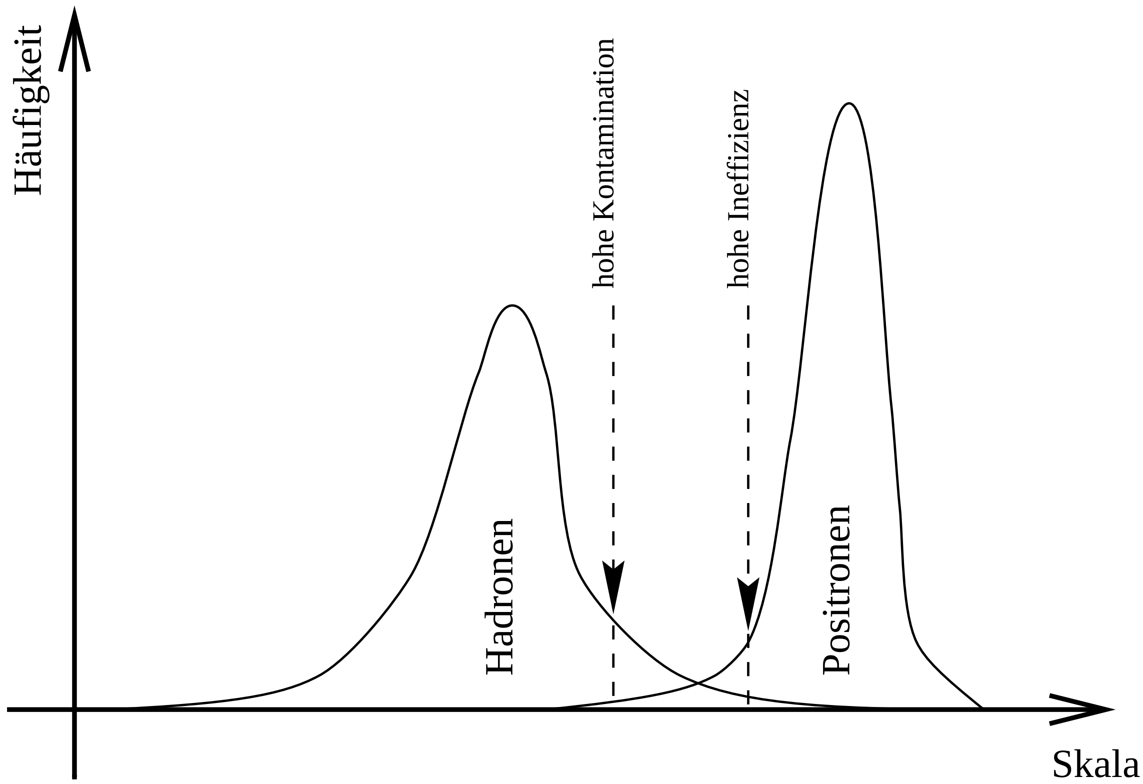


Abbildung 2.7: Ineffizienz und Kontamination in der Teilchenerkennung: Die Positronenerkennung liefert für jedes Teilchen einen Wert auf einer Skala, insgesamt ergibt sich z.B. obige Verteilung, in der Positronen und Hadronen deutlich getrennt sind. Je nach Wahl des Kriteriums ergibt sich eine höhere Kontamination oder größere Ineffizienz. Je besser die Positronerkennung, desto deutlicher sind die beiden Verteilungen getrennt, und desto geringer ist der Überlapp.

Detektoren zur Positronerkennung

Die Detektoren zur Positronerkennung sind das Kalorimeter, der Preshower, der TRD und der Čerenkovzähler. In ihnen verursachen Positronen und Hadronen unterschiedliche

Signale, dies ist jedoch auch abhängig von der Teilchenenergie. Das Grundprinzip der Positronenerkennung für die einzelnen Detektoren kann man grob wie folgt beschreiben:

Kalorimeter Das Kalorimeter ist sensitiv auf elektromagnetische Schauer. Insbesondere Photonen und Positronen (ebenso Elektronen) deponieren ihre gesamte Energie im Kalorimeter, und das beobachtete Lichtsignal ist proportional zu Teilchenenergie. Hadronen dagegen erzeugen niedrigere Signale.

Preshower Positronen erzeugen in der Bleischicht vor den Szintillatoren einen elektromagnetischen Schauer, so daß das Signal annähernd proportional zum Impuls der Teilchen ist, wogegen Hadronen ein niedrigeres und impulsunabhängiges Signal liefern.

TRD Im TRD erzeugen Positronen Übergangsstrahlung, so daß das Energiesignal in den Proportionalkammern deutlich höher als das von Hadronen ist, das nur durch Energieverlust im Kammergas entsteht. Ein Störfaktor hierbei sind sogenannte δ-Elektronen, die durch direkte Stoßprozesse entstehen. Diese sind dann auch hochenergetisch und können ein für Hadronen untypisches Signal erzeugen. Deshalb wird nur der Mittelwert aus fünf Modulen gebildete, der höchste Einzelwert wird verworfen (*truncated mean*).

Čerenkovzähler Im Čerenkovzähler erzeugen Pionen erst oberhalb eines Impulses von 5.7 GeV Čerenkovstrahlung, für schwerere Hadronen liegt die Schwelle noch höher. Positronen hingegen liegen bei allen Energien über der Triggerschwelle weit über der Schwelle für Čerenkovlicht. Ein Teilchen, das kein Signal erzeugt, kann also kein Positron sein. Oberhalb der Pionenschwelle können Pionen und Elektronen nicht unterschieden werden.

Die Abbildung 2.8 zeigt die Signale der PID-Detektoren für Positronen und Hadronen. Die Unterscheidung geschah dabei mittels des in Abschnitt 3.3.1 erklärten Wahrscheinlichkeitsprodukts.

2.3.6 Luminositätsmessung

Die Messung der Luminosität erfolgt im HERMES-Experiment über Bhabha–Streuung (beziehungsweise Møller–Streuung) der Strahlteilchen an den Elektronen des Targetgases. Im Falle eines Positronenstrahls erhält man im Ausgangskanal entweder ein Positron und ein Elektron oder als Folge von Paarzerstrahlung zwei Photonen. Infolge der Zweikörperkinematik ergibt sich in beiden Fällen eine feste Beziehung zwischen Energie und Winkel der beiden Teilchen. Im Falle der symmetrischen Streuung, was im Schwerpunktssystem einem Winkel von 90° entspricht, haben beide Ausgangsteilchen gleiche Energie von 13.75 GeV und einen Streuwinkel von ± 5.8 mrad.

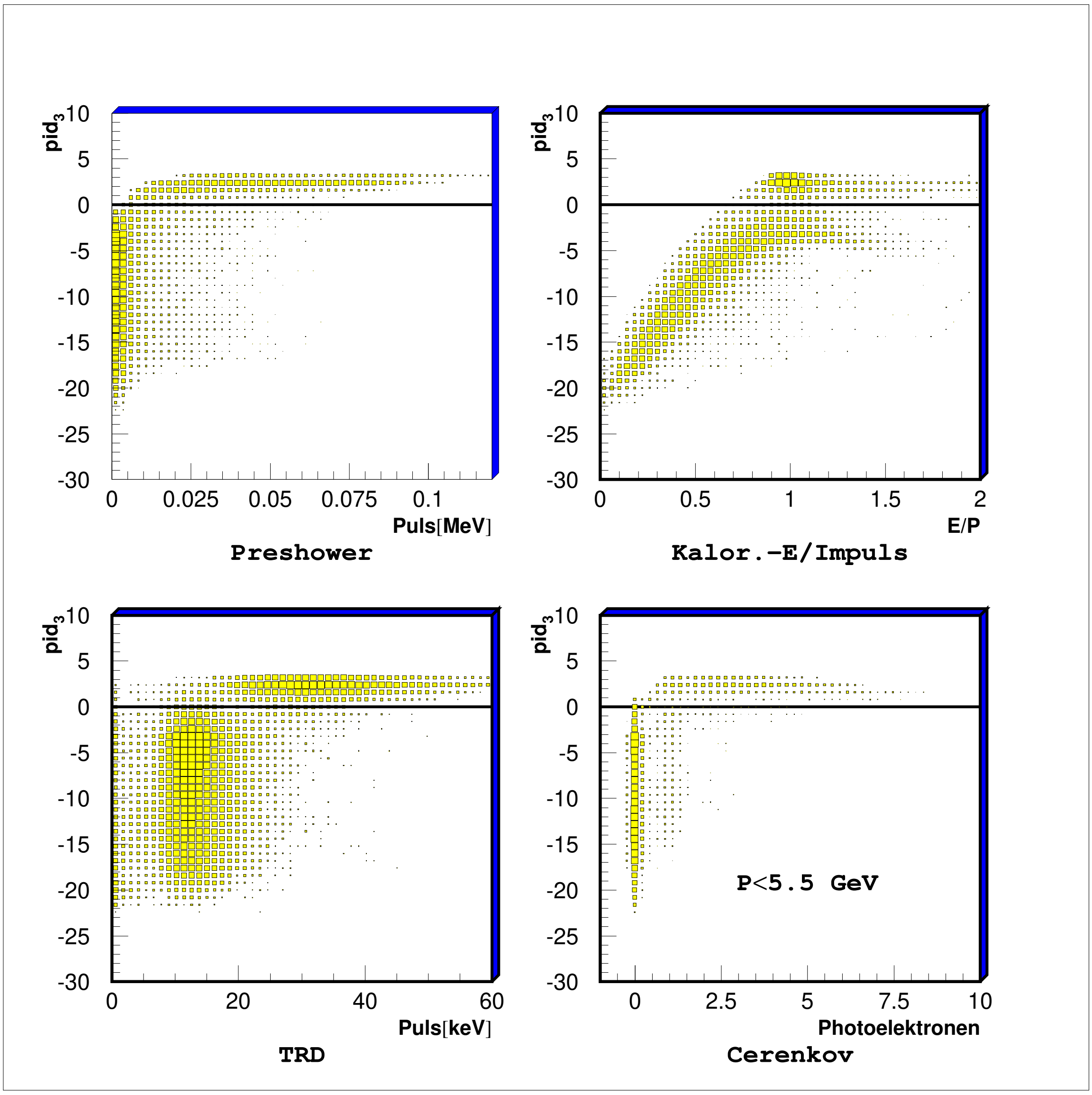


Abbildung 2.8: Die Abbildung zeigt die PID-Kenngröße pid_3 (siehe 3.3.1) aufgetragen gegen die Signale der PID-Detektoren. Positronen haben $\mathrm{pid}_3 > 0$, Hadronen entsprechend $\mathrm{pid}_3 < 0$.

Die beiden Streuteilchen bewegen sich noch innerhalb des Strahlrohres und verlassen dieses durch spezielle Austrittsfenster auf Höhe des Kalorimeters und werden in den zwei gegenüberliegenden Kalorimetern des Luminositätsdetektors als Koinzidenz nachgewiesen (siehe Abbildung 2.9). Die gemessene Koinzidenzrate ist proportional zum

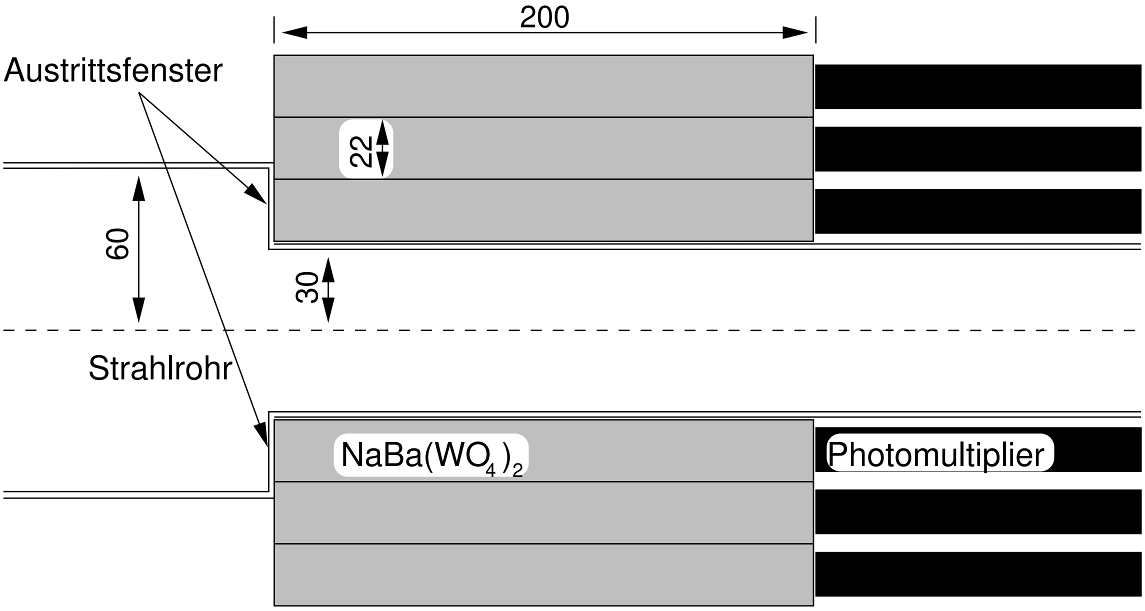


Abbildung 2.9: Draufsicht auf die beiden Kalorimeter des Luminositätsdetektors

Produkt aus Targetdichte und Strahlstrom, für das Heliumtarget mit einer Dichte von $1.1 \cdot 10^{15}$ Nukleonen/cm^2 und einem Strom von 18 mA beträgt die Rate beispielsweise 100 Hz.

Eine absolute Messung der Luminosität mit der erforderlichen Genauigkeit zur Normierung von Strukturfunktionen ist nicht möglich, da die genaue Akzeptanz des Detektors schwierig zu bestimmen ist. Er ist nur dafür ausgelegt die relative Luminosität für verschiedene Targetzustände (Spinzustand oder Gasart) zu messen, was mit hoher Präzision erfolgt.

Die Bhabha- bzw. Møllerstreuung ist polarisationsabhängig. Da die Atomelektronen des ^{3}He jedoch selbst bei Polarisation der Kerne unpolarisiert sind, spielt dies für die Luminositätsmessung keine Rolle. Im Jahr 1996 wurde mit einer Quelle für polarisierten Wasserstoff ein Elektonenspin–polarisiertes Target erzeugt und die Bhabha-Asymmetrie gemessen [Ben:97].

3 Analyse der tiefinelastischen Streuereignisse

3.1 Datenproduktion aus den Rohdaten

Zur Analyse der tiefinelastischen Asymmetrie werden die aufgezeichneten Rohdaten in ein geeignetes Format gebracht, das alle relevanten Informationen enthält. Diese *data summary tapes* (DST) enthalten jeweils die Ereignisse eines *Run*s, der je nach Luminosität und Untergrundbedingungen zwischen 10 und 20 Minuten Datennahme entspricht. Außer den Rohdaten liegen alle Daten im ADAMO–Tabellenformat[PTG:94] vor. Dies ermöglicht einheitlichen und effizienten Zugriff.

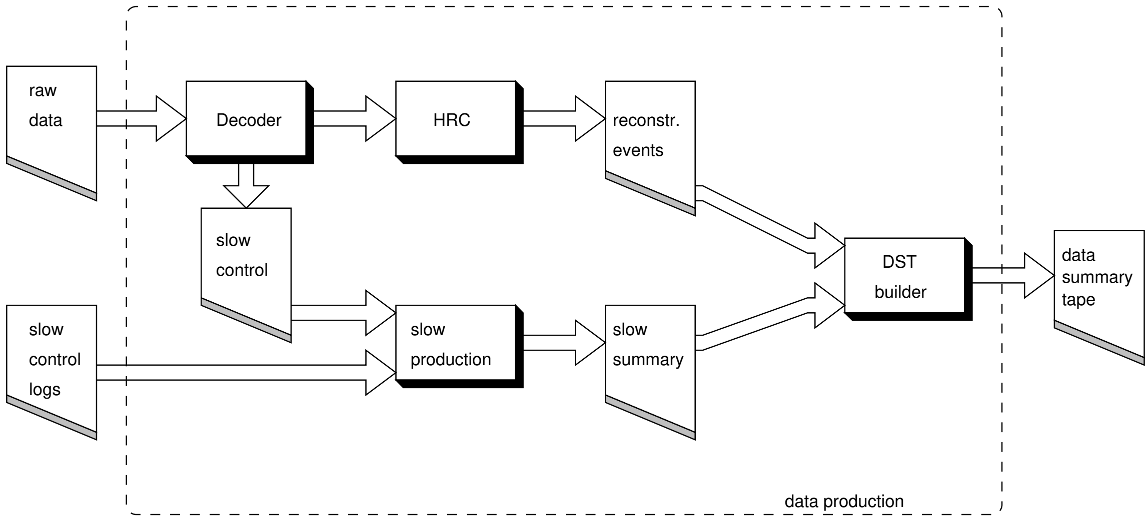


Abbildung 3.1: Datenfluß in der Datenproduktion: Die Rohdaten werden im Decoder entschlüsselt und mit HRC rekonstruiert. Die *slowcontrol*-Daten werden aus den verschiedenen Quellen zusammen gefaßt. Der *DST-builder* erstellt für jeden Run eine Summendatei (*data summary tape, DST*) die alle relevanten Daten enthält.

Im ersten Schritt werden die Rohdaten, die als Kanalnummer und digitales Signal vorliegen, im Decoder in Draht- bzw. Zellennummern und physikalische Größen wie Energie, Position oder Zeitintervall übersetzt. Die hierfür benötigten Referenztabellen, die die Kanalzuordnung und die Kalibrationskonstanten enthalten, werden von zentralen Servern geliefert. Diese basieren auf der bei HERMES entwickelten verteilten ADAMO–Datenbank DAD[W$^+$:95]. Die in den Rohdaten zwischen die Physik-Ereignisse eingestreuten Spezial–Datensätze werden in ADAMO–Tabellenformat konvertiert.

Die dekodierten Ereignisse werden direkt an das Rekonstruktionsprogramm HRC weitergereicht, das Teilchenspuren erkennt und diesen Streuwinkel, Ladung, Impuls und Teilchenart zuweist. Dies ist der zeitaufwendigste Teil der Datenproduktion.

Die sogenannten *Slow-Control*-Daten, also sich langsam ändernde Werte wie z.B. Strahlpolarisation und Targetdichte, werden während der Datennahme in zentrale DAD–Server eingespeist und von dort auch protokolliert oder als Spezial–Datensätze in den Strom der Rohdaten eingeschoben. In einem separaten Produktionsablauf werden diese sämtlichen Daten aus der Zeit einer HERA–Füllung (bis zu 17 Stunden) zeitgeordnet in einer Datei (*slow summary*) zusammengefaßt.

Es liegen also an dieser Stelle der Datenproduktion die physikalischen Ereignisse in einer Datei je Run, und die sonstigen Daten als eine Datei je Füllung vor. Zur Analyse müssen beide Dateien synchron eingelesen werden. Die Produktion geht jedoch noch einen Schritt weiter, indem die Daten zu *data summary tapes (DSTs)* zusammengefaßt werden. Hier wird auch nochmals eine Reduktion vorgenommen und nur die tatsächlich benötigten Daten werden übernommen.

3.2 Spurrekonstruktion

Eine Ebene der Spurdetektoren mißt den Ort einen Teilchendurchgangs in einer Koordinate, entlang der Achse senkrecht zu den Drähten. Die Koordinaten beziehen sich auf das rechtshändige HERMES–Koordinatensystem mit der z–Achse in Strahlrichtung, der y–Achse nach oben und der x-Achse dementsprechend in Strahlrichtung nach links. Sämtliche Spurkammern an den verschiedenen Positionen entlang der z–Achse enthalten Ebenen in drei verschiedenen Ausrichtungen, nämlich in x–Richtung, und um $\pm 30^\circ$ gedreht (siehe Abbildung 3.2).

3.2.1 Der Rekonstruktionsalgorithmus

Der Algorithmus des HERMES–Rekonstruktionsprogramms[Wan:96] basiert auf dem Mustervergleich der beobachteten Treffer in den Kammern mit Mustern aus einer Datenbank, die möglichen Spuren entsprechen. Dieser Vergleich wird mittels eines schnellen rekursiven Suchalgorithmus (*treesearch*) durchgeführt, indem schrittweise die Auflösung des Mustervergleichs verdoppelt wird, und nur die jeweils passenden Untermuster weiter berücksichtigt werden. Die Musterdatenbank enthält nur gerade Spuren, da im Detektor

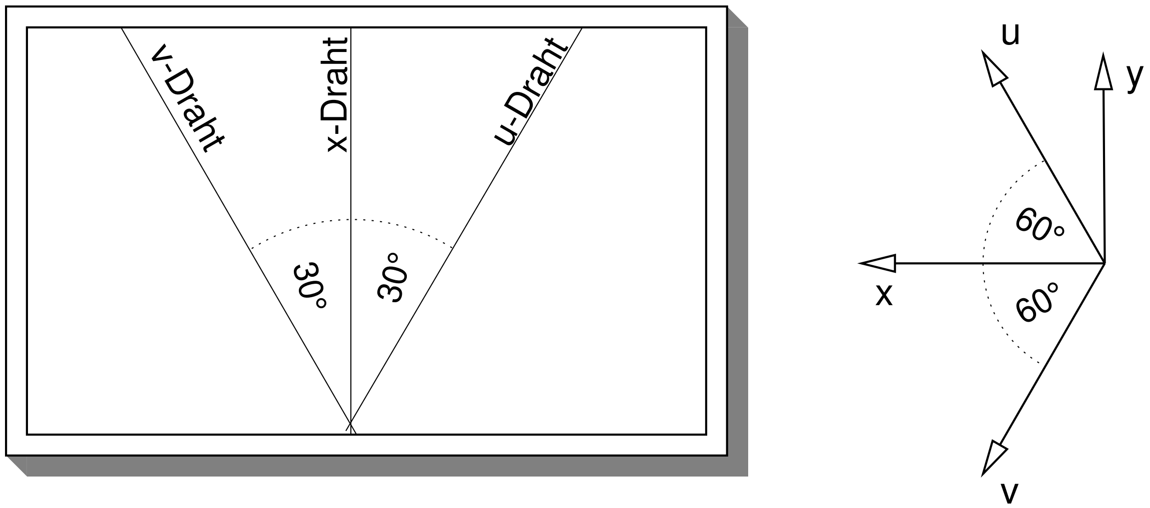


Abbildung 3.2: Sämtliche Spurkammern enthalten Ebenen in x-, u- und v-Richtung. Die Rekonstruktion erfolgt zunächst eindimensional in den drei Richtungen getrennt, dann wird daraus eine Spur im Raum konstruiert.

vor und hinter dem Magneten der Raum in guter Näherung feldfrei ist, also nur gerade Trajektorien auftreten. Deshalb können viele der Untermuster durch diskrete Abbildungen ineinander übergeführt werden, was eine erhebliche Verkleinerung der Musterdatenbank erlaubt und dadurch den Einsatz des Algorithmus für einen Detektor dieser Größe erst ermöglicht.

Rekonstruktion von Teilspuren

Die Spuren der geladenen Teilchen im Detektor bestehen in guter Näherung aus geraden Stücken vor und hinter dem Magneten und aus einem gekrümmten Teil im Bereich des Dipolfeldes. Die geraden Teilspuren in beiden Detektorregionen werden zunächst unabhängig voneinander rekonstruiert, danach werden die zusammengehörigen Teilspuren einander zugeordnet und aus der Ablenkung im Magneten der Impuls und die Ladung der Teilchen bestimmt.

Als erster Schritt der Spurrekonstruktion werden mittels des Treesearch Projektionen der Spur in den x-, u- und v-Richtungen gesucht. Im hinteren Bereich stehen für jede Koordinate 8 Ebenen zur Verfügung. Die Links–Rechts–Ambiguität der einzelnen Meßwerte kann oft schon mittels der benachbarten Ebene, die um eine halbe Zellbreite verschoben ist, aufgelöst werden. In den Treffermustern der acht Ebenen werden dann durch Mustervergleich die Treffer ermittelt, die von einer Spur stammen können. Wegen der nicht idealen Effizienz der Driftkammern werden dabei auch Fehlstellen im Muster erlaubt.

Aus den so gefundenen Treffern wird dann mittels eines χ^2-Fits der wahrscheinlichste Spurverlauf ermittelt.

Im vorderen Detektor sind sechs Trefferebenen pro Richtung für den Mustervergleich vorgesehen, zwei von den Vertexkammern und vier von den beiden FCs. Leider war die Effektivität der Vertexkammern 1995 zu niedrig, so daß sie für die Rekonstruktion der inklusiven Streuereignisse nicht verwendet werden konnten. Die verbleibenden vier Ebenen stehen allerdings sehr dicht beieinander, was zu Mehrdeutigkeiten (sogenannten Geisterspuren) und größeren Fehlern in den ermittelten Spurparametern führt. Durch Verwendung von Information der zugehörigen hinteren Teilspur konnte dies jedoch weitgehend wieder ausgeglichen werden (siehe nächster Abschnitt).

Die gefundenen Spuren in den drei Achsenrichtungen werden zu Teilspuren im Raum kombiniert, indem aus je einer u– und v–Projektion die resultierende Spur in x–Richtung berechnet wird und diese mit den gemessenen Spuren in x verglichen wird. Im Falle einer Übereinstimmung wird dann die resultierende Spur in den Koordinaten x und y aus den fehlergewichteten Parametern der drei Projektionen u_p, v_p und x_p berechnet.

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} u_\mathrm{p} \\ v_\mathrm{p} \\ x_\mathrm{p} \end{pmatrix} ; \qquad \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} u'_\mathrm{p} \\ v'_\mathrm{p} \\ x'_\mathrm{p} \end{pmatrix} . \tag{3.1}$$

Die Matrix T enthält dabei die Spurfehler der Projektionen und die Spur im Raum ist gegeben durch

$$\vec{x}(z) = \begin{pmatrix} x \\ y \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ 1 \end{pmatrix} \cdot z. \tag{3.2}$$

Verknüpfen der Teilspuren und Optimierung

Die Zuordnung der vorderen und hinteren Teilspuren geschieht über die Korrelation ihrer Durchstoßpunkte durch eine x-y-Ebene in der Mitte des Magneten, da diese sehr dicht zusammen liegen. Im Rekonstruktionsprogramm wird hierzu eine Tabelle verwendet, in der die Abstände dieser Durchstoßpunkte abhängig vom Teilchenenergie und Streukinematik eingetragen sind.

Da diese Verknüpfung der Teilspuren aus Simulationen genau bekannt ist, kann sie auch vom Rekonstruktionsprogramm erzwungen werden. Der hintere Spurteil ist wesentlich genauer bestimmt als die nur mit FCs rekonstruierte Vorderspur und kann daher als ein zusätzlicher Fixpunkt dienen. Nachdem also zugehörige Teilspuren identifiziert wurden, konnte die Vorderspur unter Einbeziehung des aus der hinteren Spur bestimmten Brückenpunktes im Magnetzentrum neu gefittet und so wesentlich genauer bestimmt werden.

Bestimmung des Vertex und der Streukinematik

Für die inklusive Analyse sind die Primärvertices von Bedeutung, also der Ort der Wechselwirkung von Strahlteilchen mit einem Targetnukelon. Durch Zerfälle der erzeugten Hadronen entstehen sekundäre Vertizes. Der Vertex wird dabei definiert als der Punkt der von zwei oder mehreren Spurgeraden den geringsten Abstand hat. Wieviele Spuren zu einem Vertex gehören, wird zuvor unter Berücksichtigung der Fehler der einzelnen Spurparameter bestimmt. Falls nur eine rekonstruierte Spur vorliegt, wird die Strahlachse als zweite Gerade zur Bestimmung des Primärvertex verwendet.

Der Streuwinkel des tiefinleastisch gestreuten Positrons ergibt sich direkt aus den Spurparametern der vorderen Teilspur. Der Impuls wird aus dem Ablenkwinkel im Dipolfeld bestimmt. Um eine schnelle Impulsbestimmung zu ermöglichen, wurde mit simulierten Ereignissen eine umfangreiche Tabelle erstellt, in der der Teilchenimpuls in Abhängigkeit von der z–Position des Vertex, den Steigungen der vorderen Teilspur und der Ablenkung in x–Richtung eingetragen ist. Der Impuls der einzelnen Spur wird dann durch Interpolation der nächstgelegenen Gitterpunkte aus der Tabelle berechnet.

3.2.2 Rekonstruktionseffizienz

Die Effizienz des Detektorsystems ist eine entscheidende Größe bei der Bestimmung der Asymmetrie, da die Zählraten für die verschiedenen Spinstellungen nacheinander mit einer Umschaltfrequenz von etwa 10 Minuten gemessen werden. Veränderungen der Effizienz auf dieser Zeitskala bewirken direkt ein falsche Asymmetrie und verfälschen damit das Meßergebnis.

Die Gesamteffizienz der Spurrekonstruktion setzt sich aus drei unabhängigen Größen zusammen:

$$\epsilon_{\mathrm{tot}} = \epsilon_{\mathrm{v}} \cdot \epsilon_{\mathrm{z}} \cdot \epsilon_{\mathrm{h}}, \tag{3.3}$$

mit

ϵ_{tot}	Gesamteffizienz
ϵ_{v}	Effizienz für vordere Teilspuren
ϵ_{h}	Effizienz für hintere Teilspuren
ϵ_{z}	Effizienz der Teilspur–Zuordnung

Die Effizienz für die vorderen und hinteren Teilspuren hängt ab von den verwendeten Detektoren und kann aus den Effizienzen der einzelnen Spurebenen analytisch berechnet werden. Dies wurde durch den Vergleich von simulierten und echten Daten verifiziert[Wan:96]. Die Effizienzen der Einzelebenen können direkt gemessen werden, indem geprüft wird, ob zu einer rekonstruierten Spur in der jeweiligen Ebene auch ein zugehöriges Signal vorliegt. Für jede Spur ist eine bestimmte Zahl an Fehlstellen erlaubt. Um die Effizienz der Ebene nicht falsch einzuschätzen, muß man allerdings berücksichtigen, daß die jeweilige Ebene zur Bestimmung der Referenzspur mitverwendet wurde.

Die Bestimmung dieser Ebeneneffizienzen wird direkt während der Datenproduktion durchgeführt. Es werden dabei jeweils für einen Zeitraum von 10 Sekunden die Anzahl der Spuren und der zugeordneten Treffer in den Spurkammern gezählt. Es wird dabei nicht nach Teilchentyp unterschieden. Da aber Positronen eine höhere Ansprechwahrscheinlichkeit in den Driftkammern haben als Hadronen[Neu:97], sie jedoch nur etwa 10 % aller rekonstruierten Spuren ausmachen, ist die so gemessene Effizienz nicht die tatsächlich für die tiefinelastische Asymmetrie relevante Größe und kann nicht verwendet werden, um auf Schwankungen der Effizienz zu korrigieren. Sie dient lediglich als Qualitätskriterium, um bei einem deutlichen Abfall der Effizienz, wie er etwa durch einen Ausfall der Hochspannung verursacht wird, die Daten zu verwerfen (siehe 3.4.3). Zur Bestimmung der Effizienz für Positronen ist die Zahl der Spuren innerhalb von 10 Sekunden zu gering, deshalb wurde diese Zahl für die Daten von 1995 nicht verwendet.

Die Effizienz der Spurverknüpfung kann einerseits mit simulierten Daten getestet werden, sie kann jedoch auch aus den Echtdaten ermittelt werden, indem man die Verknüpfung mit und ohne erzwungenen Brückenpunkt durchführt (siehe 3.2.1) und die Zahlen der so gefundenen Spuren vergleicht. Man betrachtet als Gesamtheit die Spuren, die mit beiden Methoden rekonstruiert wurden, und bestimmt, wieviele davon durch die zusätzliche Zwangsbedingung verloren gehen. Man findet, daß die Effizienz dieser Methode während der gesamten Datennahme für beide Detektorhälften bei 97 % liegt.

3.3 Teilchenidentifikation

3.3.1 Positronerkennung über Wahrscheinlichkeiten

Aus dem Signal eines PID-Detektors kann keine exakte Aussage über die Teilchenart getroffen werden. Der Grund hierfür ist der statistische Charakter der Wechselwirkung mit den Detektoren sowie die Detektorauflösung und -effizienz. So kann es z.B. vorkommen daß der Čerenkov-Detektor ein Positron nicht 'sieht', wenn zufällig weniger Photonen abgestrahlt werden und infolge der Akzeptanz kein Photoelektron erzeugt wird.

Deshalb werden für jeden Detektor D Wahrscheinlichkeiten $\mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{p}}(x)$ angegeben, daß ein Teilchen einer bestimmten Sorte p eine Signalhöhe x erzeugt. Die Form dieser Wahrscheinlichkeitsfunktionen wird aus Modellen des Detektorverhaltens abgeleitet und an Simulationsrechnungen und die Echtdaten angepasst. Eine genauere Beschreibung dieser Funktionen findet sich in [Wan:96].

Zur Positronerkennung betrachtet man nur zwei Sorten von Teilchen, P (Positron) und $\overline{\mathrm{P}}$ (kein Positron). Für jeden Detektor ergibt sich dann die Wahrscheinlichkeit, daß das

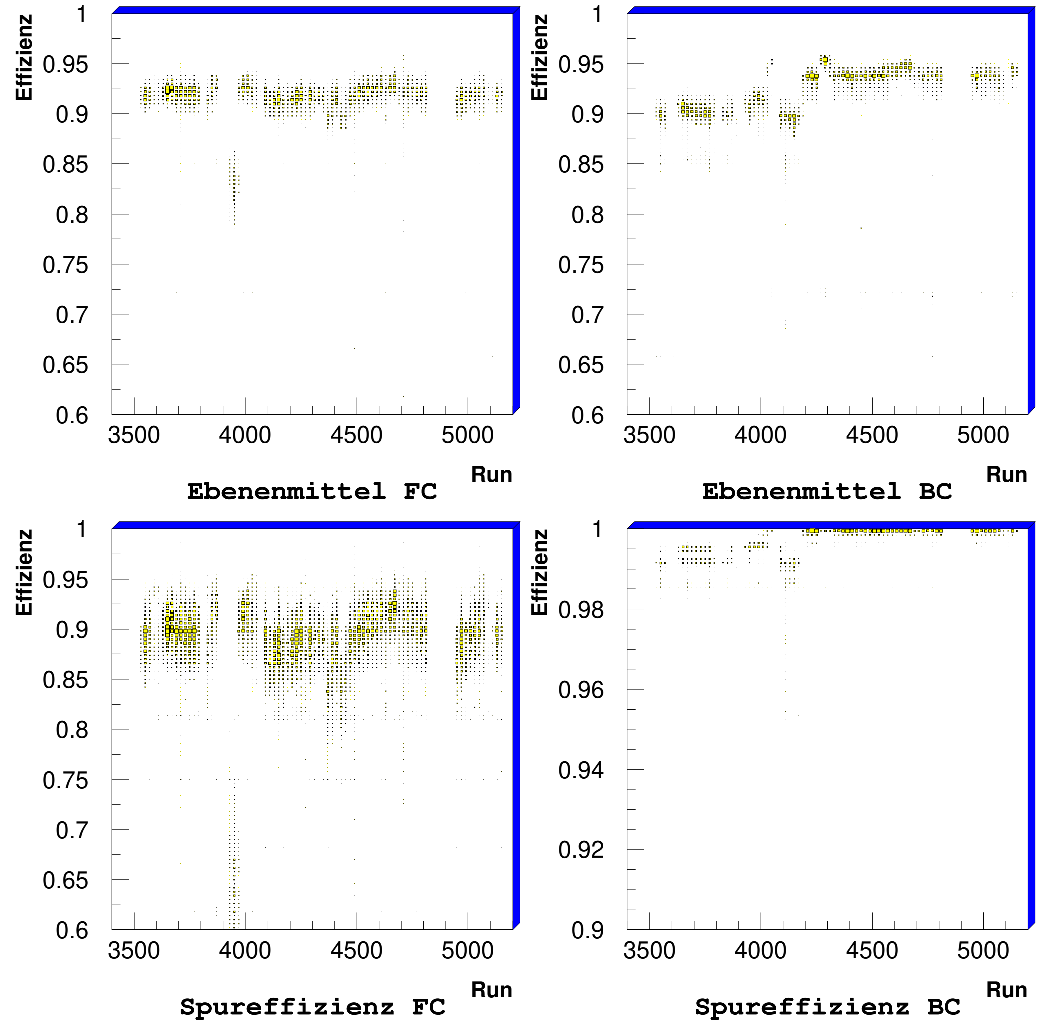


Abbildung 3.3: Effizienz der Rekonstruktion von Teilspuren in Abhängigkeit von der Run-Nummer: Die Rekonstruktionseffizienz für vordere und hintere Teilspuren wurde aus den Effizienzen der Einzelebenen berechnet. Die oberen Abbildungen zeigen die mittlere Ebeneneffizienz, die unteren Abbildungen der Verlauf der Spureffizienzen. Der Anstieg der Rekonstruktionseffizienz in den hinteren Kammern ab Run 4400 ist auf eine Optimierung der Betriebsparameter zurückzuführen.

gemessene Signal x von einem P erzeugt wurde, zu

$$\mathcal{P}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{P}}(x) = \frac{\mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{P}}(x)}{\mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{P}}(x) + \mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\overline{\mathrm{P}}}(x)} \tag{3.4}$$

und es gilt

$$\mathcal{P}_{\mathrm{D}}^{\overline{\mathrm{P}}}(x) = 1 - \mathcal{P}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{P}}(x). \tag{3.5}$$

Als Kenngrößen zur Positronerkennung werden nun Wahrscheinlichkeitsprodukte aus mehreren Detektoren gebildet:

$$\mathrm{pid}_n = \prod_{\mathrm{D} \in M_n} \frac{\mathcal{P}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{P}}(x)}{\mathcal{P}_{\mathrm{D}}^{\overline{\mathrm{P}}}(x)} = \prod_{\mathrm{D} \in M_n} \frac{\mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{P}}(x)}{\mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\overline{\mathrm{P}}}(x)}, \tag{3.6}$$

wobei die Detektoren jeweils wie in Tabelle 3.1 zusammengefaßt werden.

Tabelle 3.1: Beitrag der PID-Detektoren zu den Wahrscheinlichkeitsprodukten

Kenngröße	M_n
pid_2	Kalorimeter, Preshower
pid_3	Kalorimeter, Preshower, Čerenkov
pid_4	Kalorimeter, Preshower, Čerenkov, TRD

3.3.2 Anpassung der Erkennungskriterien an die Detektorqualität

Die beste Positronerkennung ist gegeben, wenn alle Detektoren optimal arbeiten und in die Erkennung mit einbezogen werden. In der vorliegenden Analyse wurde dabei ein linearer Schnitt zwischen Wahrscheinlichkeitsprodukt aus Kalorimeter, Preshower und Čerenkov (pid_3) und dem TRD-Signal verwendet. Falls Kalorimeter oder Preshower nicht korrekt arbeiteten oder sowohl Čerenkov als auch TRD ineffizient waren, wurden die Daten nicht zur Analyse der Asymmetrie verwendet. Wenn der TRD oder der Čerenkov nicht effizient arbeitete, wurde ein verändertes Positron–Kriterium verwendet, in dem dieser Detektor nicht vorkommt. Insbesondere der TRD konnte wegen hohem Untergrund durch Synchrotronstrahlung häufiger nicht bei der vollen Betriebsspannung von 3100 V betrieben werden, was seine Sensitivität auf Positronen wesentlich beeinträchtigte.

Die Tabelle 3.2 zeigt die Kriterien für ein Positron für die verschiedenen Detektor–Konstellationen.

Tabelle 3.2: Positronkriterien für verschiedene Konstellationen

einsatzbereite Detektoren	Kriterium
Kalorimeter, Preshower, Čerenkov, TRD	$\mathrm{pid}_3 + 0.31 * \mathrm{TRD} > 5.48$
Kalorimeter, Preshower, Čerenkov	$\mathrm{pid}_3 > 0$
Kalorimeter, Preshower, TRD	$\mathrm{pid}_2 + 0.51 * \mathrm{TRD} > 9.00$

3.4 Datenqualität

Die zur Analyse der tiefinelastischen Asymmetrie verwendeten Daten müssen verschiedenen Qualitätskriterien genügen. Es muß sichergestellt werden, daß Daten, die bei schlechten Strahl- oder Targetbedingungen oder bei Problemen im Spektrometer genommen wurden, nicht das Meßergebnis verfälschen.

Als erste Qualitätskontrolle wurden anhand von Logbucheinträgen die Runs identifiziert, bei denen bereits zur Datennahme Probleme im Experiment erkannt worden waren. Hier wurden alle Runs aussortiert, bei denen die Strahl- oder Targetpolarisation gering oder nicht verläßlich gemessen war oder einzelne Komponenten des Detektors nicht zuverlässig arbeiteten. Nach dieser Selektion blieben 2183 Runs zur weiteren Analyse.

Innerhalb eines Runs werden die Daten in Zeitperioden von 10 Sekunden Länge unterteilt, die "Bursts" genannt werden. Die Luminosität wird für jeden dieser Bursts einzeln gemessen und dient als Wichtungsfaktor für die Asymmetrieauswertung. Die weiteren Qualitätskriterien behandeln Probleme, die kurzzeitig innerhalb eines Runs auftreten, und verwerfen einzelne Bursts. Diese Kriterien wirken entweder global für das ganze Experiment (z.B. Polarisation) oder nur für eine Detektorhälfte (z.B. Ausfall eines Detektormoduls in nur einer Hälfte). Die Datenselektion wird deshalb für die beiden Detektorhälften getrennt durchgeführt.

Im Folgenden werden die einzelnen Kriterien erläutert. Die Verteilung einiger der verwendeten Kenngrößen und die Lage der Schnitte zeigt die Abbildung 3.4. Eine Zusammenstellung der einzelnen Schnitte und die Zahl der jeweils verworfenen Bursts enthält Tabelle 3.3.

3.4.1 Strahlqualität

Das wesentliche Kriterium für die Strahlqualität ist die Strahlpolarisation. Andere Strahlparameter wie Strahlposition und -steigung am Target und strahlinduzierter Untergrund von Positron- und Protonstrahl beeinflußten zwar das Experiment durch erhöhte Totzeit, wurden jedoch nicht als direkte Qualitätskriterien zum Aussondern von Daten herangezogen.

Es wurden nur Daten verwendet, wenn die Strahlpolarisation zwischen 40 und 70 % lag. Die untere Grenze verwirft Daten mit niedriger Polarisation. Das Gewicht der Daten im Gesamtergebnis ist proportional zur jeweiligen Polarisation, deshalb wurden die Daten mit niedrigem Gewicht gleich von vornherein ausgesondert. Die obere Grenze sollte Ausreißer in der Polarisationsmessung beseitigen, da die Strahlpolarisation in 1995 nie höher als 70 % war. Durch die nachträgliche Glättung der Polarisationsdaten (siehe 2.1.3) treten jedoch keine derartigen hohen Werte mehr auf.

$$40\,\% < P_{\mathrm{Strahl}} < 70\,\%. \tag{C1}$$

Für den Strahlstrom wurden ebenfalls Grenzwerte festgelegt. Zu geringer Strom bedeutet zu wenige Ereignisse, um innerhalb eines Burst etwa die Effizienzen zu bestimmen. Daher wurde ein Mindeststrom gefordert:

$$8\,\mathrm{mA} < I_{\mathrm{Strahl}} < 32\,\mathrm{mA}. \tag{C2}$$

Außerdem wurden Ausreißer in der Koinzidenzrate des Luminositätsmonitors verworfen:

$$40\,\mathrm{Hz} < R_{\mathrm{Lumi}} < 210\,\mathrm{Hz} \tag{C3}$$

3.4.2 Targetqualität

Durch die Logbuchanalyse wurden bereits Zeitperioden eliminiert, in denen das Target nicht zuverlässig arbeitete. In der verbleibenden Datenmenge müssen die Zeiten ausgesondert werden, in denen das Vorzeichen der Polarisation invertiert wurde. Dieser Umschaltvorgang wurde etwa alle 10 Minuten vorgenommen und dauerte etwa 40-50 Sekunden.

Zur Analyse wurden nur Bursts verwendet, in denen das Target stabil in einem Spinzustand war. Da das Umschalten nicht mit dem 10–Sekunden–Takt der Datennahme synchronisiert stattfand, wurden Bursts, in denen der Targetzustand wechselt, komplett verworfen. Es gehen also bei jedem Umschalten 4-5 Bursts verloren.

$$\mathrm{Targetzustand} \quad \mathrm{stabil}. \tag{C4}$$

Darüberhinaus wurden auch für den Wert der Targetpolarisation Grenzwerte festgelegt. Als Obergrenze wurde ein Wert von 60 % gesetzt, größere Werte bedeuten eine Fehlmessung der Polarisation, der untere Grenzwert von 30 % verwirft Daten mit geringem Gewicht:

$$30\,\% < P_{\mathrm{Target}} < 60\,\%. \tag{C5}$$

Außerdem wurden noch Grenzwerte für die Targetdichte festgelegt, um Daten mit stark erhöhter oder zu niedriger Dichte auszuschließen:

$$0.85 \cdot 10^{15}\,\mathrm{Nukleonen/cm^2} < \rho_{\mathrm{Target}} < 1.4 \cdot 10^{15}\,\mathrm{Nukleonen/cm^2}. \tag{C6}$$

3.4.3 Qualität der Spurbestimmung

Die Qualität der Spurbestimmung wurde während der gesamten Datennahmezeit überwacht. Sie war stabil und änderte sich nur durch Variation der Detektorbetriebsparameter (siehe auch Abbildung 3.3). Diese definierten Variationen werden durch separate Bestimmung der Asymmetrie für die einzelnen Strahlfüllungen berücksichtigt (vergl. 4.2). Kurzzeitige Variationen der Rekonstruktionseffizienz werden durch sogenannte "Trips", das sind automatische Abschaltungen der Hochspannung, verursacht. Diese führen zum kurzzeitigen Ausfall einer oder mehrerer Detektorebenen, und damit zu einem Abfall der Gesamteffizienz.

Die Effizienzen sind im vorderen und hinteren Spurteil verschieden, da hinten die Kammereffizienz höher ist und wesentlich mehr Ebenen vorhanden sind. Die minimale Effizienz wurde auf 80 beziehungsweise 94 % gesetzt:

$$\epsilon_{\mathrm{vorne}} > 80\,\%, \tag{C7}$$

$$\epsilon_{\mathrm{hinten}} > 94\,\%. \tag{C8}$$

Ein Ausfall einer Ebene, der während eines Burst geschieht, kann unter Umständen erst im nächsten Burst erkannt werden. Dies tritt auf, wenn während des Bursts das gesamte Spurfindungssystem ausfällt. Dann ist das Verhältnis aus der Zahl der gefundenen Spuren und zugehörigen Treffern in der Ebene nur durch den Zeitraum bestimmt, in dem noch Spuren gefunden wurden, und ist somit normal. Daher wird bei einem Abfall der Effizienz nach (C8) oder (C7) auch der vorhergehende Burst verworfen:

$$\text{verwirf vorhergehenden Burst bei Effizienzabfall.} \tag{C9}$$

Am Ende einer Periode mit zu niedriger Effizienz wird zur Sicherheit noch ein Burst mehr verworfen, dies wird dadurch erreicht, daß nach einem Schnitt wegen (C8) oder (C7) auch der nachfolgende Burst als schlecht markiert wird:

$$\text{verwirf nachfolgenden Burst bei Effizienzabfall.} \tag{C10}$$

3.4.4 Qualität der Datenaufnahme

In der Datennahmeperiode 1995 war die Totzeit der Datenauslese zu Beginn eines jeden Runs nahezu 100 %. Deshalb wurden die ersten drei Burst jedes Runs verworfen:

$$\text{verwirf die ersten drei Bursts.} \tag{C11}$$

Der letzte Burst eines Runs wurde ebenfalls verworfen, da hierfür keine korrekte Bestimmung der Luminosität möglich war:

$$\text{verwirf den letzten Burst.} \tag{C12}$$

Weiterhin wurden Perioden mit hoher Totzeit verworfen, es wurde gefordert, daß mindestens 50 % aller Trigger in einem Burst auch ausgelesen wurden:

$$\text{Totzeit} < 50\,\%. \tag{C13}$$

3.4.5 Qualität der Positronerkennung

Die Positronerkennung wurde durch Variation der Kriterien an den Zustand der Detektoren angepasst (siehe 3.3.2). Für Kalorimeter, TRD und Čerenkov wurde das Verhalten jeweils runweise aus den Daten analysiert, für den Preshower wurde burstweise geprüft, ob alle Zähler aktiv waren (*scaler cuts*).

Die Qualität des Kalorimeters und des Preshowers wurde überwacht, indem permanent über einen eigenen Trigger von einem Laser erzeugte und über Glasfasern in die Detektoren eingespeiste Referenzlichtpulse ausgelesen wurden (*gain monitoring system* GMS). Variationen in den Analogsignalen bedeuten Veränderungen im Detektorverhalten. Runs, in denen einzelne Module zu niedrige Signale zeigten, wurden verworfen.

Für Čerenkov und TRD wurden die Signale des Detektors beim Durchgang von Positronen und Hadronen analysiert und Perioden mit abweichendem Verhalten festgestellt. Die Positronerkennung wurden mit den jeweils anderen Detektoren durchgeführt.

3.4.6 Konsistenz- und Stabilitätskriterien

Als Konsistenzkriterium wurde gefordert, daß die vom Luminositätsmonitor beobachtete Rate proportional zum einer Luminosität ist, die aus dem Produkt von Strahlstrom und Targetdichte berechnet wurde. Bursts, in denen der Quotient der beiden Größen zu weit von seinem Mittelwert abwich, wurden verworfen:

$$5 < \frac{I_{\text{Strahl}}(\text{mA})}{I_{\text{Strahl}}(\text{mA})\cdot\rho_{\text{Target}}(10^{15}\text{N/cm}^2)} < 7.2. \tag{C14}$$

Als Stabilitätskriterien wurden zudem noch Forderungen an die Gesamtzahl schlechter Bursts und schlechter Burstgruppen in einem Run gestellt. Diese sollten 60 bzw. 10 % nicht überschreiten:

$$\frac{\#\text{schlechte Bursts}}{\#\text{alle Bursts}} \leq 0.6, \tag{C15}$$

$$\frac{\#\text{Gruppen schlechter Bursts}}{\#\text{alle Bursts}} \leq 0.1. \tag{C16}$$

Um eine Mindestanzahl von guten Ereignissen innerhalb einer Füllung des Speicherrings zu haben, wurde gefordert, daß mindestens 100 gute Bursts pro Spinzustand innerhalb einer Füllung genommen wurden. Andernfalls wurden sämtliche Daten dieser Füllung verworfen:

$$\text{gute Bursts pro Füllung und Spinzustand} \geq 100. \tag{C17}$$

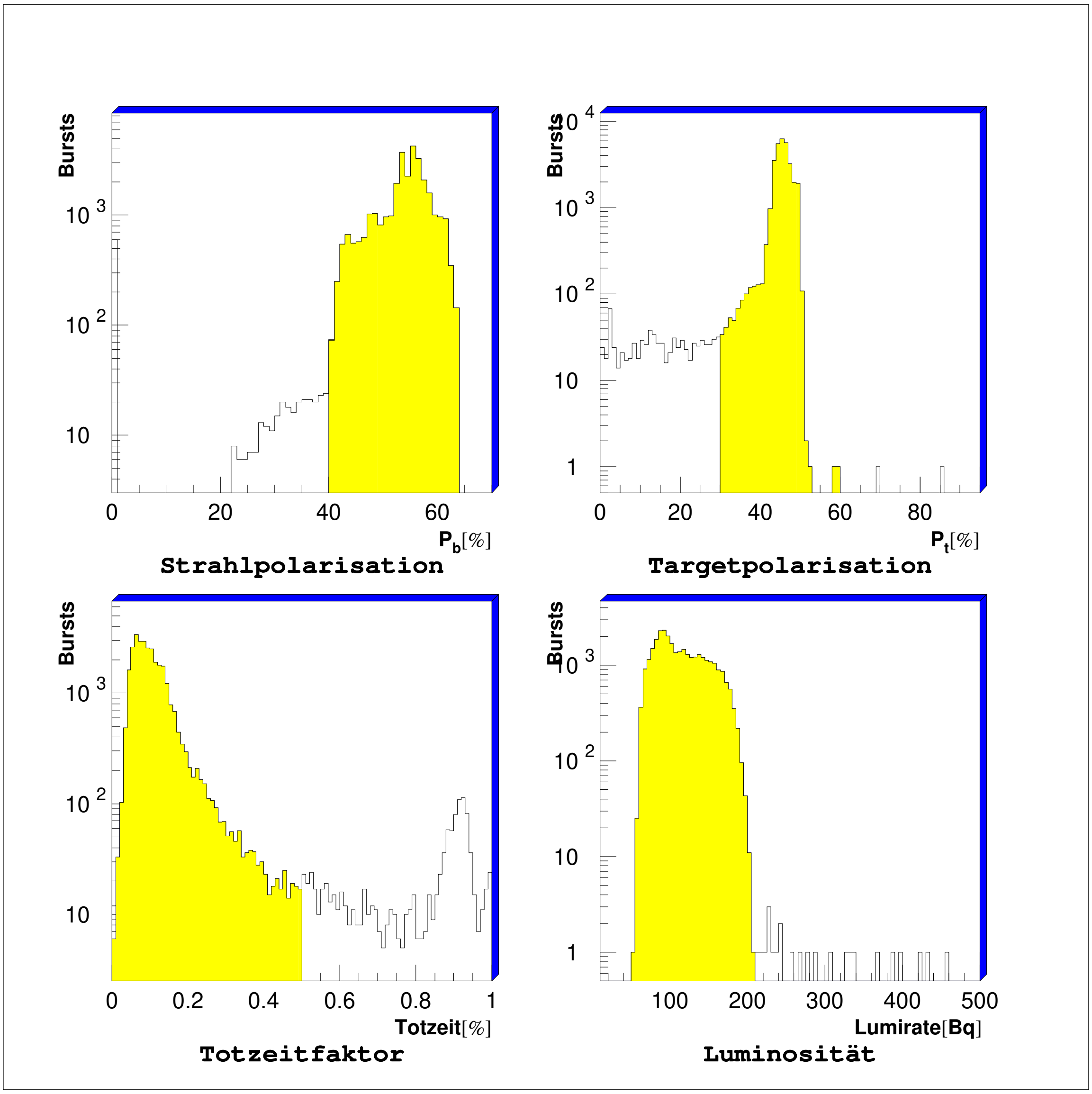


Abbildung 3.4: Verteilungen einiger Qualitätskriterien: Die Abbildungen zeigen die Verteilungen von Strahlpolarisation, Targetpolarisation, Totzeitfaktor und Luminosität. Die akzeptierten Daten sind jeweils schraffiert gezeigt.

Tabelle 3.3: Statistik der Qualitätskriterien: Die Tabelle zeigt die Anzahl sowie den Prozentsatz der verworfenen Bursts für die verschiedenen Kriterien, getrennt nach oberem und unterem Detektor. In der linken Hälfte sind die Gesamtzahlen gezeigt, die rechte Hälfte zeigt die Zahlen inkrementell, d.h. die Zahl der zusätzlich zu den bisher angewendeten Kriterien neu verworfenen Bursts.

	Gesamt		Inkrementell	
	oben	unten	oben	unten
Targetpolarisation	12128 (9.7%)	12128 (9.7%)	12128 (9.7%)	12128 (9.7%)
Strahlpolarisation	4611 (3.7%)	4611 (3.7%)	4234 (3.4%)	4234 (3.4%)
Erste Bursts	6473 (5.2%)	6473 (5.2%)	5766 (4.6%)	5766 (4.6%)
Letzter Burst	2155 (1.7%)	2155 (1.7%)	1831 (1.5%)	1831 (1.5%)
Totzeit	4021 (3.2%)	4021 (3.2%)	645 (0.5%)	645 (0.5%)
Strahlstrom	781 (0.6%)	781 (0.6%)	635 (0.5%)	635 (0.5%)
Targetdichte	1730 (1.4%)	1730 (1.4%)	813 (0.6%)	813 (0.6%)
Lumi-Rate	880 (0.7%)	880 (0.7%)	86 (0.1%)	86 (0.1%)
Lumi/Strom/Dichte	2533 (2.0%)	2533 (2.0%)	913 (0.7%)	913 (0.7%)
Rekonstruktionseffizienz	16144 (12.9%)	12713 (10.2%)	12315 (9.8%)	9598 (7.7%)
GMS Kalorimeter	718 (0.6%)	2262 (1.8%)	545 (0.4%)	1837 (1.5%)
GMS Preshower	759 (0.6%)	422 (0.3%)	271 (0.2%)	15 (0.0%)
Hodoskop Scaler	872 (0.7%)	52 (0.0%)	764 (0.6%)	43 (0.0%)
Preshower Scaler	11 (0.0%)	4 (0.0%)	2 (0.0%)	0 (0.0%)
Cer und TRD schlecht	9302 (7.4%)	1562 (1.2%)	3894 (3.1%)	777 (0.6%)
zu viele schlechte Bursts	34551 (27.6%)	28715 (22.9%)	5659 (4.5%)	6033 (4.8%)
zu kurze Füllung	20197 (16.1%)	19426 (15.5%)	1533 (1.2%)	1737 (1.4%)
schlecht wegen Nachbar	22916 (18.3%)	20068 (16.0%)	1818 (1.5%)	1836 (1.5%)
Gesamtzahl schlechter Bursts:			53852 (43.0%)	48927 (39.1%)
Gesamtzahl guter Bursts:			71344 (57.0%)	76269 (60.9%)
Gesamtzahl der Bursts :			125196 (100.0%)	125196 (100.0%)

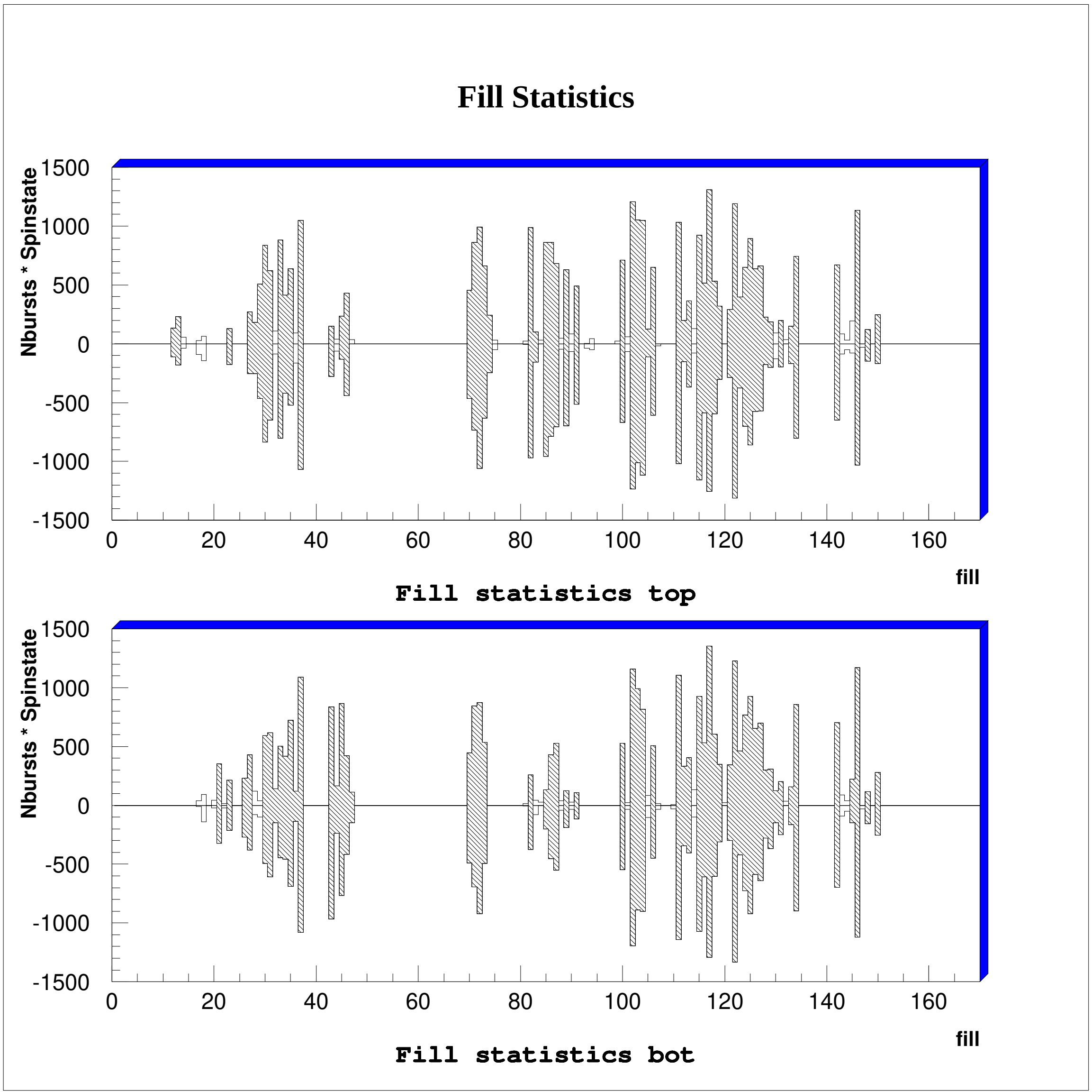


Abbildung 3.5: Datenqualität der Füllungen: Die Anzahl der akzeptierten Bursts für die beiden Targetzustände ist pro Füllung aufgetragen (schraffierte Flächen), getrennt für oberen und unteren Detektor. Die Füllungen mit zu wenig Bursts (offene Flächen) werden nicht zur Berechnung einer Asymmetrie verwendet.

4 Extraktion der Spinstrukturfunktion g_1^{n}

4.1 Spurselektion und Wahl des Binning

4.1.1 Kinematische Schnitte

Aus der Strahlenergie und der Winkelakzeptanz des Detektors ergibt sich der Bereich in den kinematischen Variablen x und Q^2, der im HERMES-Experiment zugänglich ist. Er ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Verschiedene kinematische Schnitte in der Analyse schränken diesen Bereich noch weiter ein.

Da die Triggerschwelle des Kalorimeters bei 3.5 GeV eingestellt war, sollte die niedrigste Energie der gestreuten Positronen etwas über diesem Wert liegen, um nicht empfindlich auf etwaige Schwankungen des Detektorverhaltens zu sein. Da außerdem bei großen y die QED-Strahlungskorrekturen ebenfalls größer sind [Due:95], wurde eine Obergrenze

$$y < 0.85 \tag{4.1}$$

festgelegt, das entspricht einer Minimalenergie der gestreuten Positronen von ≈4.1 GeV.

Um noch im Bereich der tiefinelastischen Streuung zu bleiben, also bei nicht zu kleinen Impulsüberträgen, wurde

$$Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2 \tag{4.2}$$

gefordert. Zusammen mit dem Schnitt auf y ergibt dies eine untere Grenze für x von 0.023.

Der hadronische Endzustand sollte keine Resonanzen des Nukleons enthalten, daher wurde ein weiter Schnitt auf W^2 gesetzt:

$$W^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2. \tag{4.3}$$

Geometrische Schnitte

Die Spuren sollen von gestreuten Positronen kommen. Deshalb wurde eine Bedingung an den Vertexpunkt der Spur gelegt, sowohl in longitudinaler wie transversaler Richtung:

$$|z_{\mathrm{vertex}}| < 30\,\mathrm{cm}, \tag{4.4}$$

$$d_{\mathrm{vertex}} < 0.75\,\mathrm{cm}. \tag{4.5}$$

Der minimale Streuwinkel ist abhängig von der Position im Target, an der die Streuung erfolgte, daher wurde auch hier ein geometrischer Schnitt an die Steigung der Spur in der y-Richtung angesetzt:

$$|\theta_y| > 0.04. \tag{4.6}$$

Dies bedeutet in der kinematischen Ebene eine weitere Einschränkung bei kleinen Q^2 und großen x.

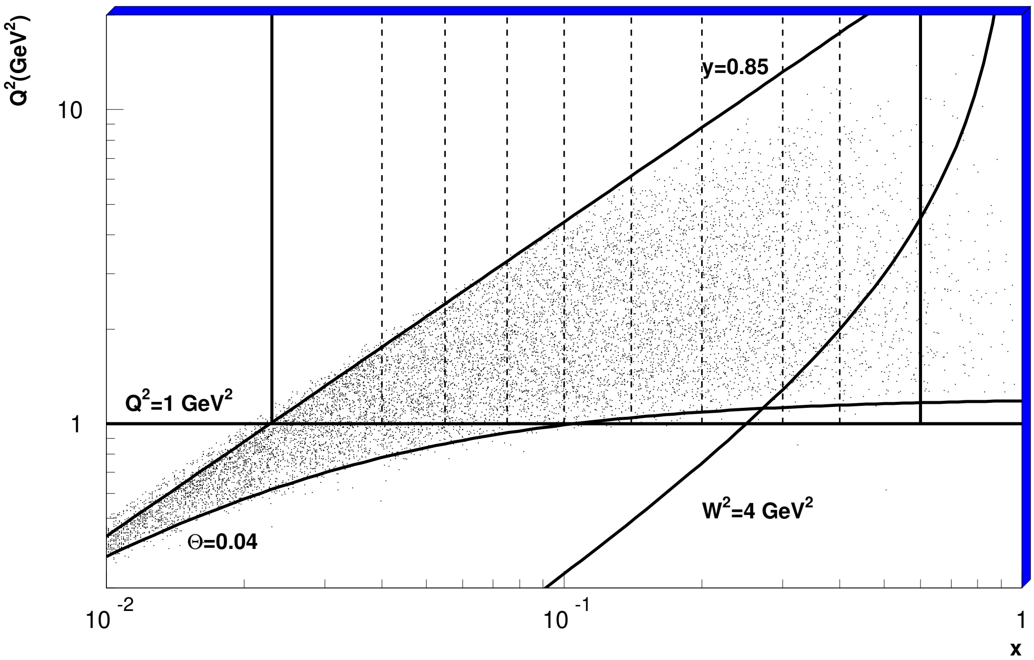


Abbildung 4.1: Die Verteilung aller rekonstruierten Positronen in der x-Q^2-Ebene und die kinematischen Schnitte. Die gestrichelten Linien sind die Bin-Grenzen in x.

Binning

Der sich so ergebende kinematische Bereich des HERMES-Experiments wurde in neun Bins in x zwischen 0.023 und 0.6 und je drei Bins in y eingeteilt, so daß alle Bins annähernd gleich populiert sind. Dies erforderte für jeden x-Bin ein anderes Binning in y. Die Bin-Grenzen sind in Tabelle 6.1 aufgelistet, Abbildung 4.1 zeigt die kinematischen Schnitte und die Bin-Grenzen in x.

Im folgenden sind alle Strukturfunktionen in diesen Bins zu verstehen, die Abhängigkeit von x und y bzw. Q^2 ist der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Die Analyse wird in allen Schritten von $A_{||}$ bis g_1^{n} in den 27 Bins getrennt durchgeführt, für die Darstellung der jeweiligen Funktionen in Abhängigkeit nur von x wird der Mittelwert der drei y-Bins gebildet.

4.2 Die experimentelle Asymmetrie $A_{||}$

Die aus experimenteller Sicht entscheidende Größe ist die Asymmetrie $A_{||}$, da bei ihrer Bestimmung bereits sämtliche apparativen und meßtechnischen Einflüsse berücksichtigt werden müssen. Alle weiteren Größen bis hin zur Strukturfunktion g_1 und dem Integral Γ_1 werden lediglich hieraus abgeleitet, wobei noch Daten von anderen Experimenten eingehen.

Die Asymmetrie $A_{||}$ ist in (1.114) aus den Wirkungsquerschnitten $\sigma^{\rightleftarrows}$ und $\sigma^{\rightrightarrows}$ für antiparallele und parallele Spins von Strahl und Target definiert:

$$A_{||} = \frac{\sigma^{\rightleftarrows} - \sigma^{\rightrightarrows}}{\sigma^{\rightleftarrows} + \sigma^{\rightrightarrows}}. \tag{4.7}$$

Im Experiment werden nun diese Wirkungsquerschnitte nicht einzeln bestimmt, da dies eine absolute Normierung erfordern würde. Es werden vielmehr Asymmetrien aus den Zählraten gebildet. Die Zählraten für die beiden Spinstellungen ergeben sich zu

$$N^{\rightleftarrows} = \sigma_0 \int_{\rightleftarrows} \mathrm{d}t\, \mathcal{A}(t)\mathcal{E}(t)\mathcal{L}(t)\, \left[1 + P_{\mathrm{t}}(t)P_{\mathrm{b}}(t)A_{||}\right], \tag{4.8}$$

$$N^{\rightrightarrows} = \sigma_0 \int_{\rightrightarrows} \mathrm{d}t\, \mathcal{A}(t)\mathcal{E}(t)\mathcal{L}(t)\, \left[1 - P_{\mathrm{t}}(t)P_{\mathrm{b}}(t)A_{||}\right], \tag{4.9}$$

wobei $\mathcal{A}$ und $\mathcal{E}$ die Akzeptanz und Effizienz des Detektors, $\mathcal{L}$ die Luminosität, sowie P_{t} und P_{b} die Polarisation von Strahl und Target sind. σ_0 ist der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt.

Die Akzeptanz des Detektors ist konstant und unabhängig von der Spinstellung der Targetatome. Die Effizienz ist ebenfalls unabhängig von der Spinstellung. Zeitliche Variationen der Effizienz zeigten sich in Veränderungen der normierten Zählraten. Diese geschehen jedoch langsamer als die Zeit, in der das Target einen Zyklus der Spinstellungen durchläuft (etwa 20 min). Ausführliche Studien hierzu finden sich in [Lac:97]. Man kann daher $\mathcal{A}$ und $\mathcal{E}$ aus den obigen Integralen herausziehen und mit den Definitionen

$$L^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}(\overset{\rightarrow}{\Leftarrow})} := \int_{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}(\overset{\rightarrow}{\Leftarrow})} \mathrm{d}t\, \mathcal{L}(t), \tag{4.10}$$

$$P^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}(\overset{\rightarrow}{\Leftarrow})} := \int_{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}(\overset{\rightarrow}{\Leftarrow})} \mathrm{d}t\, \mathcal{L}(t) P_{\mathrm{t}}(t) P_{\mathrm{b}}(t) \tag{4.11}$$

erhält man

$$A_{||} = \frac{N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} L^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} - N^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} L^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}}{N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} P^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} + N^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} P^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}}. \tag{4.12}$$

Bei der Analyse wurden die Integrale L und P als Summen über die einzelnen Bursts ausgeführt, wobei sich die Summen über alle akzeptierten Bursts einer Füllung erstreckten. Als Wert der Luminosität in jedem Burst wurde die Koinzidenzrate des Luminositätsdetektors verwendet. Es ergab sich so für jede Füllung ein Meßwert für $A_{||}$, aus denen dann durch Mittelung das Gesamtergebnis berechnet wurde. Die experimentelle Asymmetrie ist in Abbildung 4.3 gezeigt, zusammen mit der Asymmetrie für inklusive Hadronen. Diese wurde analog bestimmt, indem man als Kriterium $\mathrm{pid}_3 > 0$ forderte.

4.3 Einfluß der Detektorauflösung

Beim Design des HERMES-Spektrometers wurde besonders darauf geachtet, die Winkel- und Energieauflösung und damit die Genauigkeit in der Bestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2 zu optimieren. Fehlbestimmung der Kinematik führt zu Verschiebung der gemessenen Verteilungen und Asymmetrien (sog. *smearing*). Die Auflösung sollte in jedem Fall kleiner als die Breite der Bins sein, damit die Ereignisse mehrheitlich in dem Bin gemessen werden, das ihrer tatsächliche Kinematik entspricht.

Die Ursachen für eine ungenaue Bestimmung der Kinematik sind vielfältig. Den dominanten Beitrag liefert die Vielfachstreuung der Teilchen in Detektor- und Targetmaterie auf dem Weg durch das Spektrometer. Die hierdurch entstehende Verschmierung des Streuwinkels kann nur durch Minimierung des Materials entlang der Teilchenbahn klein gehalten werden. Ein weiterer Faktor ist die Ortsauflösung der spurbestimmenden Detektoren. Diese sollte so gut gewählt werden, daß ihr Einfluß auf die Impulsauflösung kleiner ist als der durch Vielfachstreuung. Andere Faktoren sind Kalibierungs- und Alignierungsfehler sowie Fehler durch den Rekonstruktionsalgorithmus. All diese Einflüsse wurden in [Wan:96] untersucht und ihr Beitrag zur Detektorauflösung bestimmt.

Außerdem können die Teilchen bereits vor dem Passieren des Spektrometermagneten durch die Wechselwirkung mit dem Material des Targets und der vorderen Detektoren Energie verlieren. Der rekonstruierte Impuls ist bei derartigen Ereignissen gegenüber dem tatsächlichen Impuls des tiefinelastisch gestreuten Teilchens zu kleineren Werten verschoben, was eine entsprechende Verschiebung der kinematischen Variablen zu kleineren Werten von x und Q^2 bewirkt.

4.3.1 Die Detektorantwortfunktion

Da alle diese Prozesse stochastischer Natur sind, können sie mittels einer probabilistischen Beschreibung quantifiziert werden. Dazu werden die Ereignisse anhand ihrer tatsächlichen Kinematik in Bins eingeteilt und jedes dieser Bins stellt eine bestimmte "Ursache" dar, die Bins in den rekonstruierten Variablen bilden die "Wirkungen". Die Definition der Bingrenzen kann in beiden Fällen verschieden sein, auch muß die Anzahl der Bins nicht übereinstimmen. Meist wird jedoch ein identisches Binning verwendet, so auch in der hier beschriebenen Analyse.

Die Eigenschaften des Detektors werden dann durch Übergangswahrscheinlichkeiten $p_{ij} = P(W_i|U_j)$ beschrieben, die angeben, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine Ursache U_j eine Wirkung W_i hervorruft, also ein Teilchen mit kinematischen Variablen im Bin U_j im Bin W_i rekonstruiert wird. Für diese Wahrscheinlichkeiten gilt

$$E_j = \sum_i P(W_i|U_j) \leq 1, \tag{4.13}$$

die Summen E_j geben an, mit welcher Effizienz die Ereignisse aus dem Bin U_j in irgendeinem Bin W_i, also überhaupt, nachgewiesen werden. Diese Effizienzen können infolge der Akzeptanz je nach Wahl der Bins durchaus wesentlich von 1 abweichen.

Die gemessene Verteilung N_i ergibt sich dann aus der tatsächlichen Verteilung M_j nach

$$N_i = \sum_j p_{ij} M_j. \tag{4.14}$$

Die Matrix $(P)_{ij} = p_{ij}$ wird auch als Detektorantwortfunktion bezeichnet, sie gibt an, wie stark die tatsächlichen Verteilungen durch die Eigenschaften des Detektors verformt werden. Sie wird gewöhnlich aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmt, da man diese mit höherer Statistik erzeugen kann als echte Daten. Auch bei einem umfangreichen simulierten Datensatz trägt die so extrahierte Funktion einen statistischen Fehler. Der systematische Fehler durch unzureichende Modellierung des Detektors in den Simulationsrechnungen kann durch den Vergleich mit gemessenen Daten verbessert werden.

Die Werte der Übergangswahrscheinlichkeiten hängen stark vom Binning ab. Das Binning sollte so gewählt werden, daß die Matrix P möglichst diagonal ist, was bedeutet daß wenig Migration zwischen den einzelnen Bins auftritt. Die Migration ist um so größer, je kleiner die Bins sind, deshalb muß hier ein Kompromiß zwischen der Genauigkeit des Ergebnisses (Anzahl der Bins) und den Effekten durch die Detektorauflösung gefunden werden.

4.3.2 Methoden zur Korrektur

Die Korrektur der Verschmierung kann selbst bei exakt bekannter Detektorantwort P nicht einfach durch Auflösen der Gleichung (4.14) erfolgen, da die gemessenen Zählraten N_i statistische Fluktuationen aufweisen. Diese Fluktuationen würden durch die Multiplikation mit der inversen Matrix P^{-1} dramatisch verstärkt, so daß die so erhaltene entfaltete Verteilung unbrauchbar wäre. Man vereinfacht das Problem daher durch verschiedene Annahmen über die Matrix P, je nach erforderlicher Genauigkeit und Stärke der Verschmierung.

Die gröbste Näherung ist die Annahme einer diagonalen Matrix P. Dies vernachlässigt jegliche Migration und berücksichtigt lediglich die Effizienz der Messung, wobei Akzeptanz und Nachweiseffizienz zu einem Wert zusammengefaßt werden. Es ergibt sich somit pro Bin ein einfacher Korrekturfaktor

$$M_i = N_i \cdot f_i \quad \text{mit} \quad f_i = p_{ii}^{-1}. \tag{4.15}$$

Im Falle einer Verteilung, die nur von einer Variablen, z.B. von x, abhängt kann man eine Matrix annehmen, die symmetrisch ist und nur jeweils eine Nebendiagonale besetzt hat. Dies entspricht einer Migration zwischen benachbarten Bins, die in beide Richtungen gleich stark ist. Die Verschmierung ist dann nur von der Ableitung der zu bestimmenden Verteilung abhängig.

Bei einer Verteilung, die von zwei Variablen abhängt, also etwa von x und Q^2 tritt Migration in mehrere andere Bins auf, eine Korrektur erfordert das Entfalten der gemessenen Verteilung unter Berücksichtigung der vollen Matrix P. Ein Algorithmus hierfür ist in [d'A:94] vorgestellt und wurde in [Ack:96] auf das Strukturfunktionsverhältnis $F_2^{\mathrm{n}}/F_2^{\mathrm{p}}$ angewendet.

4.3.3 Verschmierung der Asymmetrie

Da bei der Bestimmung der Asymmetrie Verhältnisse von Zählraten gebildet werden, erwartet man, daß der Einfluß der Verschmierung stark unterdrückt wird. Die Detektorantwort ist unabhängig von der Spinrichtung des Targets, daher würde bei einer einfachen Akzeptanzkorrektur der Zählraten der Korrekturfaktor direkt herausfallen. Auch bei Berücksichtigung der Migration ist der Effekt für beide Spinzustände nahezu gleich, da sich die Verteilungen infolge der geringen Asymmetrie nur um wenige Prozent unterscheiden.

Analog zur binweisen Korrektur von Zählratenspektren kann man daher versuchen auch für die Asymmetrie $A_{||}$ pro Bin Korrekturfaktoren zu bestimmen, mit denen dann der Einfluß der Verschmierung korrigiert werden kann. Zu diesem Zweck wurden ein umfangreicher Datensatz tiefinelastischer Streuereignisse simuliert und analog zu den Experimentdaten rekonstruiert. Die Ereignisse wurden in die zwei Spinzustände eingeteilt und entsprechend einer angenommenen Asymmetrie abhängig von den kinematischen

Variablen mit Gewichtsfaktoren versehen. Es wurden hierbei verschiedene Asymmetrien mit unterschiedlicher Abhängigkeit von x verwendet, um den Einfluß der Form der Asymmetrie auf die Stärke der Verschmierung zu untersuchen.

Für diese simulierten Ereignisse kann dann die Asymmetrie unter Verwendung der Gewichte aus der echten oder der rekonstruierten Kinematik bestimmt werden. Es sind drei verschiedene Methoden möglich:

a) Echte Kinematik
Es wird aus der tatsächlichen Kinematik unter Verwendung aller Ereignisse eine Asymmetrie gebildet. Dies stellt die Referenzverteilung dar, auf die die verschmierten Verteilungen bezogen werden.

b) Akzeptierte Kinematik
Es werden nur die Ereignisse verwendet, die rekonstruiert wurden, zur Bestimmung der Asymmetrie verwendet man aber die echte Kinematik. Die so erhaltene Asymmetrie enthält also nur Einflüsse der Akzeptanz.

c) Rekonstruierte Kinematik
Die Asymmetrie wird aus der rekonstruierten Kinematik der Ereignisse bestimmt. Die so erhaltene Verteilung enthält den vollen Einfluß des Detektors.

Zur Analyse des Detektoreinflusses vergleicht man die Asymmetrie a und c, die Verteilung b kann Aufschluß geben, ob die Verschmierung mehr von der Akzeptanz oder von der Auflösung dominiert ist.

In Abbildung 4.2 sind für zwei verschiedenene Asymmetrietypen die Ergebnisse nach den drei Methoden verglichen. Die statistische Genauigkeit der simulierten Daten ist wesentlich besser als die der experimentellen Daten, dennoch ist der Unterschied der drei Kurven noch im Bereich des statistischen Fehlers. Dies bedeutet, daß der Detektoreinfluß bei der gegenwärtigen Genauigkeit der experimentellen Daten vernachlässigt werden kann.

4.4 Berücksichtigung des Untergrunds

Der Untergrund in der Menge der erkannten Positronen ist im Wesentlichen auf zwei Quellen zurückzuführen:

- Nicht erkannte Hadronen
  Die Positronerkennung ist nicht perfekt, es wird immer noch ein kleiner Anteil Hadronen fälschlich als Positronen identifiziert. Dies tritt vornehmlich bei kleinen Energien und damit bei kleinen Werten für x auf, bei Energien über 10 GeV sind so gut wie keine Hadronen mehr vorhanden. Der Grad der Kontamination ist in Abbildung 4.3 gezeigt.

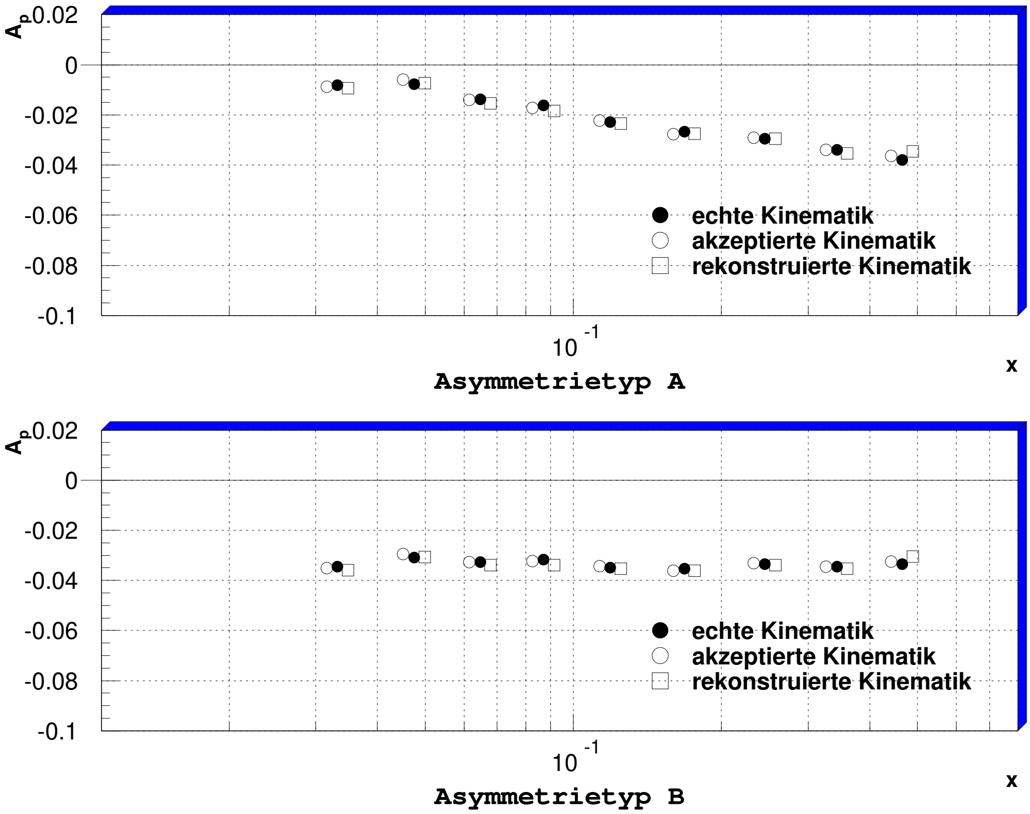


Abbildung 4.2: Die Verschmierung der Asymmetrie durch die Detektoreigenschaften für zwei verschiedene Modell-Asymmetrien. Die Verschiebung in der rekonstruierten Kinematik ist innerhalb der statistischen Fluktuationen.

- Sekundäre Positronen
  Positronen, die in Sekundärreaktionen entstanden sind, können nicht von tiefinelastisch gestreuten Positronen unterschieden werden. Diese sekundären Prozesse sind ladungssymmetrisch, das heißt, es entstehen im Mittel genausoviele Elektronen wie Positronen. Der dominierende Prozeß ist Konversion von Photonen im Material des Targetaufbaus.

Beide Sorten Untergrund werden wirksam dadurch unterdrückt, daß negativ geladene Teilchen, die außer dem Ladungsvorzeichen alle Kriterien für ein tiefinelastisches Positron erfüllen, bei der Summation negativ gezählt, also subtrahiert werden. Im folgenden werden zur Vereinfachung nur die Zählratenasymmetrien betrachtet, das Ergebnis ist analog wenn man veränderliche Polarisation und unterschiedliche Luminosität berücksichtigt.

Mit den Definitionen

D	echte tiefinelastische Positronen,
$P_{+/-}$	Positronen/Elektronen aus Paarerzeugung,
$H_{+/-}$	positive/negative nicht erkannte Hadronen,

erhält man bei Subtraktion der negativ geladenen Teilchen als Zählrate in einem Spinzustand

$$N = D + P_+ - P_- + H_+ - H_-, \tag{4.16}$$

wobei wegen der Ladungssymmetrie gilt:

$$P_+ = P_-, \tag{4.17}$$

und die Leptonen aus der Paarerzeugung somit herausfallen. Der Untergrund durch sekundäre Positronen ist durch die Subtraktion also vollständig korrigiert, es verbleiben nur noch die Hadronen.
Die aus den resultierenden Zählraten $N^{\rightleftarrows(\rightrightarrows)}$ berechnete Asymmetrie ist dann

$$\begin{aligned} A_{\mathrm{M}} &= \frac{N^{\rightleftarrows} - N^{\rightrightarrows}}{N^{\rightleftarrows} + N^{\rightrightarrows}} & (4.18) \\ &= \frac{(D^{\rightleftarrows} - D^{\rightrightarrows}) + (H_+^{\rightleftarrows} - H_+^{\rightrightarrows}) - (H_-^{\rightleftarrows} - H_-^{\rightrightarrows})}{(D^{\rightleftarrows} + D^{\rightrightarrows}) + (H_+^{\rightleftarrows} + H_+^{\rightrightarrows}) - (H_-^{\rightleftarrows} + H_-^{\rightrightarrows})}. & (4.19) \end{aligned}$$

Die gesuchte Größe ist

$$A_{||} = \frac{D^{\rightleftarrows} - D^{\rightrightarrows}}{D^{\rightleftarrows} + D^{\rightrightarrows}}, \tag{4.20}$$

und man findet

$$A_{||} = A_{\mathrm{M}} \left[1 + \left(1 - \frac{A_+}{A_{\mathrm{M}}} \right) h_+ - \left(1 - \frac{A_-}{A_{\mathrm{M}}} \right) h_- \right], \tag{4.21}$$

mit den Hadron-Asymmetrien

$$A_{\pm} = \frac{H_{\pm}^{\rightleftarrows} - H_{\pm}^{\rightrightarrows}}{H_{\pm}^{\rightleftarrows} + H_{\pm}^{\rightrightarrows}} \tag{4.22}$$

und den Hadron-Kontaminationen

$$h_{\pm} = \frac{H_{\pm}^{\rightleftarrows} + H_{\pm}^{\rightrightarrows}}{D^{\rightleftarrows} + D^{\rightrightarrows}}. \tag{4.23}$$

Die Korrekturterme in (4.21) entfallen, wenn die Kontamination $h_\pm$ verschwindet, oder wenn die Asymmetrie $A_\pm$ der Hadronen gleich der gemessenen Asymmetrie A_{M} der identifizierten Positronen ist. Zu beachten ist, daß durch die Subtraktion die Korrekturterme für positive und negative Hadronen unterschiedliches Vorzeichen haben, sie sich also für gleiche Kontamination und gleiche Asymmetrie gegenseitig wegheben.

Die Asymmetrien $A_\pm$ der positiven und negativen Hadronen wurde aus den klar identifizierten Hadronen bestimmt (siehe Abbildung 4.3), sie ist von der gleichen Größenordnung wie die Positronenasymmetrie A_{M}. Man kann annehmen, daß die Hadronen, die die Kontamination der Positronen ausmachen, die gleiche Asymmetrie zeigen. Die Kontamination h_+ wurde gemessen, und aus den Multiplizitäten der positiven und negativen Hadronen kann man schließen, daß h_-=$0.75h_+$. Faßt man dies zusammen, findet man, daß durch das unterschiedliche Vorzeichen die verbleibende Hadronenkorrektur vernachlässigbar ist.

4.5 Die Asymmetrie $A_1^{^3\mathrm{He}}$

Nach (1.114) ergibt sich

$$A_1^{^3\mathrm{He}} = \frac{A_{||}}{D} - \eta A_2. \tag{4.24}$$

Da A_2 klein ist, wird der Term ηA_2 weggelassen und nur im systematischen Fehler berücksichtigt. Der kinematische Faktor D wird für jedes Bin separat bestimmt als mittleres D aller gezählten Ereignisse:

$$D = \langle D(x,y)\rangle\,, \tag{4.25}$$

Abbildung 4.4 zeigt die effektive Polarisation des virtuellen Photons in den verschiedenen kinematischen Bins.

4.6 Kernkorrekturen und Bestimmung von A_1^{n}

Aus der so erhaltenen Asymmetrie des $^3\mathrm{He}$ -Kerns kann auf die Asymmetrie A_1^{n} des Neutrons zurückgerechnet werden. Im einfachsten Bild des $^3\mathrm{He}$ -Kerns sind die Spins der Protonen gepaart, so daß das Neutron den gesamten Kernspin trägt. Die Kernkorrektur ist hier ein einfacher Verdünnungsfaktor 1/3, der die unpolarisierten Nukleonen berücksichtigt.

Ein realistischeres Bild ergibt sich unter Berücksichtigung der Wellenfunktion des $^3\mathrm{He}$ - Kerns [dASPS:93]. Die Asymmetrie des gesamten Kerns setzt sich aus den Asymmetrien der Nukleonen zusammen

$$A_1^{^3\mathrm{He}} = 2p^{\mathrm{p}}\frac{F_2^{\mathrm{p}}}{F_2^{^3\mathrm{He}}}A_1^{\mathrm{p}} + p^{\mathrm{n}}\frac{F_2^{\mathrm{n}}}{F_2^{^3\mathrm{He}}}A_1^{\mathrm{n}}, \tag{4.26}$$

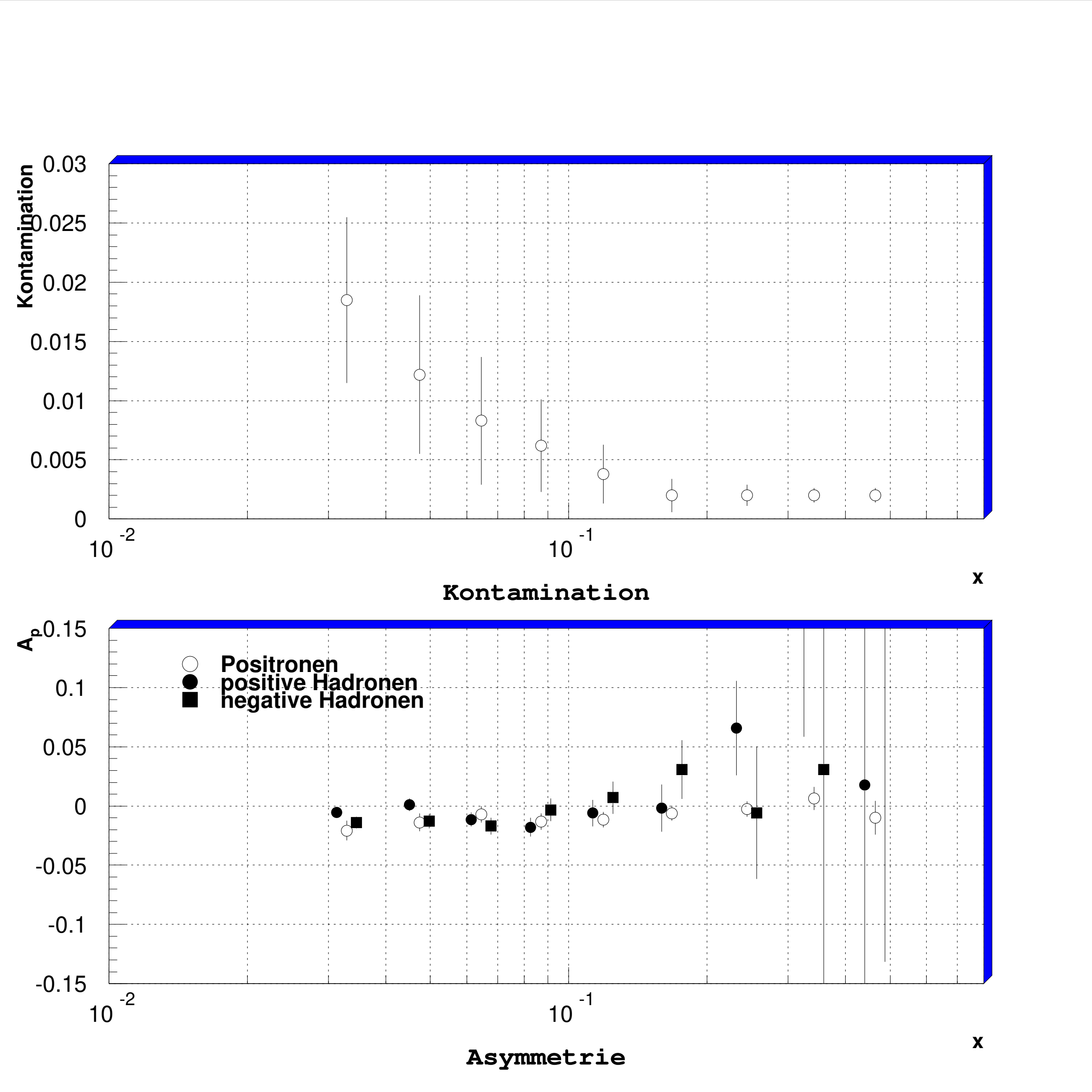


Abbildung 4.3: Die obere Abbildung zeigt die Kontamination der Positronen durch Hadronen, die untere Abbildung zeigt die Asymmetrie der positiven und negativen Hadronen im Vergleich mit der gemessenen Positronenasymmetrie. Bei großen x-Werten gibt es nur sehr wenig Hadronen, die Asymmetrie kann nur mit sehr großen Fehlern bestimmt werden. Hier ist aber auch die Kontamination vernachlässigbar.

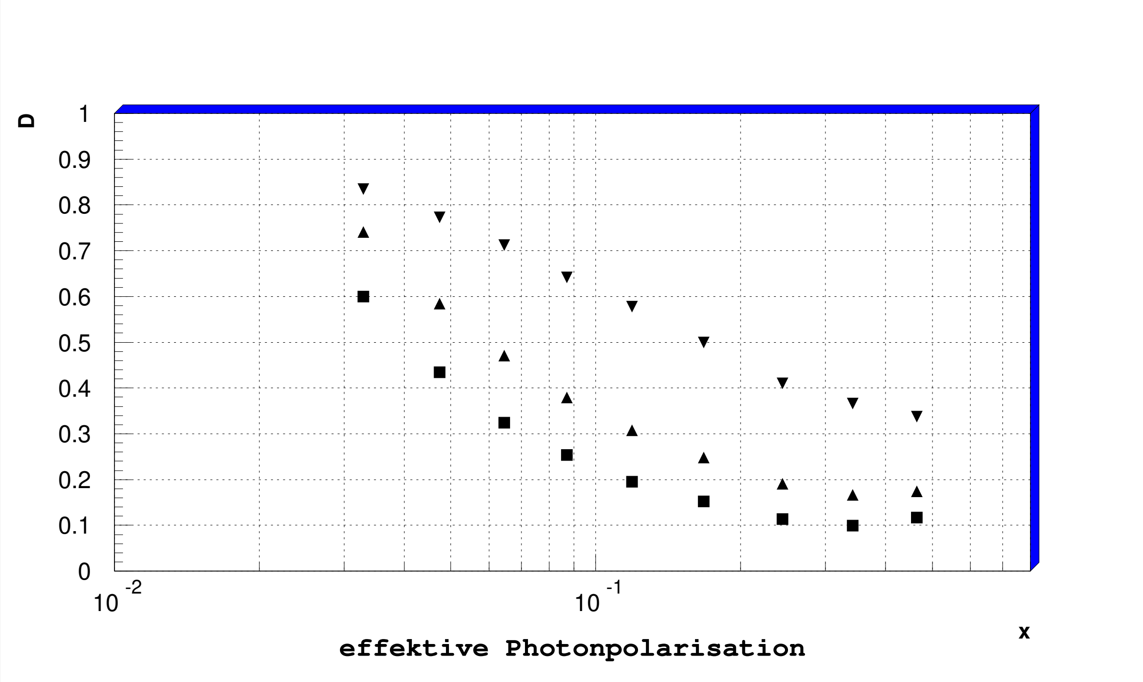


Abbildung 4.4: Die effektive Polarisation des virtuellen Photons in den verschiedenen Bins in x und y.

wobei die Quotienten aus den unpolarisierten Strukturfunktionen die relativen Gewichte der einzelnen Nukleonen berücksichtigen, und die effektiven Polarisationen der Nukleonen

$$p^{\rm p} = -0.028 \pm 0.004 \tag{4.27}$$

$$p^{\rm n} = 0.86 \pm 0.02 \tag{4.28}$$

aus den Berechnungen der Drei-Teilchen-Wellenfunktion folgen. Dieser Ansatz vernachlässigt Fermibewegung und Bindungseffekte, aber [dASPS:93] haben gezeigt, daß diese Effekte unterhalb $x = 0.7$ sehr klein sind.

Mit dem Ansatz $F_2^{^3\rm He} = 2F_2^{\rm p} + F_2^{\rm n}$ ergibt sich

$$A_1^{\rm n} = \frac{A_1^{^3\rm He}\,(2 + \frac{F_2^{\rm n}}{F_2^{\rm p}}) - 2p^{\rm p} A_1^{\rm p}}{p^{\rm n}\frac{F_2^{\rm n}}{F_2^{\rm p}}} \tag{4.29}$$

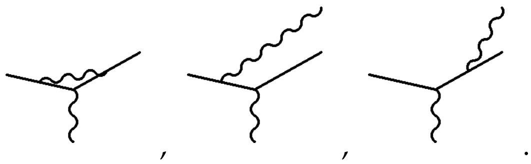
$$= \frac{A_1^{^3\rm He}}{p^{\rm n}} + 2\frac{A_1^{^3\rm He} - p^{\rm p} A_1^{\rm p}}{p^{\rm n}} \frac{F_2^{\rm p}}{F_2^{\rm n}}, \tag{4.30}$$

bei diesem Schritt gehen also zusätzlich die Asymmetrie A_1^{p} des Protons und das Verhältnis der unpolarisierten Strukturfunktionen ein. Hier wurde für die Proton-Asymmetrie ein Fit an die vorhandenen Daten von EMC, SMC und von SLAC [E143:95c] duchgeführt und für $F_2^{\mathrm{n}}/F_2^{\mathrm{p}}$ wurde eine Messung der NMC[SMC:95b] verwendet.

Die gemessene Asymmetrie A_1^{n}(Abbildung 4.5) ist für kleine x unter 0.2 in etwa konstant bei -10 % und ist deutlich von Null verschieden. Bei großen x-Werten wird sie positiver, der Anstieg ist jedoch nicht so stark wie etwa in [Sch:88] vorhergesagt.

4.7 QED–Strahlungskorrekturen

Am Vertex des gestreuten Positrons können außer dem virtuellen Photon, das dann an das Nukleon koppelt, weitere Photonen beteiligt sein. Diese QED-Prozesse höherer Ordnung verschieben die Kinematik des Ereignisses, da die kinematischen Variablen nicht mehr durch die Gleichungen (1.10) gegeben sind. Beispiele für solche Prozesse sind



Die aus dem gestreuten Positron bestimmte Kinematik des Ereignisses ist gegenüber den tatsächlichen Werten verschoben. Dadurch erhält man in jedem Punkt der kinematischen Ebene Beiträge aus einem bestimmten Bereich, der durch derartige Prozesse mit dem jeweiligen Punkt verknüpft werden kann. Die Berechnung des radiativen Querschnitts erfordert eine Integration über diesen Bereich.

Im Falle der Asymmetrie sind die notwendigen Korrekturen wesentlich kleiner als bei unpolarisierten Strukturfunktionen, da die unpolarisierten Beiträge herausfallen und nur die polarisationsabhängigen Prozesse eine Rolle spielen. Die Formeln hierzu wurden von Akushevich et. al. berechnet[AS:94]. Die Korrekturen hängen von der Asymmetrie selbst ab, daher wird ausgehend von der unkorrigierten Asymmetrie iterativ die Korrektur bestimmt. Dieses Verfahren konvergiert nach wenigen Schritten. Abbildung 4.5 zeigt die Asymmetrie A_1^{n} ohne und mit Strahlungskorrekturen.

4.8 Bestimmung von g_1^{n}

Die Spinstrukturfunktion g_1^{n} ist nach (1.110) eine Kombination von A_1^{n} und A_2^{n}. Der Term mit A_2^{n} wird jedoch vernachlässigt, da diese Asymmetrie mit Null verträglich ist. Dies wird im systematischen Fehler entsprechend berücksichtigt.

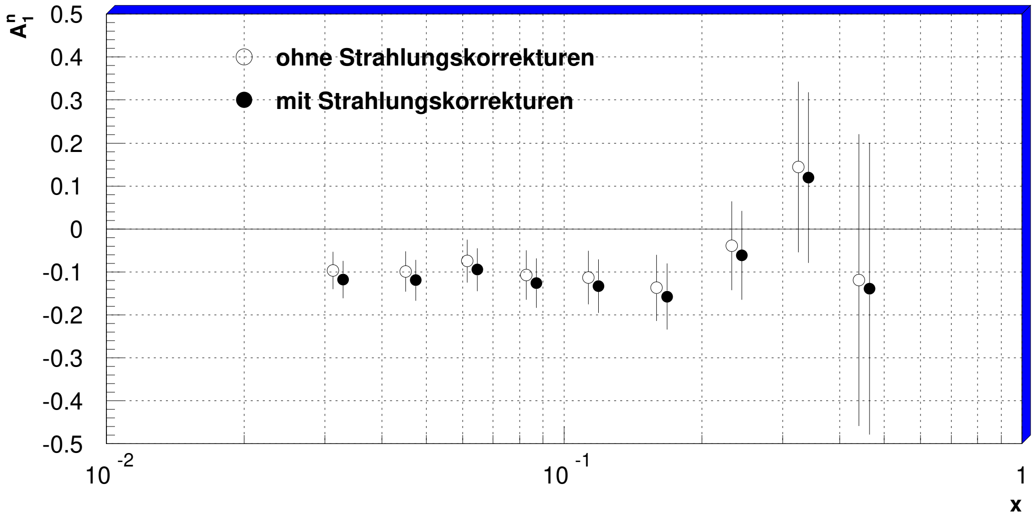


Abbildung 4.5: Die gemessene Asymmetrie $A_1^n(x)$ ohne und mit Strahlungskorrekturen. Die offenen Symbole sind etwas seitlich versetzt, die Fehlerbalken beschreiben den statistische Fehler.

$$
\begin{aligned}
g_1 &= \frac{F_1}{1+\gamma^2}(A_1 + \gamma A_2) \\
&\approx \frac{F_2}{2x(1+R)} A_1 .
\end{aligned}
\tag{4.31}
$$

Die unpolarisierten Strukturfunktionen werden dabei am jeweiligen mittleren Q^2 des Bins berechnet, wobei für F_2 und R Parametrisierungen nach [NMC:95] bzw. [WRB$^+$:90] verwendet werden. Die mittleren Werte der kinematischen Variablen und der unpolarisierten Strukturfunktionen sind in Tabelle 6.2 aufgelistet, Abbildung 4.6 zeigt die Strukturfunktion mit statistischem und systematischem Fehler. Der systematische Fehler wird im nächsten Abschnitt detailliert diskutiert. Tabelle 6.3 zeigt A_1^n und g_1^n mit den Fehlern.

Die Strukturfunktion g_1^n ist klein bei großen x-Werten, hier sind sowohl die Asymmetrie als auch die unpolarisierte Strukturfunktion klein. Sie wird negativ zu kleineren Impulsbruchteilen, dieser Abfall wird durch die ansteigende unpolarisierte Strukturfunktion verursacht, da die Asymmetrie konstant ist.

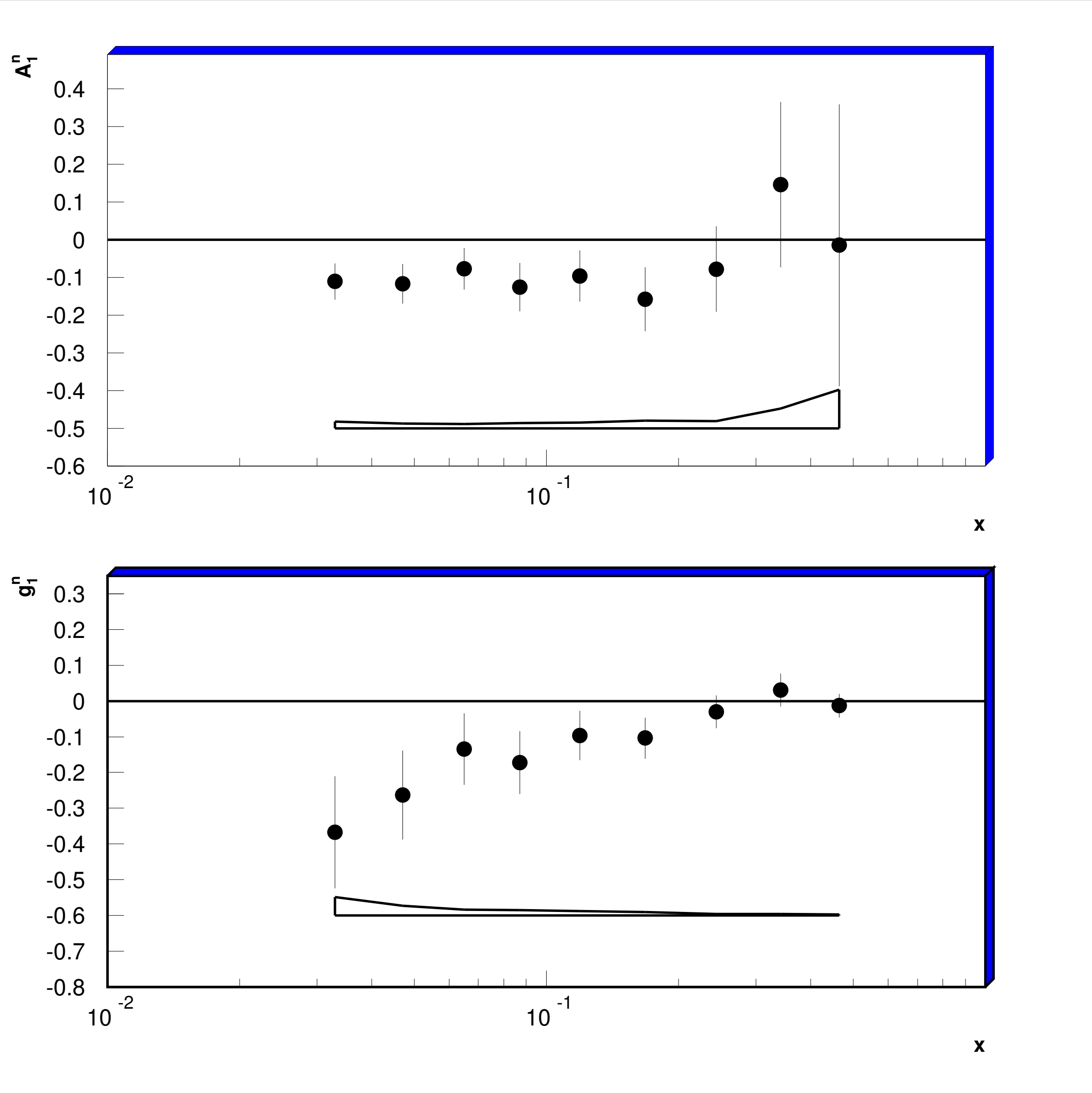


Abbildung 4.6: Die Asymmetrie $A_1^{\mathrm{n}}(x)$ und die Spinstrukturfunktion $g_1^{\mathrm{n}}(x)$. Das Band bezeichnet jeweils den systematischen Fehler.

4.9 Systematische Fehler

4.9.1 Systematische Fehler durch Meßgrößen

Die einzigen systematischen Fehler der Messung, die aus den experimentellen Gegebenheiten des HERMES-Experiments resultieren, stammen aus den systematischen Unsicherheiten in der Messung von Strahl- und Targetpolarisation. Sie betragen 5.5 % für die Strahlpolarisation und 5 % für die Targetpolarisation (siehe Kapitel 2). Diese absoluten Unsicherheiten treten direkt im systematischen Fehler von $A_{||}$ zutage und sie pflanzen sich fort bis zu g_1^{n} und Γ_1^{n} und liefern hier neben den Strahlungskorrekturen den größten Beitrag zum systematischen Fehler.

4.9.2 Systematische Fehler durch externe Größen

Alle weiteren systematischen Fehler haben ihren Ursprung in den Fehlern, mit denen die anderen Größen behaftet sind, die in die Ableitung von g_1^{n} und Γ_1^{n} eingehen. Dies sind im einzelnen p_n, p_p, A_1^{p}, $F_2^{\mathrm{n}}/F_2^{\mathrm{p}}$, A_2^{n}, R und F_2^n. Hinzu kommen noch die Unsicherheiten der Strahlungskorrekturen.

Die Unsicherheit in p_n und p_p wurde bereits in 4.6 angegeben, für A_1^p wurde ein relativer Fehler von 10 % und für $F_2^{\mathrm{n}}/F_2^{\mathrm{p}}$ von 2 % angenommen.

Die Asymmetrie $A_2^{^3\mathrm{He}}$ wurde bei der Bestimmung von $A_1^{^3\mathrm{He}}$ aus $A_{||}$ weggelassen. Benutzt man für $A_2^{^3\mathrm{He}}$ die zu (4.26) analoge Beziehung, so findet man als vollständigen Ausdruck für A_1^{n}

$$A_1^{\mathrm{n}} = \frac{\frac{A_{||}}{D}(2 + \frac{F_2^{\mathrm{n}}}{F_2^{\mathrm{p}}}) - 2p^{\mathrm{p}}(A_1^{\mathrm{p}} + \eta A_2^{\mathrm{p}})}{p^{\mathrm{n}}\frac{F_2^{\mathrm{n}}}{F_2^{\mathrm{p}}}} - \eta A_2^{\mathrm{n}}, \tag{4.32}$$

wobei der Term mit A_2^{p} wegen des Vorfaktors $p^{\mathrm{p}}\eta$ jedoch vernachlässigt werden kann. Man verwendet nun $A_2^{\mathrm{n}} = 0$, was mit den experimentellen Daten verträglich ist. Für den Einfluß auf A_1^{n} und g_1^{n} wurde der Meßfehler abgeschätzt und für die obersten beiden x-Bins der Wert $\sqrt{R}$ (vgl. 1.112) verwendet, da dies eine stärkere Bedingung als der experimentelle Fehler darstellt. Abbildung 4.7 zeigt die vorliegenden Daten zu A_2^{n} nach [E142:96] und den neueren Messungen [E154:97a], zusammen mit der Grenze R. Diese Unkenntnis von A_2^{n} dominiert den systematischen Fehler von A_1^{n} bei großen x.

Zur Berechnung von g_1^{n} benötigt man den Ausdruck

$$A_1^{\mathrm{n}} + \gamma A_2^{\mathrm{n}} = \frac{\frac{A_{||}}{D}(2 + \frac{F_2^{\mathrm{n}}}{F_2^{\mathrm{p}}}) - 2p^{\mathrm{p}}A_1^{\mathrm{p}}}{p^{\mathrm{n}}\frac{F_2^{\mathrm{n}}}{F_2^{\mathrm{p}}}} + (\gamma - \eta)A_2^{\mathrm{n}}, \tag{4.33}$$

hier trägt A_2^{n} den Vorfaktor $(\gamma - \eta)$, der Fehler durch die Unsicherheit von A_2^{n} ist also noch geringer in g_1^{n}.

Die Strukturfunktion R tritt auf in der effektiven Polarisation D des virtuellen Photons und in der Beziehung der Strukturfunktionen F_1 und F_2. Es ergibt sich also

$$A_1^{\mathrm{n}} \propto \frac{1}{D} \propto (1 + \epsilon R), \tag{4.34}$$

$$g_1^{\mathrm{n}} \propto \frac{F_1^{\mathrm{n}}A_1^{\mathrm{n}}}{1 + R} \propto \frac{1 + \epsilon R}{1 + R}. \tag{4.35}$$

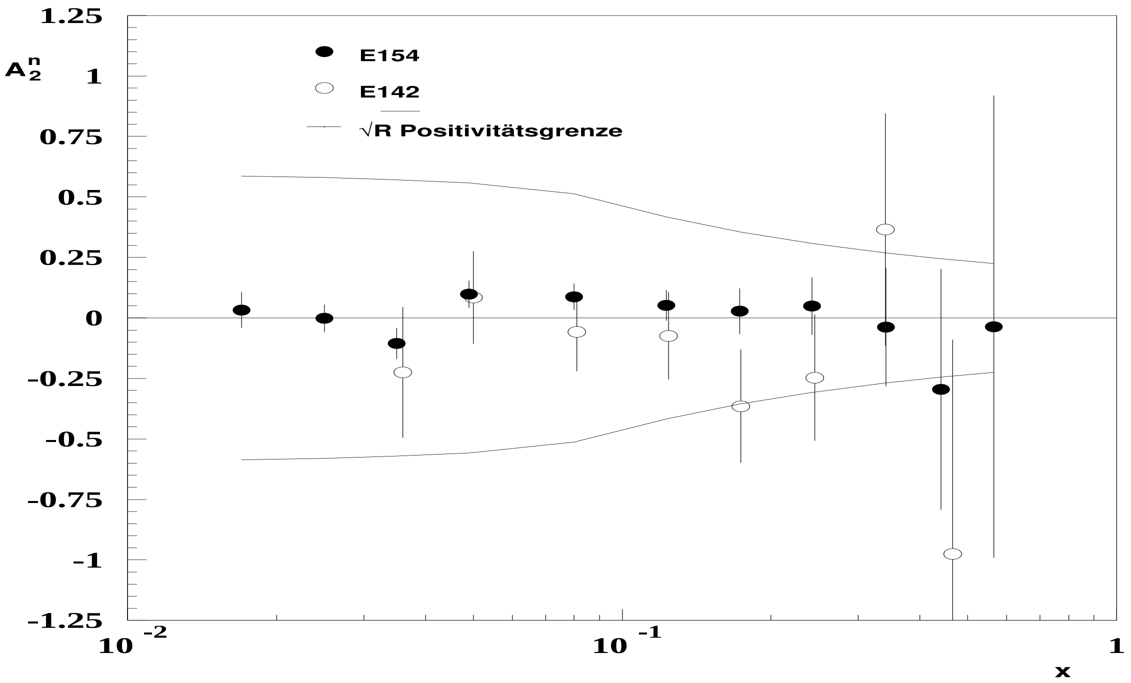


Abbildung 4.7: Die vorliegenden Daten zur Asymmetrie A_2^n, gemessen am SLAC, nach [E154:97a]. Bei großen x ist die Funktion R ein bessere Grenze als die Meßpunkte.

Die Unsicherheit in R wirkt also in A_1^n stärker als in g_1^n.

Für die unpolarisierte Strukturfunktion F_2^n wird in [NMC:95] auch eine Parametrisierung der oberen und unteren Fehlergrenzen gegeben. Zur Abschätzung des Einflusses auf g_1^n wurde der Mittelwert aus beiden Werten verwendet.

Die Strahlungskorrekturen erzeugen auch einen systematischen Fehler, da zur Berechnung der verschiedenen radiativen Prozesse Wirkungsquerschnitte und Formfaktoren benutzt werden, deren Kenntnis ebenfalls mit einer Unsicherheit behaftet ist. Der Einfluß dieser Unsicherheiten ist in [RTA:96] detailliert dargestellt.

Die verschiedenen Beiträge zum systematischen Fehler sind unkorreliert und können quadratisch addiert werden. Der gesamte systematische Fehler in A_1^n und g_1^n ist in Abbildung 4.6 dargestellt, die einzelnen Anteile sind in den Tabellen 6.5 und 6.6 aufgeführt.

4.10 Bestimmung von Γ_1^n

Die in 4.8 bestimmte Strukturfunktion g_1^n liegt in neun Bins im Bereich zwischen x=0.023 und x=0.6 vor. Jeder dieser Bins wurde bei einem anderen Q^2 gemessen, da das mittlere Q^2 für jedes x-Bin verschieden ist (siehe Tabelle 6.3). Das Integral Γ_1^n muß jedoch bei einem festen Wert für Q^2 bestimmt werden. Außerdem müssen die Beiträge zum Integral bei großen und kleinen x abgeschätzt werden, da hierfür keine experimentellen Daten vorliegen.

4.10.1 Entwicklung zu einem festen Q^2

Die Abhängigkeit von Q^2 ist durch die QCD-Evolutionsgleichungen gegeben (siehe (1.62)), diese beschreiben die Q^2-Entwicklung mittels Partondichten und Koeffizientenfunktionen. Die Partondichten treten hierbei getrennt in Singlet- und Non-Singlet-Anteil auf, die verschiedene QCD-Abhängigkeit zeigen, wobei je nach Faktorisierungsschema noch die gänzlich unbekannte polarisierte Gluondichte eingeht. Man kann nun geeignete Parametrisierungen an alle verfügbaren Daten anpassen und mittels der so erhaltenen Parameter das Integral bei verschiedenen Werten von Q^2 berechnen. Eine derartige Analyse wurde von [ABFR:97] durchgeführt.

Dies erfordert die Verwendung von experimentellen Daten von Proton und Neutron, um die Singlet- und Non-Singlet-Partondichten trennen zu können. Die Berechnung des Integrals erfolgt dann nur aus den parametrisierten Funktionen und nicht mehr aus den eigentlichen experimentellen Meßpunkten. Will man einen Wert für das Integral angeben, der sich im wesentlichen auf die Daten eines Experiments stützt, so kann man wie folgt vorgehen: Man verwendet die gemessenen Werte für die Strukturfunktion g_1 und verschiebt diese zu einem mittleren Q_0^2, indem man das Verhältnis der gefitteten Funktionen bei den beiden Werten für Q^2 als Entwicklungskoeffizient nimmt:

$$g_1(Q_0^2) = g_1(Q^2_{\mathrm{expt}}) \cdot \frac{g_1^{\mathrm{fit}}(Q_0^2)}{g_1^{\mathrm{fit}}(Q^2_{\mathrm{expt}})}. \tag{4.36}$$

Für die Funktion g_1^{fit} wird wieder das Ergebnis des QCD-Fits an alle Daten verwendet.

Will man dagegen auf keine anderen polarisierten Daten zurückgreifen, kann man mit einer weiteren Näherung die Daten zu einem festen Q^2 verschieben. Man betrachtet dazu

$$\frac{g_1}{F_1} = \frac{1}{1+\gamma^2} A_1 \tag{4.37}$$

Die QCD-Entwicklungskoeffizienten für g_1 und F_1 sind weitgehend ähnlich, sie unterscheiden sich nur in einem Term. Man kann daher annehmen daß A_1 nur sehr schwach von Q^2abhängt. Die experimentellen Daten als Funktion von Q^2 sind in den einzelnen x-Bins durchaus mit dieser Annahme verträglich. Man berechnet die Strukturfunktion g_1^{n} bei einem festen Q_0^2=2.5 GeV nach

$$g_1(x, Q_0^2) = \frac{F_2(x, Q_0^2)}{2x(1 + R(x, Q_0^2))} A_1(x), \tag{4.38}$$

diese Methode wurde in der vorliegenden Analyse angewandt. Die Abbildung 4.8 zeigt die Strukturfunktion vor und nach der Entwicklung zu festem Q^2, Tabelle 6.4 zeigt die Werte von g_1^n bei festem Q^2. Das Integral der so entwickelten Funktion im gemessenen Bereich ergibt

$$\int_{0.023}^{0.6} g_1^n \mathrm{d}x = -0.034 \pm 0.013 \pm 0.005. \tag{4.39}$$

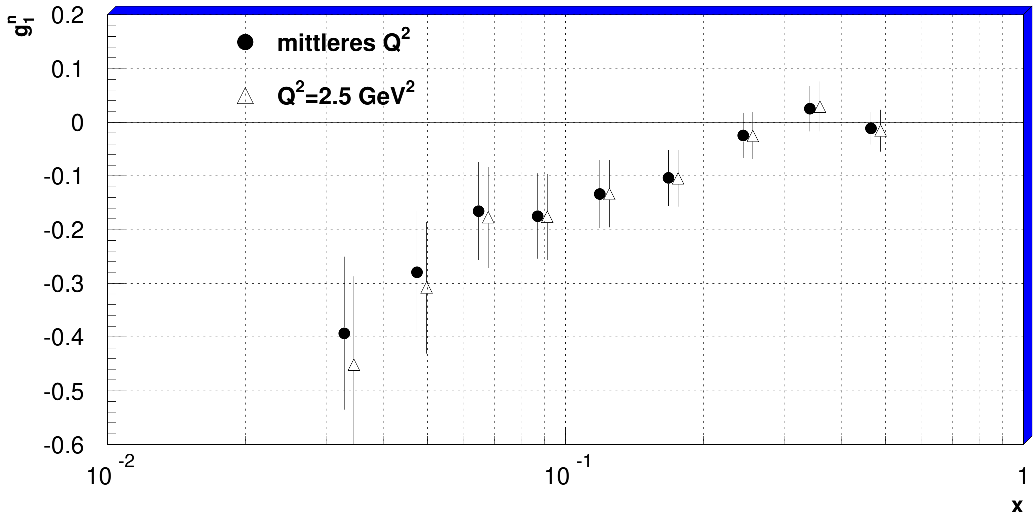


Abbildung 4.8: Die Spinstrukturfunktion $g_1^n(x)$ beim mittleren Q^2 des x-Bins und bei festem Q^2=2.5 GeV

4.10.2 Extrapolation zu großen und kleinen Werten von x

Extrapolation zu $x \to 1$

Der Beitrag zu Γ_1^n aus dem Intervall $[0.6, 1.0]$ ist stark unterdrückt durch den Abfall der unpolarisierten Strukturfunktion. Die Asymmetrie A_1^n sollte für $x \to 1$ ebenfalls gegen 1 gehen, da ein Quark, das nahezu den gesamten Impuls des Nukleons trägt, auch den Spin tragen sollte. Die Asymmetrie für virtuelle Photonen wird also maximal.

Da die Asymmetrie A_1^n bei x=0.6 noch sehr klein ist, ist eine plausible Annahme, daß A_1^n linear zwischen 0.6 und 1. von 0 auf 1 anwächst. Der Beitrag zum Integral ergibt dann

$$\int_{0.6}^{1} \frac{F_2^n(x)}{2x(1+R(x))}[1 + 2.5(1-x)]\mathrm{d}x = 0.0015. \tag{4.40}$$

Ein Modell für A_1^{n} nach [Sch:88] liefert den Wert 0.004, dieses Modell ist bei 0.6 aber schon deutlich positiv und nicht mehr mit den Daten verträglich. Dieser Wert kann also als Extremwert angesehen werden. In der Veröffentlichung der HERMES-Ergebnisse [HERMES:97] wurde deshalb

$$\int_{0.6}^{1} g_1^{\mathrm{n}} \mathrm{d}x = 0.002 \pm 0.003 \tag{4.41}$$

angegeben, der Fehler soll die Unsicherheit dieser Extrapolation abschätzen.

Extrapolation zu $x \to 0$
Das Verhalten der Strukturfunktion bei sehr kleinen Werten von x ist wesentlich unsicherer. Eine Vorhersage auf der Basis der Regge-Theorie liefert ein Potenzverhalten

$$g_1(x) \propto x^{-\alpha} \qquad \text{mit} \qquad -0.5 \lesssim \alpha \lesssim 0, \tag{4.42}$$

das Integral von 0 bis zum Beginn x_{min} des gemessenen x-Bereichs ergibt dann

$$\int_{0}^{x_{\mathrm{min}}} C \cdot x^{-\alpha} \mathrm{d}x = C \cdot \frac{x_{\mathrm{min}}^{1-\alpha}}{1-\alpha}. \tag{4.43}$$

Ausgehend von dieser Vorhersage wurde in den Extrapolationen gewöhnlich $\alpha = 0$ gewählt, also ein konstantes Verhalten der Strukturfunktion bei kleinen x angenommen. Das Integral ergibt dann

$$\int_{0}^{x_{\mathrm{min}}} g_1(x) \mathrm{d}x = C \cdot x_{\mathrm{min}}, \tag{4.44}$$

wobei die Konstante C durch einen Fit an die niedrigsten Datenpunkte bestimmt wird.

Für die HERMES-Daten ergibt der Fit an die untersten drei Datenpunkte C=-0.26 und als Integral

$$\int_{0}^{0.023} g_1(x) \mathrm{d}x = -0.006 \pm -0.006, \tag{4.45}$$

wobei hier eine systematische Unsicherheit von 100 % angenommen wird. Der Verlauf der Daten bei kleinen x legt jedoch kein konstantes Verhalten nahe, negative Werte für α würden nach der Regge-Vorhersage eine Rückkehr der Strukturfunktion zu 0 für $x \to 0$ bedeuten, was noch weniger auf die Daten paßt.

Das Regge-Modell scheint also zweifelhaft. Neuere Untersuchungen haben ergeben, daß die QCD-Entwicklungsgleichungen womöglich auch für sehr kleine x noch anwendbar bleiben. Dies würde bewirken, daß durch die Kopplung der Gluon-Spindichte $\Delta G(x)$ mit der Singlet-Spindichte $\Delta\Sigma(x)$ die Singlet-Spindichte bei kleinen x durch die Entwicklung ins negative getrieben wird. Die Strukturfunktionen g_1^{n} und g_1^{p} würden dann ebenfalls negativ werden. Dieses Verhalten scheint zumindest durch die Daten für g_1^{n} bestätigt.

Der Anteil zum Integral von dem Bereich bei keinen x wäre demnach wesentlich größer. Die Berechnung des gesamten Integrals erfolgt in diesem QCD-Zugang durch Integration der an alle Daten gefitteten Parametrisierungen.

Verwendet man jedoch nur die Daten des HERMES-Experiments und die geschilderten Annahmen so findet man die einzelnen Anteile gemäß Tabelle 4.1. Dies erlaubt den Vergleich mit Werten anderen Experimente, die die Extrapolation auf ähnliche Weise durchgeführt haben.

Tabelle 4.1: Extrapolation des Integrals Γ_1^{n} mit systematischen Fehlern

x-Bereich	Integral
0-0.023	-0.006±0.006
0.06-1.0	0.002 ±0.003

Für das gesamte Integral erhält man damit

$$\Gamma_1^{\mathrm{n}} = \int_0^1 g_1^{\mathrm{n}}(x)\mathrm{d}x = -0.038 \pm 0.013_{\mathrm{stat.}} \pm 0.005_{\mathrm{syst.}} \pm 0.006_{\mathrm{extr.}} \qquad (4.46)$$

bei Q^2=2.5 GeV^2.

4.11 Vergleich mit anderen Experimenten

Neben E142 hat mittlerweile auch das Nachfolgeexperiment E154 die Datennahme beendet und seine Ergebnisse veröffentlicht [E154:97c]. Beide SLAC-Experimente arbeiteten wie HERMES mit ^{3}He -Targets, wobei E154 eine etwas höhere Strahlenergie von 48.3 GeV verwendete und deshalb noch zu etwas kleineren x-Werten messen konnte. Die statistische Genauigkeit wurde ebenfalls verbessert. In Abbildung 4.9 sind die Ergebnisse der drei Experimente gegenüber gestellt, alle Daten stimmen gut überein.

Der extrahierte Wert des Integrals Γ_1^{n} ergänzt die anderen Messungen dieser Größe und bestätigt wie diese die Verletzung der Ellis-Jaffe Summenregel. Die Abbildung 4.10 zeigt die vorhandenenen Messungen im Vergleich mit der Vorhersage als Funktion von Q^2.

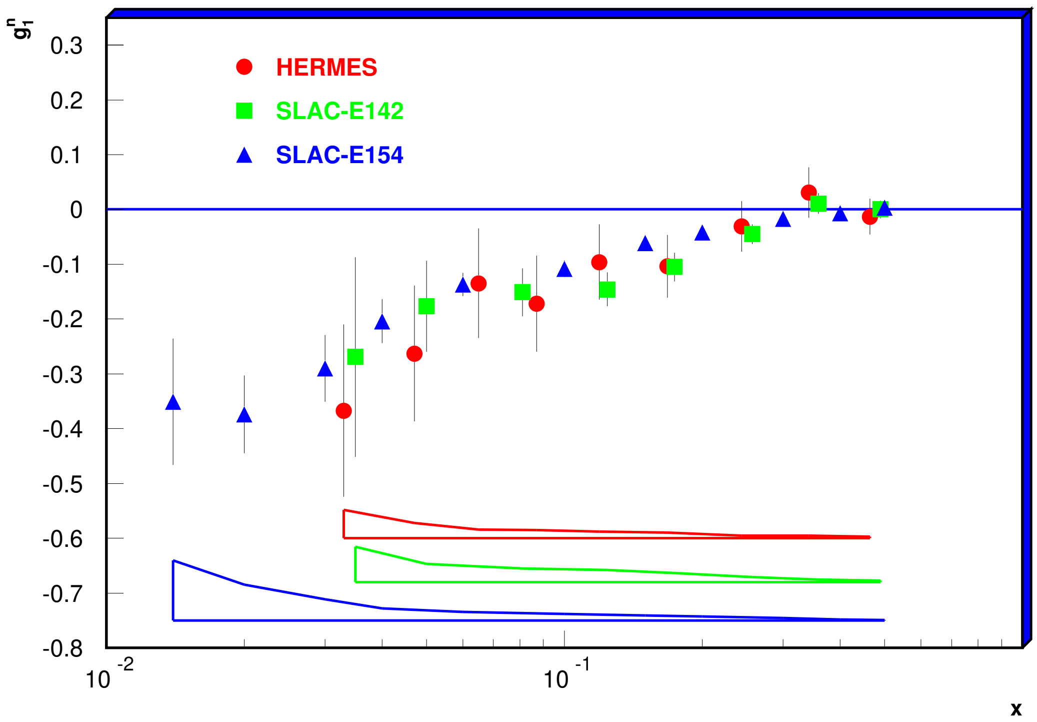


Abbildung 4.9: Vergleich der Spinstrukturfunktion $g_1^n(x)$ mit den Ergebnissen der SLAC-Experimente E142 und E154

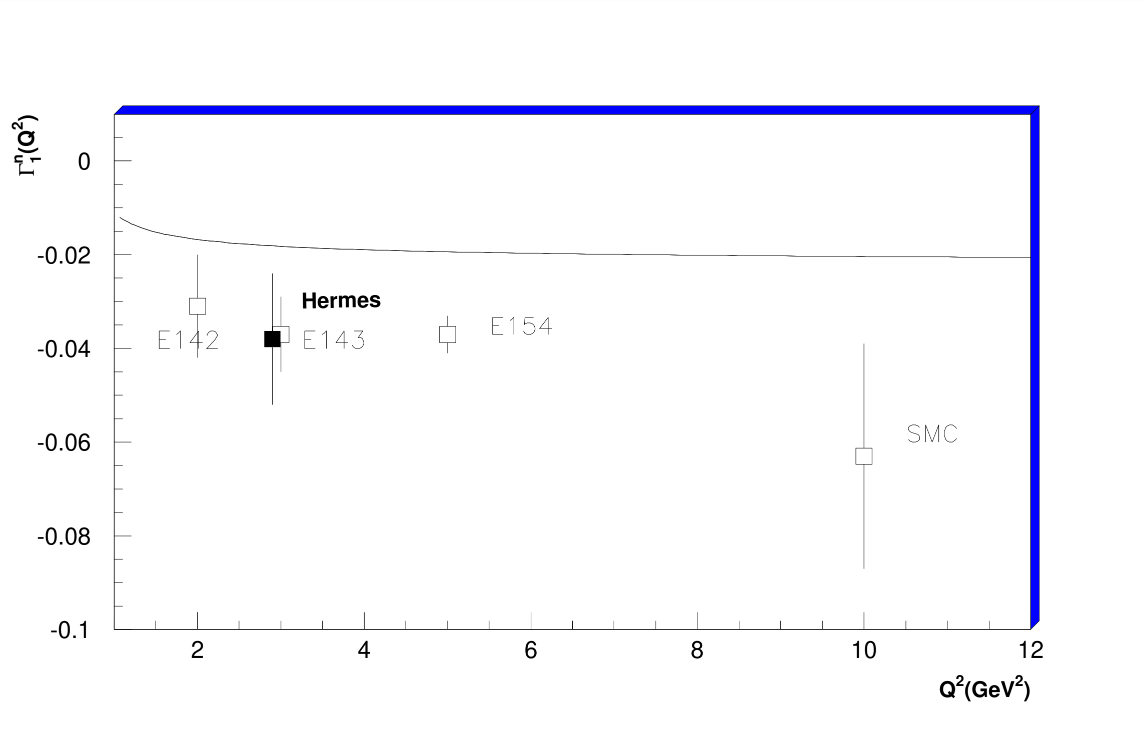


Abbildung 4.10: Verschiedene Messungen des Ellis-Jaffe-Integrals bei verschiedenen Q^2 im Vergleich mit der Vorhersage der Summenregel.

5 Das GDH-Integral oberhalb des Resonanzbereichs

5.1 Kinematische zugänglicher Bereich und Binning

Der kinematische Bereich des HERMES-Experiments deckt einen großen Bereich der x-Q^2-Ebene ab (siehe Abbildung 4.1), daher kann man versuchen, das GDH-Integral für einige Bins in Q^2 im zugänglichen Bereich auszuwerten. Die Berechnung des eingeschränkten Integrals I^* erfolgt dabei nach

$$I^*(Q^2) = \frac{M^2}{8\pi^2\alpha} \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \frac{\mathrm{d}\nu}{\nu} \left(\sigma_{\frac{1}{2}}(\nu, Q^2) - \sigma_{\frac{3}{2}}(\nu, Q^2)\right) \tag{5.1}$$

wobei $\nu_{\max}$ durch die Strahlenergie und den notwendigen y-Schnitt (siehe (4.1))

$$\nu_{\max} = y_{\max} \cdot E \approx 24.4\,\mathrm{GeV} \tag{5.2}$$

und $\nu_{\min}$ durch den W^2-Schnitt definiert ist

$$\nu_{\min} = \frac{Q^2 - M^2 + W^2_{\min}}{2M}. \tag{5.3}$$

Es wird hier ein konstanter Schnitt bei W=2.5 GeV gewählt, da nur der kinematische Bereich oberhalb der Nukleonresonanzen untersucht werden soll. Der Resonanzbereich spielt bei der theoretischen Betrachtung der GDH-Summenregel eine besondere Rolle [Bas:97], da er jedoch bei der Energie und Akzeptanz von HERMES nur in Randbereichen zugänglich ist, sollen in dieser Analyse diese Beiträge völlig ausgeklammert werden. In Experimenten bei niedrigeren Energien kann der Resonanzbereich gesondert untersucht werden, wenn auch nur bei niedrigerem Q^2. Durch diesen Schnitt wird allerdings die untere Integrationsgrenze abhängig von Q^2.

Die kinematische Ebene wurde in jeweils fünf Bins in Q^2 und ν eingeteilt. Der Q^2-Bereich wurde im Vergleich zur Analyse der Strukturfunktion etwas nach unten ausgedehnt bis Q^2=0.8 GeV, um einen Wert des Integrals bei 1 GeV bestimmen zu können. Abbildung 5.1 zeigt die kinematische Ebene mit den Bingrenzen und den kinematischen Schnitten der GDH-Analyse, die Bingrenzen sind in Tabelle 6.7 aufgeführt.

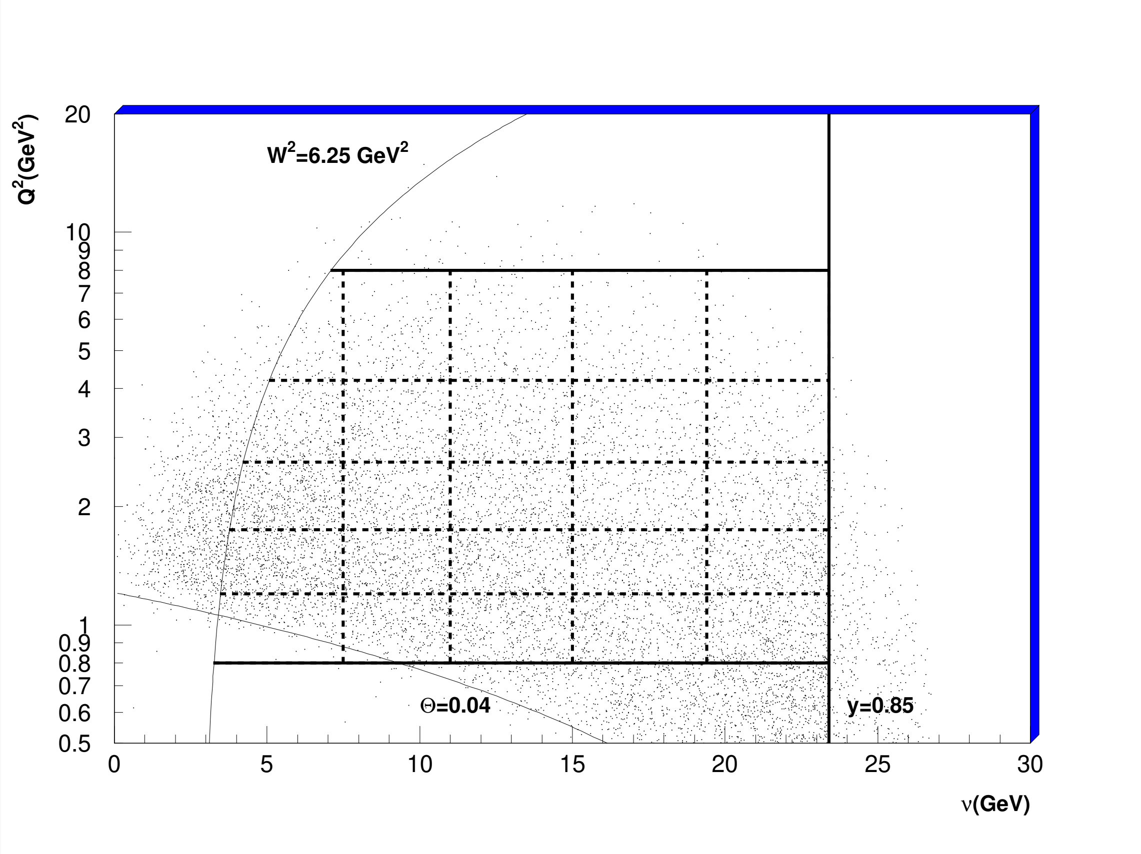


Abbildung 5.1: Die Verteilung aller rekonstruierten Positronen in der ν-Q^2-Ebene und die Bingrenzen und kinematischen Schnitte zur GDH-Analyse.

5.2 Ergebnisse

5.2.1 Die Bestimmung von $\sigma_{\frac{1}{2}}(\nu, Q^2) - \sigma_{\frac{3}{2}}(\nu, Q^2)$

Der Integrand in (5.1) ist die Differenz zweier Absorptionsquerschnitte für virtuelle Photonen, der darin enthaltene Flußfaktor K wird nach [IKL:84] zu $K = \sqrt{\nu^2 + Q^2}$ gewählt. Die gesuchte Größe kann dann durch die Asymmetrie A_1^{n} und die unpolarisierten Strukturfunktionen F_2 und R ausgedrückt werden. Die Asymmetrie A_1^{n} wird analog zu Abschnitt 4 bestimmt und entsprechend

$$\begin{aligned}\Delta\sigma = \sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}} &= \frac{8\pi^2\alpha}{M}\frac{g_1-\gamma^2 g_2}{\sqrt{\nu^2+Q^2}} \\ &= \frac{8\pi^2\alpha}{M}\frac{A_1}{\nu\sqrt{1+\gamma^2}}\frac{F_2(1+\gamma^2)}{2x(1+R)} \\ &= \frac{8\pi^2\alpha}{Q^2}A_1\sqrt{1+\gamma^2}\frac{F_2}{1+R}\end{aligned} \tag{5.4}$$

in die Differenz der Wirkungsquerschnitte umgerechnet.

Die Abbildung 5.2 zeigt die Asymmetrie und den Integranden $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$ als Funktion von ν für die verschiedenen Q^2. Die Werte sind in Tabelle 6.9 aufgelistet.

5.2.2 Das GDH-Teilintegral bei großen Energien

Zur Bestimmung des GDH-Teilintegrals bei den verschiedenen Q^2 wird über die definierten Bins im verfügbaren ν-Bereich summiert:

$$\begin{aligned}I^*(Q^2) &= \frac{M^2}{8\pi^2\alpha}\int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}}\frac{\mathrm{d}\nu}{\nu}\Delta\sigma(\nu,Q^2) \\ &= \frac{M^2}{8\pi^2\alpha}\sum_i\frac{\Delta\nu_i(Q^2)}{\nu_i(Q^2)}\Delta\sigma_i(Q^2).\end{aligned} \tag{5.5}$$

Hier sind $\nu_i(Q^2)$ das mittlere ν, $\Delta\sigma_i(Q^2)$ die mittlere Querschnittsdifferenz und $\Delta\nu_i(Q^2)$ die Breite des i-ten ν-Bins beim jeweiligen Q^2. Die statistischen Fehler werden entsprechend aus denen der Asymmetrie A_1^{n} bestimmt. Die Bestimmung der systematischen Fehler geschieht analog zur Extraktion der Spinstrukturfunktion und des Integrals Γ_1^{n}. Die resultierenden Werte sind in Tabelle 6.8 zusammengefaßt und in Abbildung 5.3 dargestellt.

Für das Verhalten von $\Delta\sigma$ bei großen Q^2 wird durch die Regge-Theorie ein Verhalten $\nu^{\alpha-1}$ vorgeschlagen [Hei:73], eine andere Voraussage basierend auf QCD-Rechnungen ergibt ein Verhalten $\log\nu/\nu$ [BL:94]. Der Beitrag des ν-Bereichs oberhalb $\nu_{\max}$ kann für beide Vorhersagen bestimmt werden:

$$\Delta\sigma \propto \nu^{\alpha-1}: \qquad \int_{\nu_{\max}}^{\infty}\frac{\mathrm{d}\nu}{\nu}\Delta\sigma = \Delta\sigma(\nu_{\max})(1-\alpha)^{-1}, \tag{5.6}$$

$$\Delta\sigma \propto \frac{\log\nu}{\nu}: \qquad \int_{\nu_{\max}}^{\infty}\frac{\mathrm{d}\nu}{\nu}\Delta\sigma = \Delta\sigma(\nu_{\max})\left[1+\left(\log\frac{2M\nu_{\max}}{Q^2}\right)^{-1}\right]. \tag{5.7}$$

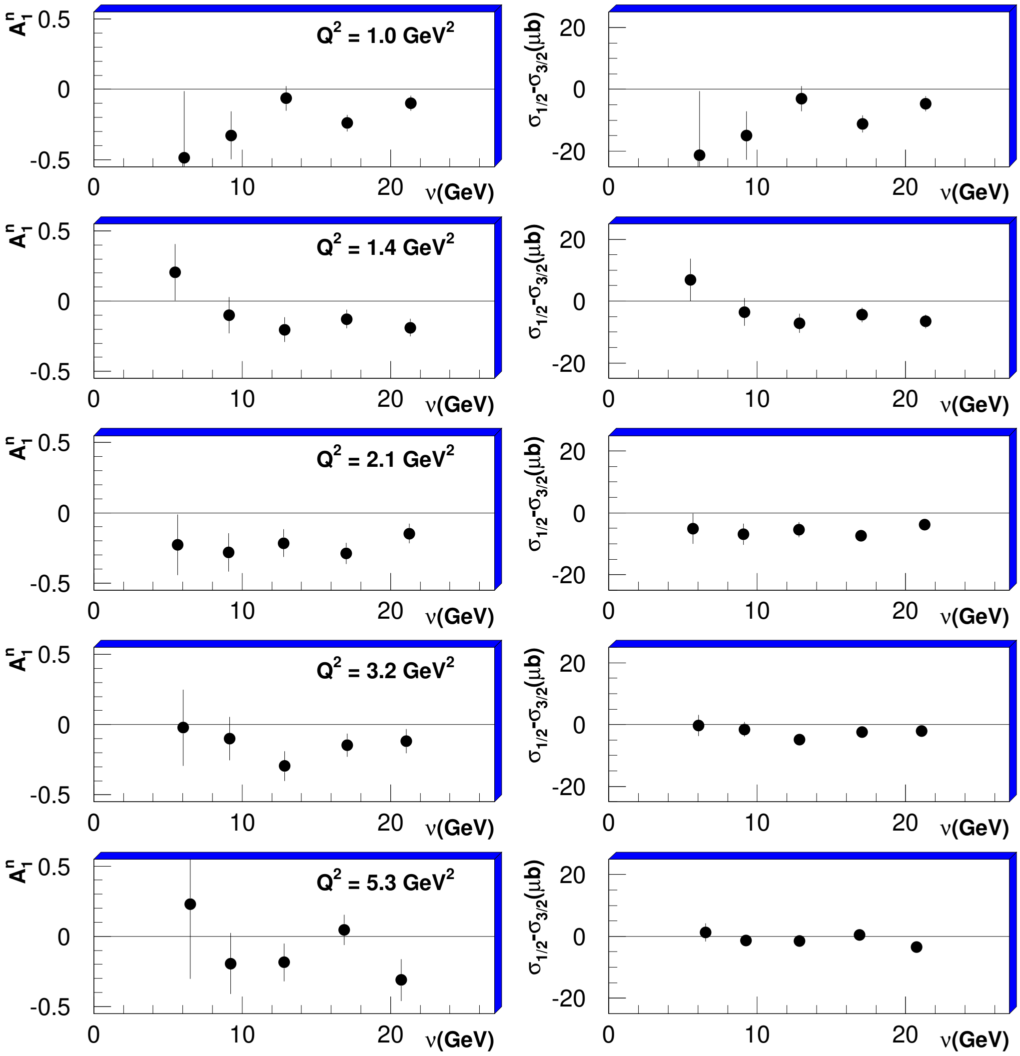


Abbildung 5.2: Die Asymmetrie A_1^n und die Wirkungsquerschnittsdifferenz $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ als Funktion von ν für verschiedene Q^2-Bins.

Die Werte sind für beide Fälle in Tabelle 6.8 angegeben. Hierbei wurde für $\Delta\sigma(\nu_{\max})$ der Mittelwert der letzten beiden Bins gesetzt und für den Parameter der Regge–Vorhersage α=0 gesetzt.

Nach einem Modell für die Q^2-Abhängigkeit des GDH-Integrals nach Burkert und

Ioffe [BI:92] zeigt der Beitrag von der Resonanzregion eine starke Q^2-Abhängigkeit bei kleinen Q^2 und fällt bei größeren Q^2 stark ab. Ein Ansatz für den nichtresonanten Teil mit einem Monopol- und einem Dipolterm liefert

$$I(Q^2) = I^{\mathrm{res}}(Q^2) + 2M^2\Gamma^{\mathrm{as}}\left(\frac{1}{Q^2+\mu^2} - \frac{C\mu^2}{(Q^2+\mu^2)^2}\right) \tag{5.8}$$

mit

$$\Gamma^{\mathrm{as}} = \int_0^1 \mathrm{d}x\, g_1(x,\infty) \tag{5.9}$$

und

$$C = 1 + \frac{1}{2}\frac{\mu^2}{M^2}\frac{1}{\Gamma^{\mathrm{as}}}\left(\frac{\kappa^2}{4} + I^{\mathrm{res}}(0)\right). \tag{5.10}$$

Der Massenparameter μ sollte der Masse des Rho-Mesons entsprechen und für $I^{\mathrm{res}}(0)$ wurde ein Wert von -1.01 vorgeschlagen [Kar:73].

Ein Wert für Γ^{as} kann aus aus Abbildung 4.10 abgeschätzt werden, indem man den Ellis-Jaffe-Grenzwert bei Q^2=∞ um die Differenz zwischen Daten und Vorhersage bei den Q^2-Werten der Experimente verschiebt. Verwendet man Γ^{as}=-0.04, so findet man die Funktion, die in Abbildung 5.3 durchgehend gezeichnet ist, eine einfache $1/Q^2$-Abhängigkeit mit dem selben asymptotischen Wert ergibt die gestrichelte Kurve.

Das Ergebnis des Teilintegrals bei großen Energien entspricht dem erwarteten Verlauf bei großen Q^2. Bei kleinerem Q^2 sind die Daten mit dem Modell verträglich, sie sind jedoch nicht genau genug um verschiedene Abhängigkeiten zu unterscheiden.

Die GDH Summenregel sagt $I^{\mathrm{n}}(0) = -0.91$ voraus. Es fehlt in den Meßwerten zum Integral jedoch der gesamte Resonanzbereich, der einen großen Beitrag liefern und das volle Ergebnis noch deutlich verändern kann. Eine Interpretation des vorliegenden Ergebnisses ist daher nur zusammen mit Ergebnissen aus dem Bereich niedrigerer Energien möglich. Derartige Messungen sind an TJNAF [S+:91] und an MAMI [A+:93] und ELSA [A+:92] geplant.

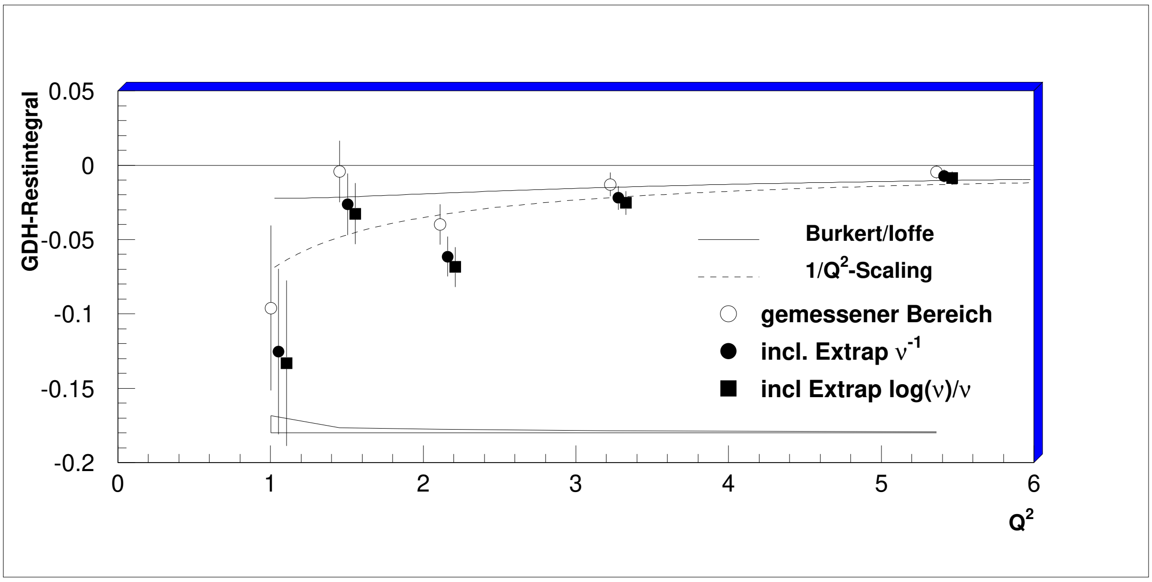


Abbildung 5.3: Das GDH-Teilintegral für die verschiedenen Q^2 mit statistischem und systematischem Fehler. Die offenen Symbole geben den Wert des Teilintegrals im zugänglichen ν-Bereich an. Für die ausgefüllten Symbole, die etwas seitlich versetzt sind, wurden die Beiträge aus dem extrapolierten Bereich nach den verschiedenen Vorhersagen dazuaddiert. Die durchgezeichnete Linie entspricht einem Modell für den nichtresonanten Beitrag zum Integral nach [BI:92], die gestrichelte Linie ist eine einfache Q^2-Abhängigkeit mit dem selben Grenzwert bei Q^2=∞.

6 Tabellen der Ergebnisse

6.1 Bestimmung von g_1^{n}

Tabelle 6.1: Bingrenzen in x und y für die Analyse vin g_1^{n}

x-Bereich	Bin-Grenzen in y			
0.023-0.040	0.00	0.68	0.78	0.85
0.040-0.055	0.00	0.53	0.67	0.85
0.055-0.075	0.00	0.42	0.58	0.85
0.075-0.10	0.00	0.34	0.49	0.85
0.10 -0.14	0.00	0.27	0.42	0.85
0.14 -0.2	0.00	0.22	0.34	0.85
0.2 -0.3	0.00	0.17	0.26	0.85
0.3 -0.4	0.00	0.14	0.23	0.85
0.4 -0.6	0.00	0.15	0.22	0.85

Tabelle 6.2: Kinematische Größen und Strukturfunktionen

$< x >$	$< Q2 >$	F_1^{n}	F_2^{n}	D	R	A_1^{p}
0.033	1.22	3.273	0.288	0.726	0.341	0.08
0.047	1.48	2.394	0.301	0.598	0.334	0.10
0.065	1.75	1.815	0.308	0.511	0.323	0.13
0.087	2.05	1.371	0.308	0.441	0.307	0.17
0.119	2.38	1.000	0.299	0.375	0.284	0.22
0.168	2.75	0.686	0.277	0.308	0.246	0.29
0.244	3.17	0.425	0.233	0.248	0.198	0.38
0.342	3.83	0.240	0.171	0.215	0.156	0.49
0.464	5.26	0.108	0.098	0.222	0.115	0.59

Tabelle 6.3: Asymmetrie $A_1^{\rm n}$ und Spinstrukturfunktion $g_1^{\rm n}$ beim jeweiligen Q^2

Bin	$< x >$	$< Q^2 >$ [GeV^2]	$A_1^{\rm n} \pm stat. \pm syst.$	$g_1^{\rm n} \pm stat. \pm syst.$
1	0.033	1.22	$-0.118 \pm 0.044 \pm 0.015$	$-0.393 \pm 0.143 \pm 0.063$
2	0.047	1.48	$-0.120 \pm 0.047 \pm 0.011$	$-0.279 \pm 0.113 \pm 0.033$
3	0.065	1.75	$-0.095 \pm 0.050 \pm 0.009$	$-0.165 \pm 0.091 \pm 0.020$
4	0.087	2.05	$-0.127 \pm 0.058 \pm 0.011$	$-0.175 \pm 0.080 \pm 0.019$
5	0.119	2.38	$-0.133 \pm 0.062 \pm 0.012$	$-0.133 \pm 0.063 \pm 0.015$
6	0.168	2.75	$-0.157 \pm 0.077 \pm 0.016$	$-0.104 \pm 0.052 \pm 0.013$
7	0.244	3.17	$-0.062 \pm 0.103 \pm 0.018$	$-0.025 \pm 0.042 \pm 0.005$
8	0.342	3.83	$+0.120 \pm 0.199 \pm 0.051$	$+0.025 \pm 0.042 \pm 0.005$
9	0.464	5.26	$-0.140 \pm 0.340 \pm 0.102$	$-0.011 \pm 0.030 \pm 0.003$

Tabelle 6.4: Spinstrukturfunktion $g_1^{\rm n}$ bei Q^2=2.5 GeV^2

x-Bereich	$< x >$	$g_1^{\rm n} \pm stat. \pm syst.$
(0.023-0.040)	0.033	$-0.451 \pm 0.164 \pm 0.072$
(0.040-0.055)	0.047	$-0.308 \pm 0.122 \pm 0.036$
(0.055-0.075)	0.065	$-0.177 \pm 0.094 \pm 0.021$
(0.075-0.100)	0.087	$-0.176 \pm 0.080 \pm 0.019$
(0.100-0.140)	0.119	$-0.133 \pm 0.063 \pm 0.014$
(0.140-0.200)	0.168	$-0.104 \pm 0.053 \pm 0.013$
(0.200-0.300)	0.244	$-0.025 \pm 0.044 \pm 0.005$
(0.300-0.400)	0.342	$+0.029 \pm 0.047 \pm 0.006$
(0.400-0.600)	0.464	$-0.015 \pm 0.039 \pm 0.004$

Tabelle 6.5: Beiträge zum systematische Fehler von A_1^{n}. Bei großen x wird der systematische Fehler durch die Unsicherheit in A_2^{n} dominiert.

Größe	x-Bins								
P_b	0.006	0.007	0.005	0.007	0.007	0.009	0.003	0.007	0.008
P_t	0.006	0.006	0.005	0.006	0.007	0.008	0.003	0.006	0.007
A_1^p	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002	0.002	0.004	0.005	0.008
p_n	0.004	0.003	0.003	0.004	0.004	0.006	0.004	0.005	0.007
p_p	0.001	0.001	0.001	0.002	0.002	0.003	0.005	0.007	0.011
F_2^n/F_2^p	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.003	0.002	0.004	0.004
F_2^n	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
R	0.009	0.005	0.005	0.009	0.008	0.012	0.006	0.007	0.011
A_2^n	0.001	0.002	0.003	0.003	0.004	0.006	0.014	**0.047**	**0.099**
δ_{rc}	0.011	0.005	0.002	0.001	0.003	0.004	0.006	0.009	0.011
gesamt	0.018	0.013	0.011	0.014	0.015	0.020	0.019	0.052	0.103

Tabelle 6.6: Beiträge zum systematische Fehler von g_1^{n}, die Werte gelten für die Berechnung von g_1^{n} bei Q^2=2.5 GeV^2. Die letzte Spalte gibt die Beiträge zum systematischen Fehler des Integrals Γ_1^{n} über den gemessenen x-Bereich von 0.023 bis 0.6

Größe	x-Bins									Integral
P_b	0.025	0.017	0.010	0.010	0.007	0.006	0.001	0.002	0.001	0.002
P_t	0.023	0.015	0.009	0.009	0.007	0.005	0.001	0.002	0.001	0.002
A_1^p	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001
p_n	0.015	0.007	0.005	0.005	0.004	0.004	0.002	0.001	0.001	0.001
p_p	0.003	0.003	0.003	0.003	0.002	0.002	0.002	0.002	0.001	0.001
F_2^n/F_2^p	0.008	0.004	0.003	0.003	0.002	0.002	0.001	0.001	0.000	0.001
F_2^n	0.009	0.006	0.004	0.003	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001	0.001
R	0.015	0.008	0.004	0.003	0.002	0.001	0.001	0.000	0.000	0.001
A_2^n	0.006	0.004	0.004	0.003	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.001
δ_{rc}	0.040	0.013	0.005	0.001	0.003	0.003	0.003	0.002	0.001	0.002
gesamt	0.060	0.031	0.017	0.016	0.012	0.010	0.005	0.005	0.004	0.005

6.2 Bestimmung des GDH-Integrals

Tabelle 6.7: Bingrenzen in Q^2 und ν zur GDH-Analyse

Q^2-Bereich	Bin-Grenzen in ν				
0.8 -1.2	3.2	7.5	11.5	19.4	23.4
1.2 -1.75	3.4	7.5	11.5	19.4	23.4
1.75-2.6	3.7	7.5	11.5	19.4	23.4
2.6 -4.2	4.2	7.5	11.5	19.4	23.4
4.2 -8.0	5.0	7.5	11.5	19.4	23.4

Tabelle 6.8: Das GDH-Teilintegral im gemessenen Bereich mit statistischen und systematischen Fehlern und die Werte für die Extrapolation nach den verschiedenen Voraussagen

Q^2	$I^* \pm stat. \pm syst.$	Extrap. $1/\nu$	Extrap. $\log \nu/\nu$
1.00	$-0.096 \pm 0.056 \pm +0.011$	-0.029	-0.037
1.45	$-0.004 \pm 0.021 \pm +0.004$	-0.022	-0.028
2.11	$-0.040 \pm 0.013 \pm +0.003$	-0.021	-0.029
3.23	$-0.013 \pm 0.008 \pm +0.001$	-0.009	-0.013
5.36	$-0.005 \pm 0.004 \pm +0.001$	-0.003	-0.004

Tabelle 6.9: Asymmetrie und Wirkungsquerschnittsdifferenz

$< Q^2 >$	$< \nu >$	A_1^{n}	$(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2})[\mu\mathrm{b}]$
1.0	6.1	$-0.49{\pm}0.47$	$-21.36{\pm}20.74$
1.0	9.3	$-0.33{\pm}0.17$	$-14.96{\pm}7.81$
1.0	13.0	$-0.06{\pm}0.09$	$-3.02{\pm}4.10$
1.0	17.1	$-0.24{\pm}0.06$	$-11.21{\pm}2.81$
1.0	21.4	$-0.10{\pm}0.05$	$-4.59{\pm}2.45$
1.5	5.5	$+0.20{\pm}0.20$	$+6.93{\pm}6.85$
1.5	9.1	$-0.10{\pm}0.13$	$-3.50{\pm}4.51$
1.5	12.9	$-0.20{\pm}0.09$	$-7.12{\pm}3.13$
1.5	17.0	$-0.13{\pm}0.07$	$-4.45{\pm}2.37$
1.5	21.3	$-0.19{\pm}0.06$	$-6.58{\pm}2.19$
2.1	5.7	$-0.23{\pm}0.22$	$-5.14{\pm}4.87$
2.1	9.1	$-0.28{\pm}0.14$	$-6.94{\pm}3.39$
2.1	12.8	$-0.22{\pm}0.10$	$-5.42{\pm}2.45$
2.1	17.0	$-0.29{\pm}0.08$	$-7.34{\pm}1.93$
2.1	21.3	$-0.15{\pm}0.07$	$-3.78{\pm}1.84$
3.2	6.0	$-0.02{\pm}0.27$	$-0.29{\pm}3.51$
3.2	9.1	$-0.10{\pm}0.15$	$-1.53{\pm}2.35$
3.2	12.9	$-0.29{\pm}0.11$	$-4.84{\pm}1.75$
3.2	17.1	$-0.15{\pm}0.08$	$-2.48{\pm}1.41$
3.2	21.1	$-0.12{\pm}0.09$	$-2.12{\pm}1.53$
5.4	6.5	$+0.23{\pm}0.53$	$+1.25{\pm}2.90$
5.4	9.2	$-0.19{\pm}0.22$	$-1.32{\pm}1.47$
5.4	12.8	$-0.18{\pm}0.13$	$-1.58{\pm}1.15$
5.4	16.9	$+0.05{\pm}0.11$	$+0.47{\pm}1.06$
5.4	20.7	$-0.31{\pm}0.15$	$-3.41{\pm}1.65$

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die inklusive Analyse der Daten vorgestellt, die im Jahr 1995 am HERMES-Experiment genommen wurden. In diesem ersten Jahr wurde mit dem polarisierter Positronenstrahl des HERA-Rings und einem internen Gastarget aus polarisiertem $^3\mathrm{He}$ die spinabhängige tiefinelastische Streuung am Neutron untersucht.

Aus der Asymmetrie der Raten der gestreuten und im Detektor rekonstruierten Positronen für parallele und antiparallele Spins von Strahlteilchen und Targetkernen wurde die Asymmetrie A_1^n bestimmt und daraus die Spinstrukturfunktion g_1^n abgeleitet. Das Integral Γ_1^n der zu einem Q^2-Wert von 2.5 GeV^2 entwickelten Strukturfunktion im gemessenen x-Bereich von 0.023 bis 0.6 beträgt -0.034±0.013±0.005 in sehr guter Übereinstimmung mit anderen Experimenten. Die Extrapolation auf den gesamten x-Bereich unter Annahme von Regge-Verhalten bei kleinen x ergibt Γ_1^n=-0.038±0.013±0.005 mit einem zusätzlichen Fehler von 0.006 für die Extrapolation. Die Anwendung der QCD-Entwicklungsgleichungen auch bei sehr kleinen x-Werten liefert dort jedoch einen wesentlich größeren Beitrag und damit ein viel kleineres Γ_1^n. Die Ellis-Jaffe-Summenregel wird durch die Daten in jedem Fall nicht bestätigt.

Die Überdeckung des kinematischen Bereichs in ν von etwa 3 GeV bis 23.4 GeV in einem weiten Q^2-Bereich erlaubt die Bestimmung des GDH-Integrals oberhalb des Resonanzbereichs für fünf Q^2-Werte von 1.0 bis 5.3 GeV^2.

In den Jahren 1996 und 1997 wurde mit einem polarisierten Wasserstofftarget gemessen um die Spinstrukturfunktion g_1^p zu bestimmen. Zusammen mit den Daten vom $^3\mathrm{He}$ erhält man daraus eine Messung der Bjørken-Summenregel.

Die Konzeption des HERMES-Detektors erlaubt auch die Rekonstruktion von Hadronen aus dem Fragmentationsprozeß des an der Streuung beteiligten Quarks. Die Analyse dieser semiinklusiven Prozesse, insbesondere von Asymmetrien der geladenen Pionen, wird durch Kombination der Daten von den verschiedenen Targets die Bestimmung der Spindichten für die verschiedenen Quarkflavours getrennt ermöglichen.

Ein Ausbau des Spektrometers wird ab 1998 noch weitere interessante Prozesse zugänglich machen. So wird durch einen ringabbildenden Čerenkov-Detektor die Separation von Kaonen und Pionen im gesamten Energiebereich möglich sein. Dies erlaubt die Rekonstruktion der Zerfälle von D-Mesonen. Ein Müonen–System erlaubt den Zerfall von J/Ψ-Mesonen zu messen. Die Produktion dieser Mesonen erfolgt durch die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit einem Gluon über den Austausch eines *charmed* Quarks und ihre Asymmetrie ist mit der Spindichte der Gluonen verknüpft. Man wird daher Informationen über den Spinbeitrag der Gluonen erhalten.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[A$^+$:92] G. Anton et al., ELSA proposal, 1992.

[A$^+$:93] J. Ahrens et al., MAMI proposal, 1993.

[A$^+$:96] H. Avakian et al., The Hermes Electromagnetic Calorimeter, in *Proc. of CALOR 96 (VI International Conference on Calorimetry in High Energy Physics), Frascati*, 1996.

[ABFR:97] G. Altarelli, R. D. Ball, S. Forte and G. Ridolfi, *Determination of the Bjorken sum and strong coupling from polarized structure functions*, Nucl. Phys. **B496**, 337 (1997).

[Ack:96] K. Ackerstaff, *First Results from the HERMES Experiment using Unpolarized Targets*, Dissertation, Universität Hamburg, 1996.

[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$^+$: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$^+$:97] J. Blouw et al., *Design and performance of a large Microstrip Gas Tracker for HERMES*, Nucl. Instr. Meth (1997), To be published.

[Bas:97] S. D. Bass, *The Drell-Hearn-Gerasimov sum rule in QCD*, Mod. Phys. Lett. **A12**, 1051 (1997).

[BBDM:78] W. A. Bardeen, A. J. Buras, D. W. Duke and T. Muta, *Deep inelastic scattering beyond the leading order in asymptotically free gauge theories*, Phys. Rev. **D18**, 3998 (1978).

[Bel:96] E. Belz, *Beam Polarization Smoothing for Analysis of 1995 Data*, Technical report, 1996.

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

[Ben:97] T. Benisch, *Dissertation in Vorbereitung*, Dissertation, Universität Erlangen Nürnberg, 1997.

[BI:92] V. D. Burkert and B. L. Ioffe, *On the Q**2 variation of spin dependent deep inelastic electron - proton scattering*, Phys. Lett. **B296**, 223 (1992).

[Bjø:66] J. D. Bjørken, *Applications of the Chiral* $U(6) \otimes U(6)$ *Algebra of Current Densities*, Phys. Rev. **14**, 1467 (1966).

[BL:94] S. D. Bass and P. V. Landshoff, *The Small x behavior of g1*, Phys. Lett. **B336**, 537 (1994).

[CG:69] C. G. Callan and D. J. Gross, *High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current*, Phys. Rev. Lett. **22**, 156 (1969).

[Che:96] H.-Y. Cheng, *Status of the proton spin problem*, Int. J. Mod. Phys. **A11**, 5109 (1996).

[CHM:72] N. Christ, B. Hasslacher and A. H. Mueller, *Light cone behavior of perturbation theory*, Phys. Rev. **D6**, 3543 (1972).

[Clo:79] F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, page 186, Academic Press, 1979.

[Clo:93] F. E. Close, *The Nucleon spin crisis bible*, (1993).

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

[d'A:94] G. d'Agostini, A Multidimensional Unfolding Method Based on Bayes' Theorem, DESY 94-009, 1994.

[dASPS:93] C. C. degli Atti, S. Scopetta, E. Pace and G. Salme, *Nuclear effects in deep inelastic scattering of polarized electrons off polarized He-3 and the neutron spin structure functions*, Phys. Rev. **C48**, 968 (1993).

[DH:66] S. D. Drell and A. C. Hearn, Phys. Rev. Lett. **6**, 908 (1966).

[dS:97] D. de Schepper, *Spin-dependent deep inelastic positron scattering from a polarized helium-3 internal gas target*, PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology , 1997.

[Due:95] M. Dueren, *The HERMES experiment: From the design to the first results*, (1995), Hamburg DESY - Int.Rep.HERMES-95-02 (95/07) 234 p.

[E130:83] G. Baum et al. (E130 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **51**, 1135 (1983).

[E142:93] P. L. Anthony et al. (E142 Collaboration), *Determination of the neutron spin structure function*, Phys. Rev. Lett. **71**, 959 (1993).

[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 g1(p) and g1(d)*, Phys. Lett. **B364**, 61 (1995).

[E143:95b] K. Abe et al. (E143 Collaboration), *Precision measurement of the deuteron spin structure function g1(d)*, Phys. Rev. Lett. **75**, 25–28 (1995).

[E143:95c] K. Abe et al. (E143 Collaboration), *Precision measurement of the proton spin structure function g1(p)*, Phys. Rev. Lett. **74**, 346 (1995).

[E143:96] K. Abe et al. (E143 Collaboration), *Measurements of the proton and deuteron spin structure function g2 and asymmetry A2*, Phys. Rev. Lett. **76**, 587 (1996).

[E143:97] K. Abe et al. (E143 Collaboration), *Measurements of the proton and deuteron spin structure function g1 in the resonance region*, Phys. Rev. Lett. **78**, 815 (1997).

[E154:97a] K. Abe et al. (E154 Collaboration), *Measurement of the neutron spin structure function g2(n) and asymmetry A2(n)*, Phys. Lett. **B404**, 377 (1997).

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

[E154:97c] K. Abe et al. (E154 Collaboration), *Precision determination of the neutron spin structure function g1(n)*, Phys. Rev. Lett. **79**, 26 (1997).

[E80:76] M. J. Alguard et al. (E80 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **37**, 1261 (1976).

[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).

[Ger:66] S. B. Gerasimov, Sov. J. Nucl. Phys. **2**, 430 (1966).

[Hei:73] R. L. Heimann, Nucl. Phys. **B** **B64**, 2717 (1973).

[HERMES:97] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), *Measurement of the neutron spin structure function g1(n) with a polarized He-3 internal target,* Phys. Lett. **B404**, 383 (1997).

[HM:84a] F. Halzen and A. D. Martin, page 184, In [HM:84c], 1984.

[HM:84b] F. Halzen and A. D. Martin, page 215, In [HM:84c], 1984.

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

[Hug:93] E. Hughes, *Polarized lepton - nucleon scattering,* (1993), Invited talk at 21st Annual SLAC Summer Institute on Particle Physics: Spin Structure in High Energy Processes (School: 26 Jul - 3 Aug, Topical Conference: 4-6 Aug), Stanford, CA, 26 Jul - 6 Aug 1993.

[IKL:84] B. L. Ioffe, V. A. Khoze and L. N. Lipatov, *Hard Processes. VOL. 1: Phenomenology, Quark Parton Model*, North-Holland, 1984.

[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.

[Kar:73] I. Karliner, *Saturation of the Drell-Hearn-Gerasimov Sum Rule*, Phys. Rev. **D7**, 2717 (1973).

[KDM$^+$:95] L. H. Kramer, D. DeSchepper, R. G. Milner, S. F. Pate and T. Shin, *An Internal polarized He-3 target for electron storage rings,* Nucl. Instrum. Meth. **A362**, 32 (1995).

[Lac:97] W. Lachnit, *Qualitätsstandards bei Asymmetriemessungen im Hermes Experiment: Definition, Realisierung und Verifikation,* Dissertation, Universität Erlangen Nürnberg, 1997.

[LG$^+$:93] W. Lorenzon, T. R. Gentile, , H. Gao and R. D. McKeown, Phys. Rev. **A 47**, 468 (1993).

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

[Man:91] L. Mankiewicz, *On the hard part of the gamma - gluon cross-section in deep inelastic scattering off polarized target*, Phys. Rev. **D43**, 64 (1991).

[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, F2(p) and F2(d),* Phys. Lett. **B364**, 107 (1995).

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

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

[Rat:83] P. Ratcliffe, Nucl. Phys. **B 233**, 45 (1983).

[Rob:90a] R. G. Roberts, page 11, In [Rob:90c], 1990.

[Rob:90b] R. G. Roberts, page 19, In [Rob:90c], 1990.

[Rob:90c] R. G. Roberts, *The Structure of the Proton,* Cambridge University Press, 1990.

[RTA:96] D. Ryckbosch, M. Tytgat and I. Akushevich, Systematic Errors from the radiative corretion procedure, Hermes internal note 96-045, 1996.

[S^+:91] D. I. Sober et al., CEBAF PR-91-15, 1991.

[Sch:88] A. Schaefer, *Spin Dependent Structure Functions for the Proton and Neutron,* Phys. Lett. **B208**, 175 (1988).

[SMC:93] B. Adeva et al. (SMC Collaboration), *Measurement of the spin dependent structure function g1(x) of the deuteron,* Phys. Lett. **B302**, 533–539 (1993).

[SMC:94] D. Adams et al. (SMC Collaboration), *Measurement of the spin dependent structure function g1(x) of the proton,* Phys. Lett. **B329**, 399 (1994).

[SMC:95a] D. Adams et al. (SMC Collaboration), *A New measurement of the spin dependent structure function g1(x) of the deuteron,* Phys. Lett. **B357**, 248 (1995).

[SMC:95b] P. Amaudruz et al. (SMC Collaboration), *A Re-Evaluation of the Nuclear Structure Function Ratios for* D, He,$^6\mathrm{Li}$ *and* Ca, Nucl. Phys. **B441**, 3 (1995).

[SMC:97a] D. Adams et al. (SMC Collaboration), *The Spin dependent structure function g1(x) of the deuteron from polarized deep inelastic muon scattering,* Phys. Lett. **B396**, 338–348 (1997).

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

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

[ST:96] F. M. Steffens and A. W. Thomas, *The Role of strange and charm quarks in the nucleon spin structure function*, Phys. Rev. **D53**, 1191 (1996).

[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.

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

Danksagung

An der Entstehung dieser Arbeit waren viele Menschen mit beteiligt, denen ich an dieser Stelle danken möchte.

Als Betreuer der Arbeit hat Prof. Dr. Rith mir durch den überlassenen Freiraum ein sehr selbständiges Arbeiten ermöglicht. Michael Düren war als Analyse-Koordinator des HERMES-Experiments der wichtigste Ansprechpartner und hat in der heißen Phase der Analyse der ersten Daten uns immer wieder motiviert. Wolfgang Wander war jederzeit ein kompetenter Ansprechpartner in allen Rechner- und Programmierfragen und hat zu der erfolgreichen Softwarestruktur des Experiments entscheidend beigetragen. Ich möchte auch die weiteren Mitstreiter der Erlanger Gruppe erwähnen, Thomas Benisch, Stefan Bernreuther, Klaus Fiedler, Andreas Gute, Wolfgang Lachnit, Frank Neunreither und Tom Wölfel, sowie die Kollegen von der Erlanger Targetgruppe.

Ich möchte den Kollegen aus Zeuthen danken, für die gute Zusammenarbeit beim “Einfahren“ der Driftkammern und die Gastfreundschaft in Zeuthen, und insbesondere Delia Hasch und Uta Stößlein für die Mitwirkung an der inklusiven Analyse. Als Vertreter der Kollegen aus Übersee, die zusammen mit uns in der inklusiven Analyse gearbeitet haben, seine Bruce Bray, Dirk de Schepper und Ralf Kaiser genannt.

Von den Hamburger Kollegen möchte ich Klaus Ackerstaff und Marc-André Funk danken, die zusammen mit Wolfgang Wander die HERMES-Analysesoftware auf ihren hohen Stand gebracht haben. Insbesondere Marc-André hat durch seinen wohldokumentierten und klaren Programmierstil und seine enorme Produktivität allen anderen die Arbeit sehr erleichtert.

Auch all den übrigen zahlreichen Mitgliedern der HERMES-Kollaboration sei gedankt, die ihren Teil zum Gelingen des Experiments beigetragen haben.

Ich danke dem DESY-Gästebüro, das auch kurzfristig noch eine Unterkunft organisieren konnte, sowie Thomas Benisch und Andreas Gute für ihre Gastfreundschaft in Notfällen.

Ich danke meiner Familie, die mich die ganze Zeit unterstützt hat, auch wenn ich die Frage ”Was machst Du da eigentlich?” oft nicht zufriedenstellend beantworten konnte.

Lebenslauf

	Manfred Ferstl
Geburtstag	6. April 1967
Geburtsort	Neumarkt/Opf.
Eltern	Heinrich Ferstl und Helene Ferstl geb. Schön
Schulausbildung	1973-1975 Volksschule Batzhausen 1975-1977 Volksschule Seubersdorf 1977-1986 Willibald-Gluck-Gymnasium Neumarkt
Wehrdienst	1986-1988 Soldat auf Zeit in Bogen, Ausbildung zum Reserveoffizier
Studium	1988 Immatrikulation an der Universität Erlangen-Nürnberg im Studiengang Diplom-Physik Vordiplom November 1990 Diplom Februar 1994 ab April 1994 wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg